

24.55



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

PROPIEDADES GENERALES DE LAS NOVAS

T E S I S

Que para obtener el Título de

F I S I C O

p r e s e n t a :

José Antonio Sarmiento Hernández

México, D.F.

1988



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

INDICE.

	Pág.
Capítulo I. Propiedades Observacionales Básicas.	1
Introducción.	1
1. Características Generales de las Novas.	2
2. Curvas de Luz.	8
3. Clases de Velocidad.	13
4. Evolución del Espectro Optico.	17
Capítulo II. Dinámica de Sistemas Binarios de Corto Período.	25
Introducción.	25
1. Evolución de Sistemas Binarios.	25
2. Desbordamiento del Lóbulo de Roche.	31
3. El Disco de Acreción.	44
4. Comparación con las Observaciones.	67
Capítulo III. Mecanismos Explosivos.	75
Introducción.	75
1. El Desbocamiento Termonuclear (DTN).	76
Capítulo IV. La Fase Nebular.	97
Introducción.	97
1. Consideraciones Generales.	97
2. El Caso de V603 Aql.	101
3. Modelos para la Envolvente Eyectada.	105
Capítulo V. El Caso de RS Oph.	116
Introducción.	116
1. Características de RS Oph.	116
2. Espectroscopía de RS Oph durante la Fase Nebular.	131
Conclusiones.	142
Referencias.	148

CAPITULO I. Propiedades Observacionales Básicas.

Introducción.

Los registros astronómicos antiguos (Clark y Stephenson, 1977) dan cuenta de la repentina aparición de estrellas "nuevas" en el cielo, en una posición en la que antes no se encontraba estrella alguna. Estas estrellas "nuevas" alcanzaban rápidamente un brillo máximo y luego, más lentamente, volvían a desaparecer. Fueron registradas pero su estudio sólo se limitó a dar la fecha de aparición, su posición y a una suscita comparación y seguimiento de su brillo y color. Ahora sabemos que tales estrellas no son "nuevas" sino que, como resultado de algún proceso físico (véase el capítulo III), lo que hacen es incrementar su magnitud original de tal forma que se hacen más brillantes y, por tanto, más notorias.

El avance en la comprensión del fenómeno NOVA ha sido un hecho relativamente reciente. Sólo desde hace unas cuantas décadas se ha arrojado alguna luz sobre las circunstancias que dan lugar a que una estrella sufra un incremento de brillo tan dramático. Esto no quiere decir que se haya logrado comprender totalmente el mecanismo responsable; aún quedan muchos aspectos que no logran encajar dentro de los modelos propuestos como explicación de las Novas. Sin embargo, el trabajo teórico y observacional realizado hasta la fecha nos ha permitido comprender una gran parte del fenómeno. Una de las cosas que ahora conocemos es que al fenómeno Nova podemos subdividirlo en:

- a) Novas Clásicas (NC).
- b) Novas Recurrentes (NRec).
- c) Novas Enanas (NE).

aunque ésta no es una clasificación estricta. El criterio por el que aquí subdividimos a las novas en estos tres tipos es principalmente la magnitud del incremento en su brillantez, aunque existen otras diferencias importantes, que se irán señalando a lo largo de la tesis.

1. Características Generales de las Novas.

Los estudios realizados por Walker (1954), y posteriormente por Kraft (1962; 1964), sobre 10 novas, constituyeron la primera evidencia de que el fenómeno nova se encontraba relacionado con sistemas binarios. Así, se procedió a investigar los parámetros asociados a tales sistemas, por ejemplo: la separación, la masa y luminosidad de cada una de las componentes, su tipo espectral, etc. Se encontró que los sistemas binarios nova tienen, en general, períodos orbitales menores o del orden de un día, excepción hecha de las NRec. La estrella más masiva del sistema (primaria) es una enana blanca (EB), aunque cabe la posibilidad de que sea una estrella menos evolucionada, incluso de secuencia principal (Livio, Truran y Webbink, 1986; Webbink, Livio, Truran y Orio, 1987). La estrella menos masiva (secundaria) puede ser una estrella de secuencia principal o una gigante (Warner, 1976; Wade y Ward, 1985). En la Tabla I se presenta una lista (Ritter, 1984) de las novas de las que se conoce su magnitud absoluta visual en el mínimo (M_{\min}), en el máximo (M_{\max}), el período orbital (P), la

Tabla I. Novas Clásicas y Enanas en sistemas binarios.

Objeto	Clase	M_{\min} (mag)	M_{\max} (mag)	P (días)	M_1 (M_{\odot})	M_2 (M_{\odot})	TE_2
GK Per	NC	10.2	0.2	1.99679	0.6	>0.13	K2/V-IV
BV Cen	NE	12.6	10.5	0.610116	0.83	0.90	G5-8/V
DI Lac	NC	14.3	4.6	0.543773	----	----	-----
V1668 Cyg	NC	18.5	6.0	0.4392	----	----	-----
AE Aqr	NE	11.0	9.8	0.411654	0.9	0.7	K5/V
SY Cnc	NE	13.5	10.8	0.38	----	----	-----
RU Peg	NE	12.7	9.0	0.3746	1.47	1.14	K1-3/V
BT Mon	NC	15.4	4.5	0.333814	----	----	-----
EM Cyg	NE	13.3	11.9	0.290909	0.55	0.75	K5/V
Z Cam	NE	13.6	10.2	0.289840	1.17	0.86	K7/V
V533 Her	NC	14.3	3.0	0.28	----	----	-----
SS Cyg	NE	11.4	8.2	0.275130	1.33	0.80	K5/V
AH Her	NE	13.9	10.9	0.25812	----	----	-----
VY Aqr	NE	17.1	8.0	0.22:	----	----	-----
HL CMA	NE	13.2	11:	0.21995	----	----	-----
HR Del	NC	11.9	3.3	0.214167	1.0:	0.5:	-----
RX And	NE	12.6	10.6	0.21154	1.0:	0.65:	-----
T Aur	NC	14.9	4.1	0.204380	0.68	0.63	-----
DQ Her	NC	14.2	1.4	0.193621	0.45	0.32	M3/V
TW Vir	NE	15.8	11.8	0.18267	----	----	-----
SS Aur	NE	14.5	10.5	0.180594	0.9:	0.6:	-----
BD Pav	NE	15.4	12.4	0.179302	----	----	-----
U Gem	NE	14.0	8.8	0.176906	1.18	0.56	M4.5/V
CN Ori	NE	14.6	11.7	0.1631	----	----	-----
CM Del	NE	13.4	----	0.16	----	----	-----
WW Cet	NE	15.0	9.3	0.1597	----	0.5:	-----
WY Sge	NE	19.3	5.4:	0.153634	0.95:	0.4:	-----
RR Pic	NC	12.0	1.2:	0.145026	----	----	-----
V1500 Cyg	NC	16.0	2.2	0.139617	----	----	-----
V603 Aql	NC	11.4	-1.1	0.13854	0.9:	0.4:	-----
TU Men	NE	>16	11.6	0.1176	----	----	-----
YZ Cnc	NE	14.1	11.0	0.0876	----	----	-----
PS 74	NE	16	----	0.08063	----	----	-----
UU Aql	NE	16.1	11.0	0.0785	----	----	-----
TY Psc	NE	15.3	12.5	0.077	----	----	-----
CU Vel	NE	15.5	10.7	0.0769	----	----	-----
SU UMa	NE	14.2	12.0	0.076	----	----	-----
WH Hyi	NE	14.7	12.5	0.074813	0.9	0.16	-----
Z Cha	NE	15.3	12.4	0.074499	0.85	0.17	M/V:
VW Hyi	NE	13.4	9.5	0.074271	0.63	0.11	-----
HT Cas	NE	16.9	13.5	0.073647	0.53	0.19	-----
AY Lyr	NE	18.4	13.5	0.0730	----	----	-----
VW Vul	NE	13	----	0.073	----	----	-----
IR Gem	NE	>14.5	10.7	0.0701:	----	----	-----
RZ Sge	NE	16.9	12.8	0.0682	----	----	-----
EK Tra	NE	>17	12.1	0.0636	----	----	-----
OY Car	NE	15.3	12.4	0.063121	0.95	0.14	-----
V436 Cen	NE	15.3	12.4	0.062501	0.7:	0.17:	-----

V2051 Oph	NE	15.0	13.0	0.062428	----	----	-----
T Leo	NE	15.2	10	0.058819	----	----	-----
SW UMa	NE	16.5	10.6	0.056743	----	----	-----
WZ Sge	NE	14.9	7:	0.056688	0.3	0.02	-----

masa de sus componentes primaria y secundaria (M_1 y M_2 respectivamente) y el tipo espectral de la secundaria (TE_2 ; el número romano a la derecha de la diagonal se refiere a la clase de luminosidad). El tipo espectral se puede determinar sólo cuando se trata de un sistema en el que las estrellas componentes se pueden resolver.

Existen varios criterios para diferenciar a las NC, NRec y NE. Uno de ellos es que las NC tienen un incremento de entre 8 y 15 magnitudes, las NRec de entre 4 y 9 magnitudes y las Ne de entre 2 y 6 magnitudes. Esto a su vez nos lleva a que la energía involucrada en cada uno de éstos eventos es diferente, siendo mayor la de las NC (Tabla II). Además, las NC sólo han presentado una explosión, mientras que las NRec y NE son eventos repetitivos. En particular, las NRec tienen un tiempo de recurrencia promedio de ~ 30 años y las NE del orden o menor de meses. En las NC existen predicciones teóricas que afirman que también constituyen un evento recurrente, pero con un período $\lesssim 10^4$ años. Otra diferencia es que la primaria de las NC es, hasta donde se tiene evidencia, una EB, mientras que la de las NRec puede ser una EB o una estrella de secuencia principal (Webbink et al., 1987). Este último es un punto controvertido y no existe un consenso general sobre él. En cuanto a la secundaria, en las NC es, en general, una estrella de secuencia principal y en las NRec una gigante. En la Tabla II se hace una comparación entre los distintos parámetros en

que se diferencian las NC, NRec y NE; en ella D es la duración de un ciclo nova, definido como el tiempo en que la estrella permanece por arriba de su magnitud mínima original. T_{rec} es el tiempo entre una explosión y otra (que en las NC es una estimación teórica), ΔM es el incremento de magnitud promedio desde el mínimo hasta el máximo, TE_1 , M_1 , TE_2 y M_2 son el tipo espectral y masa de la primaria y secundaria respectivamente.

Tabla II. Parámetros típicos de las novae clásicas (NC), novae recurrentes (NRec) y novae enanas (NE).

	NC	NRec	NE	Referencias
M_{min} (mag)	2.3-3.4	0.0	9.5	1, 3, 4
ΔM (mag)	8-15*	4-9	2-6	2, 5, 9
D (años)	~ 100	≤ 20	< 1	1, 8, 9
T_{rec} (años)	$> 10^5$	30	0.03-1.4	1, 8, 9, 13
E (erg)	10^{44} - 10^{45}	10^{43} - 10^{44}	10^{38} - 10^{39}	9, 13
$M_1 (M_{\odot})$	0.69-1.29	1.2-1.4	0.18-1.03	1, 10, 11
$M_2 (M_{\odot})$	0.5	2.9-3.7	0.2-0.6	1, 7, 11
TE_1	EB	EB	EB	1, 14
TE_2	K0-K5	gM3	dG5-dG8	1, 6, 7

* Excepto Nova Cygni 1975, véase el texto.

- 1: Warner, 1976.
- 2: Starrfield et al., 1974.
- 3: Payne-Gaposchkin, 1957.
- 4: Kraft, 1962.
- 5: Grygar, 1977.
- 6: Ford, 1978.
- 7: Glasby, 1970.
- 8: Bath y Shaviv, 1978.
- 9: Sahade y Wood, 1978.
- 10: Shara, 1980.
- 11: Kitchin, 1982.
- 12: Robinson, 1976.
- 13: Gallagher y Starrfield, 1978.

En las figuras 1 y 2 se muestra la distribución galáctica de las NC y NRec proyectada sobre el plano galáctico ($r \cos b$) y su distribución de altura sobre él ($r \sin b$), cuya distribución estadística se encuentra en la figura 3. En éstas figuras se nota que las novae se concentran hacia el plano y hacia el centro galácticos. Esto se deduce también de la tabla III (Payne-Gaposchkin, 1957), en la que se obtienen valores de la densidad espacial de novae por kpc en la dirección radial y respecto a la altura galáctica. También se obtiene el grado de concentración, β , de novae en la dirección z , definido como $\beta/D_0 = 1 - 1/e$, siendo D_0 la densidad de novae en el plano. Duerbeck (1983) encuentra que las NC, pero no las NRec, son estrellas de población I. En cuanto a las NE no es posible hacer una afirmación contundente ya que debido a su bajo brillo no se observan a una distancia mayor que aproximadamente 500 pc, así que en adelante nos restringiremos al caso de las NC y NRec, haciendo referencia a las NE sólo por comparación.

Tabla III. Distribución galáctica de las novae.

Clase	$\partial \log D / \partial R$	$\partial \log D / \partial z$	$\beta(\text{pc})$
NC	-0.22	-2.39	182
NRec	-0.25	-0.90	480
NE	-0.27	-0.17	2600

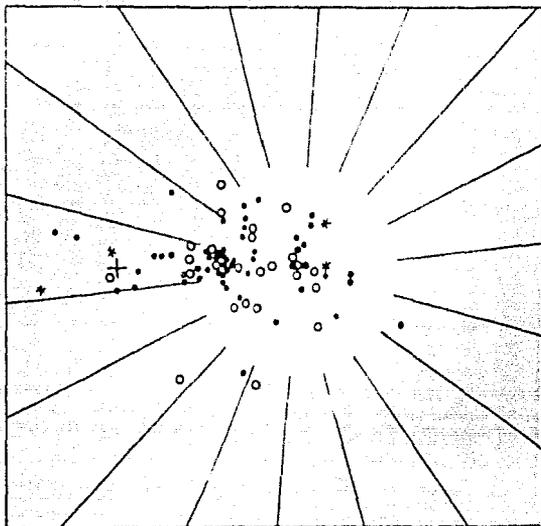


Figura 1. Distribución de novae sobre el plano galáctico ($r \cos b$). Los puntos, círculos y asteriscos denotan NR, NL y NML, respectivamente. La cruz marca el centro galáctico.

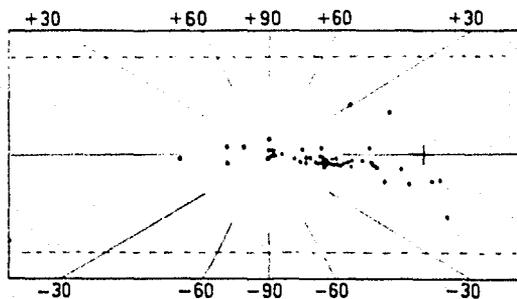


Figura 2. Distribución de altura ($r \sin b$) de las novae galácticas. Las líneas punteadas están separadas por 5 kpc; en el margen aparecen las longitudes galácticas.

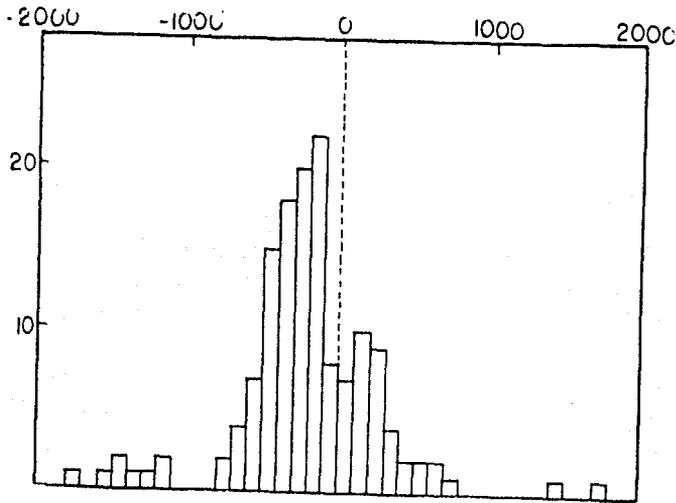


Figura 3. Histograma de la distribución de altura de las NC. El eje horizontal esta en parsecs.

2. Curvas de Luz.

La curva de luz, es decir la variación de la luminosidad en el tiempo, conformó la primera clase de registro de la evolución del fenómeno nova. A éste respecto McLaughlin (1936) propuso una descripción, véase la figura 4, bajo la que se agruparía el comportamiento general de todas las NC y NRec. Las distintas etapas propuestas se detallan enseguida.

Pre-nova. La estrella permanece en un estado de quietud. En algunos casos se observan variaciones relativamente pequeñas, de ~ 0.5 mag. La magnitud visual absoluta promedio de las NC en el mínimo se cree que es de 2.3-4.4 mag (Robinson, 1976; Wade y Ward, 1985), y la de las NRec ~ 0.0 mag

(Payne-Gaposchkin, 1957). Sin embargo, dada la gran incertidumbre que existe en relación a sus distancias, es necesario tomar con precaución estas estimaciones (Warner, 1987).

Subida Inicial. La estrella experimenta un repentino y rápido incremento de luminosidad hasta quedar ~ 2 mag por debajo del máximo.

Detención Pre-máximo. La luminosidad deja de aumentar, e incluso puede disminuir ligeramente. Esta etapa es muy breve.

Subida Final. El aumento de luminosidad prosigue hasta alcanzar el máximo. En general, el tiempo que tarda una nova en completar estas tres últimas etapas es del orden de días.

Disminución Inicial. Esta etapa se define como la parte de la curva de luz en la que la nova disminuye 3 mag desde el máximo. La rapidez con la que se desarrolla esta etapa conduce a un criterio de clasificación para las novas llamado clase de velocidad (véase la sección 3 de este capítulo).

Transición. Es en ésta etapa donde la mayoría de las novas muestran diferencias significativas en su comportamiento. La gran mayoría de ellas presenta oscilaciones \pm 2 mag, que pueden ser de carácter regular, como en el caso de GK Per, pero que en general son erráticas, por ejemplo V645 Cyg. Algunas otras novas presentan una drástica disminución de luminosidad, lo que en la curva de luz se aprecia como una depresión, y luego regresan al valor que se podría esperar si hubieran seguido un comportamiento más "suave".

Disminución Final. La luminosidad sigue disminuyendo pero ahora de

forma más regular y lenta que durante la disminución inicial. Si es que hubo depresión durante la etapa de transición, la luminosidad aumenta hasta estar acorde con la curva de luz que se hubiera seguido en el caso de un comportamiento "suave".

Post-nova. La estrella regresa aproximadamente a su magnitud original (Robinson, 1976) dando por concluido un ciclo nova. A las NRec les toma alrededor de 17 años completar este ciclo, mientras que a las NC les toma ≤ 100 años.

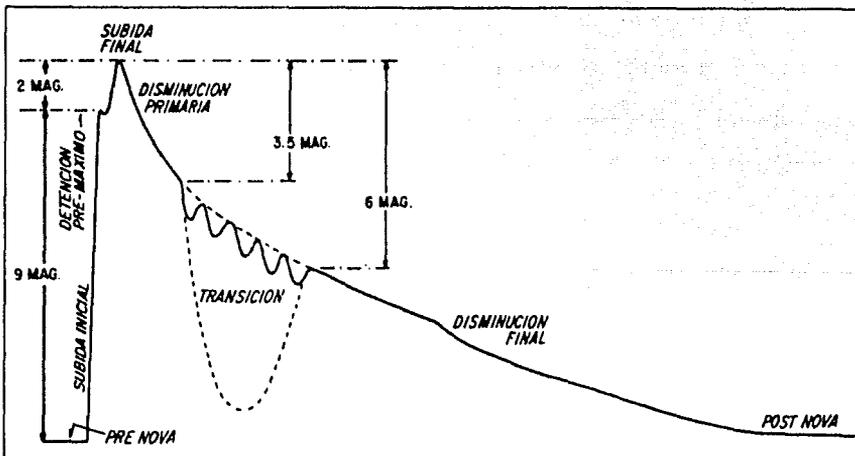


Figura 4. Comportamiento promedio de la curva de luz de una nova. Las etapas marcadas en la evolución de la nova no necesariamente se presentan en todas las novas. En el eje vertical se mide la magnitud y en el horizontal el tiempo. Los ejes no se encuentran en una escala real.

Cabe aquí hacer algunos comentarios sobre lo que pasa en la etapa de transición y sobre el comportamiento de la luminosidad bolométrica. Mientras que el oscurecimiento por polvo como explicación para la etapa de transición fué una hipótesis hecha hace mucho tiempo en el caso de DQ Her, la primera confirmación directa de la presencia de polvo en una nova fué proporcionada por observaciones fotométricas infrarrojas de FH Ser 1970, hechas por Tylenda y Neugebauer (1970) y Geisel et al. (1970). Estas observaciones, junto con los datos UV obtenidos por Gallagher y Code (1974), fueron fundamentales en la confirmación de la existencia de una fase de luminosidad bolométrica constante en las etapas posteriores al máximo visual, hasta ~ 100 días después del máximo. Así, la disminución de la luminosidad visual sería el resultado de una redistribución del flujo de energía, pasando del visual al UV y al IR (véase el capítulo III).

Las curvas de luz de las NE tienen un comportamiento distinto del anteriormente descrito. Considerando que las NE no son el objeto de esta tesis haremos simplemente una breve descripción. Presentan, aunque no siempre ni en todos los casos, las siguientes características: (i) Hay explosiones de diferente duración (ancho) e incremento de magnitud para una misma NE. (ii) En algunos objetos se observan los llamados "supermáximos", en donde se alcanzan luminosidades de entre 0.5 y 0.7 mag por arriba de los máximos normales (Warner, 1976), con una duración temporal unas cinco veces mayor que la de los máximos normales (figura 5); en aquéllas estrellas que presentan supermáximos bien definidos, por ejemplo WX Hvi, VW Hvi y Z Cha, éstos tienen un periodo de

recurrencia más regular que el de los máximos normales. En la tabla IV se listan los periodos de recurrencia promedio (P) y la duración (D) de los máximos normales y de los supermáximos. (iii) Después de alcanzar el máximo se observan "detenciones" en una magnitud intermedia entre éste último y el mínimo, manteniéndose ~ 1 mag por debajo del máximo por espacio de algunos días. Las NE que presentan este comportamiento son llamadas de tipo Z Cam. Las que no presentan "detenciones" son conocidas como tipo U Gem.

Tabla IV. Máximos y supermáximos en NE.

NE	Máximos Normales		Supermáximos	
	P(días)	D(días)	P(días)	D(días)
VW Hvi	28	4	179	17
Z Cha	96	3	313	10
SU UMa	17	2	170	13
AY Lyr	31	4	200	16

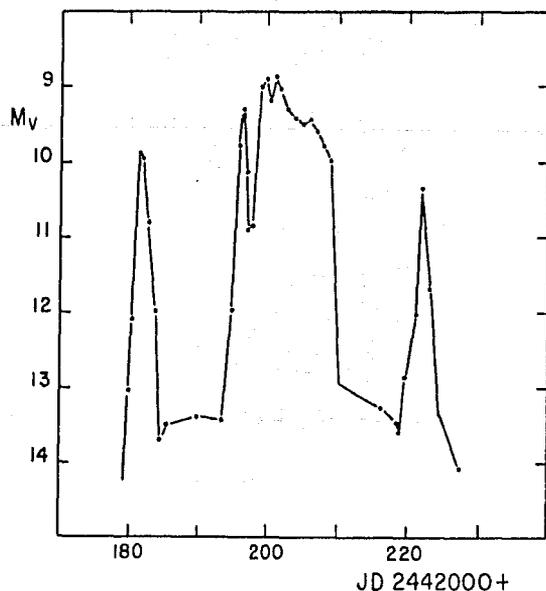


Figura 5. Curva de luz de VW Hvi (NE tipo U Gem), en la que se aprecia uno de los "supermáximos".

3. Clases de velocidad para las NC y NRec.

La curva de luz visual de las NC y NRec contiene un parámetro sobre la rapidez con la que evoluciona la luminosidad de una nova. Payne-Gaposchkin (1957) define la clase de velocidad de una nova como la rapidez con que disminuye 2 mag desde el máximo, aunque en la literatura generalmente aparece como el tiempo que le toma disminuir 3 mag, t_3 . En la tabla V se desglosan las novae muy rápidas (NMR), rápidas (NR), moderadamente rápidas (NModR), lentas (NL) y muy lentas (NML). Igual que antes ésta no es una clasificación estricta.

Tabla V. Definición de la clase de velocidad en las novae.

Clase de velocidad	t_2 (días)	Rapidez de disminución (mag/día)
Muy Rápidas (NMR)	10	0.20
Rápidas (NR)	11-25	0.18-0.08
Moderadamente Rápidas (NModR)	26-80	0.07-0.025
Lentas (NL)	81-150	0.024-0.013
Muy Lentas (NML)	151-250	0.013-0.008

En la figura 6 se presentan algunos ejemplos de novae de clase de velocidad rápida, en la figura 7 de clase de velocidad lenta y en la figura 8 de clase de velocidad muy lenta. Nótese las drásticas diferencias no sólo en la tasa de evolución de las curvas de luz, sino también en la forma de ésta. Las NR disminuyen 3 mag en unos pocos días, mientras que las NL lo hacen en varios meses.

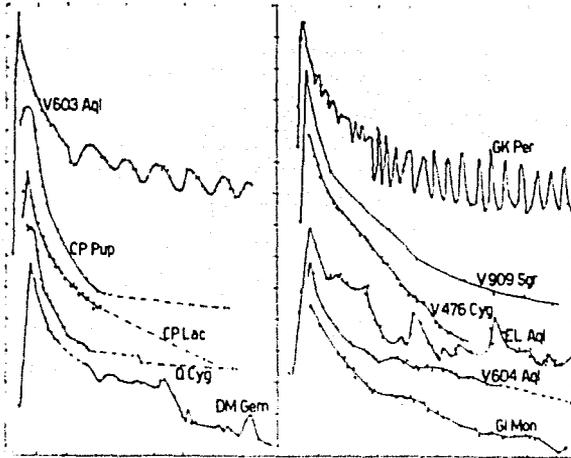


Figura 6. Novas Clásicas de clase de velocidad rápida. El eje vertical está en magnitudes y el horizontal en intervalos de 10 días.

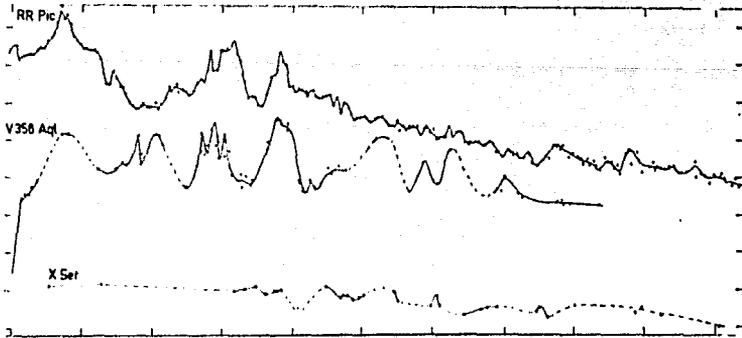


Figura 7. Curvas de luz de 3 novas lentas. El eje vertical está en magnitudes y el horizontal en intervalos de 20 días.

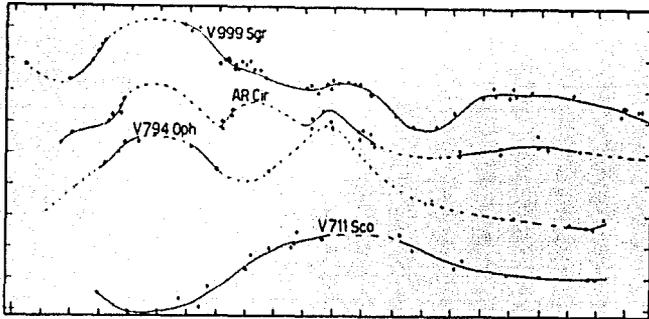


Figura 8. Curvas de luz de 4 novas muy lentas. El eje vertical está en magnitudes y el horizontal en intervalos de 10 días.

Frecuentemente se presenta el problema que que no se observa a las novas desde el mínimo, sino cuando ya están en el máximo o incluso disminuyendo en su luminosidad. Sin embargo, se ha encontrado que las NC siguen un comportamiento regular cuando disminuyen del máximo, en el sentido que mientras más rápida sea su clase de velocidad, mayor habrá sido su magnitud en el máximo (figura 9). Este comportamiento está descrito (Cohen, 1985) por:

$$M_v(\text{máx}) = -10.70 + 2.41 \log t_2$$

lo cual nos permite hacer una extrapolación y tener una estimación de la magnitud de la nova en el mínimo.

De la clasificación en clases de velocidad se descubrió también que mientras más lento es el desarrollo de una nova, menor es la velocidad del material expulsado. Sin embargo, la energía total radiada en frecuencias ópticas por una NL es mayor que la de

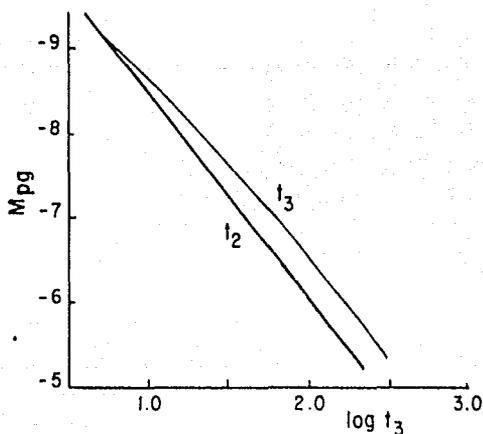


Figura 9. Relación $m_{\max} - \log t_3$ (o t_2) seguida por las NC, pero no por las NRec ni por las NE.

una NR, ya que las NL permanecen más tiempo por encima de su magnitud mínima original. A pesar de esto, el descubrimiento de la fase de luminosidad bolométrica constante, que resulta mayor para las NR, sugiere que el orden de magnitud de la energía integrada radiada por cualquier nova es aproximadamente la misma.

En las NRec también se pueden definir las mismas clases de velocidad, pero una misma NRec no siempre presenta la misma clase de velocidad. Por ejemplo, V1017 Sgr ha tenido tres explosiones, dos de ellas son clasificadas como eventos lentos y una como rápido (Warner, 1976). En la tabla VI se listan las NRec conocidas junto con los años que han entrado en actividad, alcanzando su máximo, su magnitud aparente en el mínimo y en el máximo y el

tiempo que tardaron en disminuir 2 mag. A diferencia de las NC, por el motivo anteriormente expuesto, no existe una relación entre magnitud visual máxima y clase de velocidad en las NRec.

Tabla VI. Novas Recurrentes conocidas (no todos los autores están de acuerdo en clasificar a algunas de ellas como NRec).

	Fecha de Explosión	m_v (máx)	m_v (mín)	Δm_v	t_2 (días)
VY Aqr	1907	8.0:	16.6*	8.6:	6:
	1962	9.0:	---	7.6:	5
T CrB	1866	2.0	10.5	8.5	5
	1946	2.0	---	8.5	5
RS Oph	1898	4.3	12.3	8.0	4
	1933	4.3	---	8.0	4
	1958	5.0:	---	7.3:	6
	1967	4.9	---	7.4	7
	1985	4.6	11.5	6.9	---
T Pyx	1890	7.9	14.5	6.6:	100:
	1902	7.3	---	7.2	100:
	1920	6.6	---	7.9	100:
	1944	7.1	---	7.4	100:
	1966	7.7	---	6.8	80
V1017 Sgr	1901	10.8	14.4	3.6	200:
	1919	7.2	---	7.2	90
	1973	10.2	---	4.2	200:
U Sco	1863	9.1	>17.6	>8.5	2
	1906	8.8	---	>8.8	2
	1936	8.8	---	>8.8	1

* magnitud fotográfica en el mínimo; los dos puntos tienen el significado usual, es decir que se trata de una medida incierta

4. Evolución del Espectro Óptico.

El espectro óptico de muchas de las novas evoluciona siguiendo un conjunto más o menos regular de etapas que están estrechamente relacionadas con las fases de la curva de luz óptica. En general, estas etapas espectrales se presentan independientemente de la clase de velocidad de las novas. La clasificación (Payne-Gaposchkin, 1957, McLaughlin, 1960; Kitchin,

1982) de las etapas espectrales es la siguiente:

Espectro Pre-máximo. Aunque existen pocas observaciones del espectro de las novas en su ascenso hacia el máximo, se puede decir que el espectro de líneas es principalmente en absorción, con sus líneas desplazadas hasta en 1000 km seg^{-1} hacia el azul. Estas líneas tienden a hacerse más definidas e intensas conforme la luminosidad se aproxima al máximo. Las líneas en absorción correspondientes a C, N y O aparecen realzadas, lo cual sugiere que estos elementos son sobreabundantes al iniciarse el incremento de la luminosidad. En esta etapa el espectro de las novas es en general similar al de estrellas tipo B o A (sólo en el caso de RR Pic es F). Durante la subida al máximo (excepto en DQ Her) la energía radiada proviene casi totalmente del continuo. La duración de este espectro es de unos dos días, es decir, se presenta durante la etapa de ascenso al máximo de luz, y en general desaparece un poco después de alcanzarlo. Las velocidades observadas en las líneas de este sistema espectral son en promedio las siguientes (Payne-Gaposchkin, 1957):

	1a. observación v (km/seg)	Máximo v (km/seg)	Post-máximo v (km/seg)
NMR	-600	-880	-1020
NR	-425	-440	-460
NL (RR Pic)	-72	-120	-230
(DQ Her)	-1000		

Se cita la primera observación por el problema de que no existen muchas observaciones de las novas antes de que incrementen su luminosidad. Máximo y Post-máximo se refieren al momento en que se observó con más claridad este espectro y al momento subsiguiente. Nótese que, a excepción de DQ Her, la velocidad es mayor entre las clases de velocidad más rápida.

Espectro Máximo. Este se presenta durante el máximo de luz óptica y se asemeja al que presenta una estrella A o F. Su intensidad supera rápidamente a la del espectro pre-máximo. Las líneas en emisión aparecen inmediatamente después del máximo de luz y, en general, las líneas de Balmer son las más conspicuas. Además, siempre están presentes fuertes líneas de CaII y FeII. Después del máximo aparecen las líneas nebulares de [OI] en 6300 y 6364 Å, junto con [NII] en 5755 Å, así como las líneas de HeI y HeII y posteriormente las de [OIII] en 5007, 4953 y 4363 Å. A partir de este momento las líneas en emisión asociadas con los distintos tipos de espectro se confunden y hacen que éstos se traslapen y hagan difícil su identificación. La duración de esta fase espectral varía de objeto a objeto. Las velocidades medias observadas en este sistema espectral son (Payne-Gaposchkin, 1957):

	Máximo (o 1a. obs.) v (km/seg)	Datos Intermedios v km/seg)	Ultimo registro v (km/seg)
NMR	-1420	-1650	---
NR	-640	-810	-1870
NL	-570	-660	-1120

Espectro Difuso-realzado. Generalmente este espectro se presenta cuando la magnitud ha disminuido ~ 1 mag del máximo. La velocidad deducida es de ~ 2200 km seg⁻¹ (McLaughlin, 1960). Al desarrollarse este espectro el ancho de las poco definidas absorciones en H, CaII, MgII, FeII, NaI y OI (y posiblemente TiII y CrII) se hace más angosto y la absorción más intensa.

Puede estar presente una débil emisión como parte de perfiles P-Cygni, que se va desvaneciendo hasta desaparecer en unos cuantos días ($\leq t_3$). Este espectro, así como el anterior, puede presentar varias componentes a distintas velocidades, pero sólo en el espectro difuso-realzado se pueden presentar oscilaciones en la velocidad. El comportamiento general de este espectro (Payne-Gaposchkin, 1957) es:

	Aparición		V (km/seg)	Desaparición	
	Intervalo en: días	mag.		Intervalo en: días	mag.
NMR	1.0	0.4	-2230	17.0	3.8
NR	4.0	0.7	-1620	25.2	3.0
NL	15.5	2.3	-710	105.2	2.6

* desde el máximo. Se debe advertir que de aquí en adelante ya no es posible asignar con confianza un tipo espectral definido a los espectros que se van presentando.

Espectro tipo Orión. Se le llama así (Gallagher y Starrfield, 1978) por su parecido con el espectro de las estrellas OB jóvenes, aunque las novas no tienen nada que ver con estos objetos. Aparece cuando el espectro difuso-realzado alcanza su máxima intensidad, y persiste aún en la etapa de transición de la curva de luz. La velocidad deducida de las líneas es de $\sim 2700 \text{ km seg}^{-1}$ (McLaughlin, 1960). Se caracteriza por líneas en absorción de HeI, OII, NII y CII. Las líneas brillantes asociadas al espectro Orión son siempre anchas y difusas, siendo las más prominentes las llamadas de la "emisión 4640" producidas por el multiplete de NIII alrededor de $\lambda 4640 \text{ \AA}$. En la emisión característica (en las NR pero no en las NL) también se incluyen las líneas 4995,

5680 y 5950 Å del NIII, 3484 y tal vez 4103 Å de NIV. Todas estas líneas están involucradas en el "destello del nitrógeno", cuyo comportamiento se puede resumir en: (i) la gran intensidad de NIII y la reducida intensidad de OIII, (ii) el gran ancho de las líneas de NII, correspondiente a ~ 3200 km seg⁻¹, y (iii) la aparente supresión o inversión de las líneas de HeII 4686 Å, que de encontrarse en emisión desaparecen o pasan a ser de absorción.

La etapa "4640" persiste después de que las absorciones han desaparecido y se traslapa con la etapa nebulosa, en la que se desarrollan con gran intensidad las líneas prohibidas y de alta excitación que finalmente llegan a dominar el espectro. El comportamiento general (Payne-Gaposchkin, 1957) es:

Espectro Orión.

	1a. Observación	Intervalo*	Ultima Observación		V
	t(días)	mag.	en: t(días)	mag.	(km/seg)
NMR	3	1.3	27	4.2	-2810
NR	14	2.1	41	4.0	-1850
NL	70	1.7	132	1.9	-1156

Espectro de NIII.

	1a. Observación	Intervalo*	Ultima Observación		V
	t(días)	mag.	en: t(días)	mag.	(km/seg)
NMR	4	1.7	38	4.5	-3350
NR	22	2.3	69	3.3	-2220
NL	--	---	--	---	---

Espectro de NIV.

	1a. Observación	Intervalo *	Ultima Observación	V
	t(días)	mag.	en: t(días)	(km/seg)
			mag.	
NMR	21	4.2	63	-4010
NR	30	3.4	42	-2520
NL	--	---	--	---

* tomado desde el máximo.

Espectro Nebular. Las líneas en emisión dominan el espectro, y las líneas prohibidas y de alta excitación se hacen cada vez más importantes. En el UV son importantes las líneas de recombinación de OIII], OIV], NIII] y CIII], así como las de NV y CIV, [FeVII], [FeX], [FeXI] y [SVIII]. De acuerdo a estos altos niveles de ionización se piensa que se tiene un gas chocado con una temperatura de $\sim 10^6$ °K (Shields y Ferland, 1978). En el IR se presentan líneas de HeI, OI y [OII]. Durante esta fase ha sido posible observar un disco o una nebulosa en expansión que se debilita en intensidad dejando al descubierto nuevamente a la estrella central.

Espectro Post-nova. Disminuye la intensidad de las líneas de emisión, aunque algunas persisten con gran intensidad (por ejemplo H_{α} en GK Per y V603 Aql por casi 100 años). Las líneas de hidrógeno y helio ionizados son las más persistentes y es notoria la desaparición de las líneas prohibidas. Acerca de la luminosidad pre y post-nova Robinson (1975) concluye que no hay diferencias notables entre estas luminosidades en los extremos de un ciclo nova.

Aparentemente a las NC les toma \sim 100 años regresar a su

luminosidad original, mientras que a las NRec les toma ~ 20 años.

Finalmente, en la tabla VII (Payne-Gaposchkin, 1957) se muestra la relación existente entre el desarrollo espectral y la evolución de la curva de luz, recordando que esto no significa que las novas tengan que seguir estrictamente las etapas señaladas. En particular, las NMR y NR generalmente no muestran la etapa de la detención pre-máximo, tal vez porque su desarrollo es tan rápido que no es posible diferenciarla de las inmediatas.

Tabla VII. Relación entre el comportamiento espectral y la curva de luz de las novas.

Sistema de Absorción	Sistema de Emisión	Duración (en mag desde el máximo)	Región en la curva de luz
Pre-máximo	Pre-máximo	(proceso de subida al máximo)	Subida inicial y brevemente en la disminución primaria.
Principal	Principal	0.6-4.1	Disminución primaria.
Difuso-realzado	Difuso-realzado	1.2-3.0	Disminución primaria.
Orión	Orión (bandas poco claras)	2.1-3.3	Disminución primaria.
Nitrógeno (Orión)	"4640" Orión	3.0-4.5	Transición.
-----	Nebular	4.0-11.0	Transición-Disminución Final.
-----	Post-nova (emisión estelar estrecha)	8.0-mínimo	Disminución Final-Post-nova.

El comportamiento espectral de las NE presenta importantes diferencias con respecto al de las NC y NRec. En primer lugar las

líneas prohibidas están ausentes (Glasby, 1970), lo que indica que el material emisor tiene densidades muy altas, que a su vez nos lleva a que la envoltura "eyectada" no alcanza a expandirse apreciablemente o que su brillo superficial disminuye rápidamente. Dado que existe evidencia de expansión a través de perfiles P-Cygni en líneas del UV (Verbunt et al., 1984), es probable que la segunda explicación sea más adecuada. Otra diferencia importante es que en el espectro de las NE se encuentra que las líneas de emisión tienen un menor grado de excitación que en las NC y NRec. Por ejemplo, la línea de HeII λ 4686 Å muy raramente se observa en las NE, y cuando se presenta, como en U Gem, es muy débil.

En general, el desarrollo espectral de las NE se puede dividir en tres partes razonablemente distintas. En el máximo sólo son visibles líneas de absorción, con un continuo similar al de una estrella A1 o A2. En el descenso encontramos la segunda fase, en la que las líneas de emisión gradualmente dan lugar a líneas dobles de absorción. Al continuar la disminución, el espectro tiene el aspecto de una serie de líneas brillantes flanqueadas por débiles absorciones que se desvanecen lentamente. Las líneas en emisión se hacen cada vez más fuertes al acercarse el objeto de nuevo al mínimo en su curva de luz, en particular las de hidrógeno y helio neutros y las del calcio una vez ionizado.

CAPITULO II. Dinámica de Sistemas Binarios de Corto Período.

Introducción.

Como se vió en el capítulo anterior, la característica más sobresaliente de las novas (NC, NRec y NE) es que ocurren en sistemas binarios. En ningún caso se han encontrado períodos mayores que un año en estos sistemas, y en general éstos son menores que o del orden de un día (ver la tabla I del capítulo 1). En este capítulo revisaremos algunas de las propiedades básicas de los sistemas binarios. En la primera sección se presenta un esquema evolutivo del sistema y en particular de las etapas durante las cuales se espera que podría ocurrir el fenómeno nova. La segunda sección está dedicada a las características dinámicas del sistema, a las condiciones en que se verifica la transferencia de masa y a la manera en que se puede extraer información sobre algunos parámetros del sistema a partir de su período. También se discute el disco de acreción que se forma alrededor de la componente primaria (EB), la "mancha caliente" (o brillante) y las condiciones que deben darse para que éstos puedan ser observables.

1. Evolución de Sistemas Binarios.

Consideremos primero la evolución de estrellas sencillas (individuales) para luego tratar el caso de los sistemas binarios. La evolución de una estrella individual se puede dividir en varias fases características: (1) Contracción pre-secuencia principal a partir de nubes moleculares. (2) Entra en la secuencia principal

quemando hidrógeno en su núcleo. (3) Se agota el hidrógeno en el núcleo. (4) Continúan las reacciones de fusión de hidrógeno en una cáscara por encima del núcleo, y la estrella se vuelve gigante roja, o supergigante azul o amarilla en el caso de estrellas masivas. (5) Comienzan las reacciones de quemado de helio en el núcleo; la estrella aparece en la rama horizontal. (6) Quemado de helio en cáscara, correspondiendo a la fase de gigante asintótica o supergigante roja, y finalmente: (7) Rápida pérdida de las capas exteriores dejando una enana blanca (EB), o rápidas reacciones nucleares adicionales que finalizan con la formación de una supernova (SN) y de una estrella de neutrones (EN) o un hoyo negro.

Cada una de estas etapas también deben ocurrir en sistemas binarios. Sin embargo, la interacción gravitacional de las componentes del sistema y el intercambio de masa que se presenta cuando evolucionan las estrellas pueden modificar sustancialmente el comportamiento evolutivo seguido por cada una de las componentes por separado.

La característica determinante de los sistemas binarios cataclísmicos es el proceso de transferencia de masa de una estrella a su compañera. Esta transferencia puede ocurrir por alguno de los siguientes mecanismos:

- (1) en alguna etapa de su evolución, una de las estrellas incrementará su radio o se acortará la distancia entre el par de estrellas, hasta el punto en que la fuerza gravitacional de la compañera atraiga hacia ella a las capas exteriores de

la envolvente. Este mecanismo se conoce como transferencia de masa por desbordamiento del lóbulo de Roche.

- (2) alguna de las estrellas, en algún momento evolutivo, puede deshacerse de parte de su masa vía un viento estelar y una fracción de esta masa podrá ser acretada por la compañera. De hecho todas las estrellas poseen un viento: $\dot{M} \sim 10^{-9} M_{\odot}/\text{año}$ en el caso de una supergigante, $\sim 10^{-7} M_{\odot}/\text{año}$ para una gigante, $\sim 10^{-10} M_{\odot}/\text{año}$ para estrellas de secuencia principal y $\sim 10^{-6} - 10^{-4} M_{\odot}/\text{año}$ para un superviento estelar. Si este viento es suficientemente intenso se puede llegar a presentar acreción por la vía de un viento estelar.

Warner (1976) y Robinson (1976), en base a los períodos de las novae conocidas, apoyan la hipótesis de que el mecanismo dominante para la transferencia de masa en las novae es el desbordamiento del lóbulo de Roche. Por ejemplo, en el caso de GK Per Gallagher y Oinas (1974) usaron la magnitud absoluta del sistema, los elementos orbitales espectroscópicos y el tipo espectral de la secundaria (K2V-IVp) y mostraron que ésta última llena su lóbulo de Roche, por lo que debe estar transfiriendo material a su compañera. Sin embargo, en general este hecho se deduce por la presencia de una mancha caliente, que es originada por el choque del material transferido con el material que orbita a la primaria en una configuración de disco de acreción (véase la figura 12 y también la sección 3 de este mismo capítulo). Esta es una forma relativamente "directa" de deducir la tasa de transferencia de masa, ya que la luminosidad de la mancha se debe

a la conversión de la energía cinética del chorro de material en calor. Bajo la suposición de que toda esta energía cinética será finalmente radiada, se encuentran tasas de transferencia de masa del orden de $10^{-7} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ (para las NC) a $10^{-9} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ (para las NE). Estos valores son similares a las tasas de pérdida de masa por viento estelar que se encuentran en gigantes y supergigantes. Sin embargo, hay que notar que la masa perdida por viento se distribuye isotrópicamente, mientras que la masa transferida por desbordamiento del lóbulo de Roche va a parar sólo a la primaria.

El tiempo que pasan las estrellas en secuencia principal es aproximadamente $(M/M_{\odot})^{-2} \times 10^{10}$ años, con M la masa de la estrella y es en ésta etapa en la que pasan la mayor parte de su vida. Por lo tanto el miembro inicialmente más masivo del sistema es el que evoluciona más rápido y será el primero en expandirse y estar en condiciones de transferir masa a su compañera a través del punto lagrangiano interno, i. e., vía el desbordamiento de su lóbulo de Roche. Así, es posible encontrar novas en sistemas en los que se transfiere masa de una gigante o supergigante a una estrella de secuencia principal. De hecho se ha sugerido esta configuración para las NRec T CrB y RS Oph (Webbink et al., 1987; Livio et al., 1986). La evolución de la primaria tiene otro efecto importante: el sistema pierde masa, ya sea a través del considerable viento de la gigante o supergigante o a través de los puntos lagrangianos externos (ver la siguiente sección), y por lo tanto momento angular. En consecuencia disminuye el radio orbital y se favorece la transferencia de masa por desbordamiento del lóbulo de Roche en

etapas evolutivas posteriores. Dado que el tiempo que pasa una estrella en post-secuencia principal es una pequeña fracción del que pasa en secuencia principal, es probable que la estrella masiva del sistema abandone la fase de gigante o supergigante antes de que la secundaria deje de quemar hidrógeno en su núcleo. La primaria puede aparecer como una estrella de helio ($\text{He}/\text{H} > 1$) si se ha deshecho de su envolvente de hidrógeno, como progenitora de nebulosa planetaria si conserva una parte de esta envolvente o, si ya ha completado su evolución, como un EB o una estrella de neutrones (EN). Cuando el sistema se compone de una EB y una estrella de secuencia principal (véase la tabla II del capítulo 1) se puede presentar una NC o NE si la estrella de SP llena su lóbulo de Roche. Desde luego, para que esto ocurra, es necesario que la separación entre las componentes sea pequeña, es decir, el fenómeno nova se presentará únicamente en sistemas binarios de corto período. Asimismo, a partir de ésta etapa evolutiva puede presentarse una explosión de supernova tipo I en el sistema. En la siguiente etapa evolutiva del sistema, la secundaria abandona la secuencia principal y se expande. Si al hacerlo no alcanza a llenar su lóbulo de Roche se tendrá a una estrella simbiótica. Si lo llena, y la primaria es una EB, entonces se presenta el fenómeno nova. Si la primaria es una EN entonces se presentará una binaria de rayos X. En la última etapa del sistema la secundaria puede convertirse en una EB o en una EN, en cuyo caso se tendrá un sistema binario compuesto de objetos colapsados. En la tabla I se resume y se presenta un probable ejemplo para cada una de las

etapas evolutivas de un sistema binario en general (Trimble, 1983).

Tabla I. Evolución de sistemas binarios.

Etapa	Situación	Ejemplo probable
1	M_1 y M_2 se contraen	BM Ori
2	Ambas estrella en SP: i) desligadas ii) en contacto	α Cen W UMa
3	M_1 evoluciona y se expande i) pre-contacto ii) transferencia rápida iii) transferencia lenta	RS CVn β Lyr } Posiblemente Algol } Novas Recurrentes (e. g. RS Oph)
4	M_1 completa su evolución i) estrellas de helio ii) núcleos binarios de NP iii) EB + estrella de SP	KS Per UU Sge V 471 Tau } Novas Clásicas y Enanas
5	M_2 evoluciona y se expande a) $M_1 = EB$ i) pre-contacto: estrella simbiótica ii) en contacto: variables cataclísmicas iii) SNI b) $M_1 = EN$ i) binaria masiva de rayos X ii) en contacto: binarias de baja masa de rayos X	Mira Nova Cygni 1975 } Novas Clásicas y Recurrentes Cen X-3 HZ Her
6	M_2 completa su evolución i) dos EBs ii) SNI iii) EB + EN iv) dos EN	AM CVn pulsar binario de largo período pulsar binario 1913+16

2. Desbordamiento del Lóbulo de Roche.

La hipótesis fundamental para describir el comportamiento dinámico del sistema binario es que su órbita es kepleriana y que por lo tanto la separación orbital (a) y el período (P) se relacionan de la siguiente manera:

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

definiendo la razón de masa como $q = M_2/M_1$ la anterior ecuación se escribe ahora como:

$$a^3 = \frac{GM_1}{4\pi^2} (1 + q) P^2 \quad (2)$$

Como se vió en la sección anterior el principal mecanismo de transferencia de masa en las novas es el desbordamiento del lóbulo de Roche. Consideremos el problema restringido de tres cuerpos: dos masas finitas M_1 y M_2 , y un tercer cuerpo con masa $m \ll M_1$ y $m \ll M_2$. Colocando la masa m en el campo gravitacional de M_1 y M_2 queremos encontrar los puntos en donde m se encuentra en equilibrio inestable, es decir, aquellos puntos en los que la partícula sólo necesitaría de una pequeña perturbación en su posición para caer al campo gravitacional de la masa hacia la que estuviera dirigida la perturbación. Lagrange resolvió este problema encontrando una serie de cinco puntos de equilibrio inestable, conocidos ahora como puntos lagrangianos, que se ven en la figura 1. Los puntos L_1 , L_2 y L_3 se encuentran sobre la línea que une a M_1 con M_2 estando L_1 en una posición intermedia entre ellas. Los puntos L_4 y L_5 se conocen como "soluciones de triángulo

equilátero" ya que forman esta figura geométrica con las masas M_1 y M_2 . Posteriormente Roche aplicó las soluciones de Lagrange a cuerpos celestes y encontró que definían superficies equipotenciales de velocidad cero a las que se conoce como Lóbulos de Roche, figura 1. De éstas, la que más nos interesa es el lóbulo de Roche interno -o crítico- de cada una de las estrellas componentes, es decir, las superficies equipotenciales más internas que se encuentran unidas en el punto L_1 .

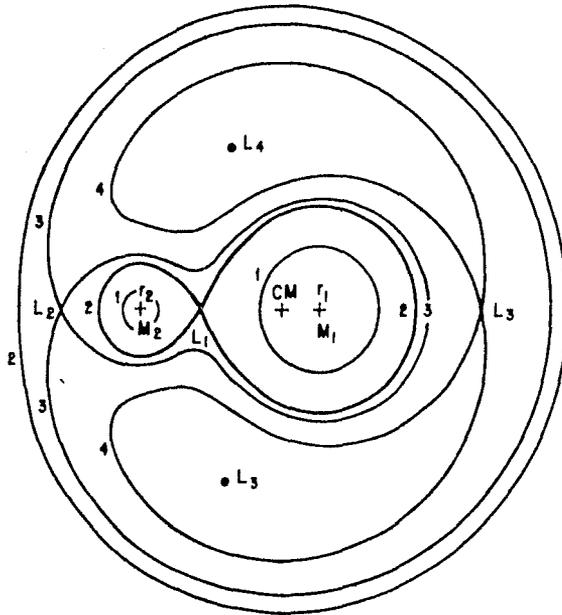


Figura 1. Superficies equipotenciales (lóbulos de Roche), para una razón de masa $q = 0.2$.

Considerando un sistema de coordenadas con origen en el centro de masa del sistema binario, con eje X a lo largo de la línea que une a las estrellas, eje Y perpendicular al X en el plano orbital, e integrando las ecuaciones de movimiento, se obtiene:

$$V^2 = X^2 + Y^2 + \frac{2(1-\mu)}{r_1} + \frac{2\mu}{r_2} - C \quad (3)$$

en donde $\mu = \frac{M_2}{M_1+M_2}$ y $1-\mu = \frac{M_1}{M_1+M_2}$ representan la masa de las dos estrellas en unidades de la masa total, r_1 y r_2 la distancia desde ellas a la masa infinitesimal m , en unidades de la distancia entre M_1 y M_2 , y V es la velocidad de la partícula. La ecuación (3) se puede reescribir como:

$$V^2 = 2U - C \quad (4)$$

en donde el potencial U está dado por:

$$U = \frac{1}{2} (X^2 + Y^2) + \frac{1-\mu}{r_1} + \frac{\mu}{r_2} \quad (5)$$

Las superficies equipotenciales (definidas como el sitio en que $U = \text{cte.}$) para una razón de masa $q = M_2/M_1 = 0.2$ y $q = 0.3$ se presentan en las figuras 1 y 2 respectivamente. Nótese que la forma de estas superficies varía con el valor de q . La escala depende esencialmente de la separación entre las estrellas.

Del tamaño del lóbulo de Roche para cada una de las estrellas y de su respectiva distancia al punto lagrangiano interno, L_1 , se pueden extraer una serie de importantes propiedades del sistema. Ya que los lóbulos no son perfectamente esféricos, se utiliza un radio promedio que los caracterice; éste se toma como el de una esfera que contiene el mismo volumen que el lóbulo de Roche

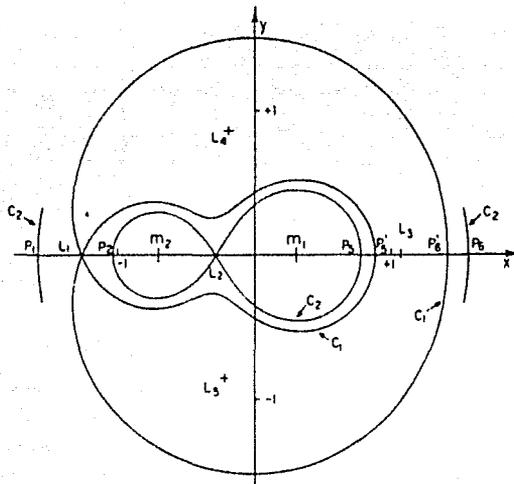


Figura 2. Superficies equipotenciales (lóbulos de Roche), para $q = 0.3$.

crítico. Paczynski (1971) da la expresión para este radio equivalente del lóbulo de Roche de la secundaria, en función de q , como:

$$\frac{R_{L2}}{a} = \begin{cases} 0.38 + 0.20 \log q & 0.5 < q < 20 & (6a) \\ 0.46 \left[\frac{q}{1+q} \right]^{1/3} & 0 < q < 0.5 & (6b) \end{cases}$$

Esta última ecuación implica que la secundaria desbordará con toda seguridad su lóbulo de Roche si su radio R_2 es mayor que R_{L2} . La relación masa-radio (Allen, 1963) indica que:

$$\frac{R_2}{R_\odot} = \left[\frac{M_2}{M_\odot} \right]^\alpha \quad (7)$$

con $\alpha \sim 1$ para estrellas de SP y $\alpha \sim 2$ para gigantes; combinando las ecuaciones (2), (6) y (7) se obtiene, para $0 < q < 0.5$:

$$\frac{R_{L2}}{R_2} = 0.46 \left[\frac{GM_O}{4\pi^2 R_O^3} \right]^{1/3} \left[\frac{M_2}{M_O} \right]^{\frac{1}{3} - \alpha} P^{2/3} \quad (8)$$

y para $q > 0.5$:

$$\frac{R_{L2}}{R_2} = (0.38 + 0.20 \log q) \left[\frac{GM_O}{4\pi^2 R_O^3} \right]^{1/3} \left[\frac{M_2}{M_O} \right]^{\frac{1}{3} - \alpha} \left[\frac{1+q}{q} \right]^{1/3} P^{2/3} \quad (9)$$

De aquí que el momento en que la estrella llene justamente su lóbulo de Roche ($R_{L2} = R_2$) marca un período crítico, por debajo del cual se transfiere masa a la compañera por el mecanismo de desbordamiento del lóbulo de Roche. Este período crítico, está dado por:

$$P_{cr} = \left[\frac{1}{0.46} \right]^{3/2} \left[\frac{4\pi^2 R_O^3}{GM_O} \right]^{1/2} \left[\frac{M_2}{M_O} \right]^{\frac{1}{2}(3\alpha - 1)} \quad q \leq 0.5 \quad (10)$$

$$P_{cr} = \left[\frac{1}{0.38 + 0.20 \log q} \right]^{3/2} \left[\frac{q}{1+q} \right]^{1/2} \left[\frac{4\pi^2 R_O^3}{GM_O} \right]^{1/2} \left[\frac{M_2}{M_O} \right]^{\frac{1}{2}(3\alpha - 1)} \quad \text{para } q > 0.5 \quad (11)$$

Consideremos ahora las configuraciones bajo las cuales puede presentarse una nova. Como se vió en la sección anterior es posible que la nova ocurra cuando la componente más masiva del sistema pasa a la etapa de gigante y transfiere material hacia la secundaria, que aún está en la etapa de secuencia principal. En este caso $\alpha \cong 2$ y suponemos que $q \cong 2$, de modo que debemos aplicar

la ecuación (11). Si la gigante tiene una masa de $3 M_{\odot}$ el período crítico es del orden de 5 días, mientras que para una masa de $6 M_{\odot}$ éste es aproximadamente igual a 30 días. En ambos casos el período crítico es muy inferior al reportado en T CrB y RS Oph, que son del orden de 200 a 300 días. Por lo tanto debemos concluir que, si las NRec observadas en estos sistemas presentan esta configuración entonces, bajo la hipótesis de que son gigantes normales, no puede haber acreción por desbordamiento del lóbulo de Roche en ellos. La siguiente etapa durante la cual se piensa que puede haber novas es aquella en la que la primaria es una EB sobre la que es acretado material proveniente de una estrella de secuencia principal, en cuyo caso $\alpha \cong 1$. Dado que la masa de la EB está por debajo del límite de Chandrasekhar podemos considerar los siguientes casos:

- (a) La estrella de secuencia principal es más masiva que la EB, ya que ésta perdió una gran cantidad de masa antes de llegar a este estado. En este caso suponemos que $q \cong 2$ y $M_2 = 2 M_{\odot}$, en cuyo caso el período crítico es del orden de 16 horas. De la tabla I del capítulo anterior podemos ver que, con excepción de T CrB y RS Oph, todas las novas observadas tienen períodos menores o similares a éste.
- (b) La estrella de secuencia principal es la menos masiva del sistema. Suponiendo que $q = 0.5$ y $M_2 = 0.7 M_{\odot}$, se encuentra un período crítico de aproximadamente 6 horas. La mayor parte de las novas observadas tienen períodos menores a éste.

La tercera configuración en la cual se puede presentar una

nova es aquella en la que la primaria es una EB y la secundaria es una gigante. Dado que la secundaria ya debe haber perdido una cantidad sustancial de su masa podemos suponer que $\alpha \cong 2$, $q = 0.5$ y $M_2 = 0.7$. En este caso el período crítico es cercano a las 4 horas. Aproximadamente el 50 % de las novae observadas presentan períodos menores a éste.

Por lo tanto, con la excepción de T CrB y RS Oph, el período de todas las otras novae observadas indica que en ellas debe llevarse a cabo el proceso de acreción por desbordamiento del lóbulo de Roche.

Bajo la hipótesis de que la secundaria ocupa exactamente su lóbulo de Roche, es decir, $R_{L2} = R_2$, es posible determinar tanto su masa como su radio a partir del período observado. Bajo esta hipótesis, la densidad de la secundaria está dada por:

$$\langle \rho \rangle = \frac{M_2}{\frac{4}{3} \pi R_{L2}^3}$$

que usando las ecuaciones (2) y (6) se puede escribir como:

$$\langle \rho \rangle = \begin{cases} \frac{3\pi}{G(0.46)^3} \frac{1}{P^2} & q \leq 0.5 \end{cases} \quad (12a)$$

$$\langle \rho \rangle = \begin{cases} \frac{3\pi}{G} \frac{q}{(1+q)(0.38+0.20\log q)^3} \frac{1}{P^2} & q > 0.5 \end{cases} \quad (12b)$$

es decir, la densidad de la secundaria al llenar su lóbulo de Roche sólo depende del período orbital, para $q < 0.5$, y del período y la razón de masa si $q > 0.5$. La densidad de la secundaria está dada por:

$$\langle \rho \rangle = \frac{M_2}{\frac{4}{3} \pi R_2^3}$$

de donde usando la relación masa-radio, ecuación (7), se obtiene:

$$\langle \rho \rangle = \rho_0 (M_2/M_0)^{1-3\alpha} \quad (13)$$

en donde $\langle \rho_0 \rangle = \frac{M_0}{\frac{4}{3} \pi R_0^3} = 1.4 \text{ gr cm}^{-3}$. Igualando las ecuaciones (12)

y (13) se obtiene:

$$\frac{M_2}{M_0} = \begin{cases} \left(\frac{3\pi}{G(0.46)^3} \right) \left(\frac{1}{1-3\alpha} \right) P^{-\left(\frac{2}{1-3\alpha} \right)} & ; q \leq 0.5 \quad (14a) \\ \left(\frac{3\pi}{G} \frac{q}{(1+q)(0.38+0.20 \log q)} \right) \left(\frac{1}{1-3\alpha} \right) P^{-\left(\frac{2}{1-3\alpha} \right)} & ; q > 0.5 \quad (14b) \end{cases}$$

es decir, la masa de la componente que desborda su lóbulo de Roche está dada directamente por el período en caso de que $q \leq 0.5$, y por el período y la razón de masa del sistema si $q > 0.5$. Utilizando nuevamente la relación masa-radio, ecuación (7), es posible encontrar ahora el radio de la estrella acretante. Aún más, de la ecuación (2) se puede obtener la separación de las componentes del sistema en función de la razón de masa.

Hay que notar que esta serie de relaciones simples se desprenden de nuestra suposición de que existe una relación masa-radio bien definida para la estrella que desborda su lóbulo de Roche. Dado que esta estrella se encuentra en un sistema binario en semicontacto, y por lo tanto sujeta a efectos que

pueden alterar su estructura y evolución (e. g. la transferencia de masa), no hay una razón a priori para creer que la relación masa-radio para la estrella acretante sea estrictamente válida. Por lo tanto, es necesario ser cauteloso en cuanto a los parámetros que se deducen de las anteriores ecuaciones.

Ya que el proceso de transferencia de masa cambiará la razón de masa y el período del sistema, debido a la redistribución o pérdida de momento angular, debemos preguntarnos cuál es el efecto de éste proceso en la evolución del sistema. Consideremos un modelo simple de transferencia de masa en el que se cumpla:

- (i) la masa total permanece constante, es decir, toda la masa que pierde la donadora es capturada por la estrella acretante:

$$M_1 + M_2 = M_1(1 + q) = \text{cte.} \quad (15)$$

- (ii) el momento angular total permanece constante
- (iii) el momento angular total esta dado por el momento angular orbital de las dos estrellas, consideradas como masas puntuales:

$$M_1 a_1^2 \Omega + M_2 a_2^2 \Omega = \text{cte.} \quad (16)$$

en donde $a_1 = \left(\frac{q}{1+q}\right)a$ y $a_2 = \left(\frac{1}{1+q}\right)a$ son las distancias de M_1 y M_2 respectivamente al centro de masas del sistema en unidades de la separación a entre las estrellas. De la ecuación (16) y estas definiciones se encuentra:

$$\frac{q}{1+q} \frac{M_1 a^2}{P} = \text{cte} \quad (17)$$

o bien, tomando en cuenta las ecuaciones (2) y (15):

$$\frac{q}{(1+q)^2} P^{1/a} = \text{cte.} \quad (18)$$

En la figura 3 se grafica $P^{1/a}$ (que es proporcional a $\underline{a}^{1/2}$, ya que $M_1(1+q)$ es constante) vs. q , y se ve que $P^{1/a}$ presenta un mínimo en $q = 1$. De aquí que si $q = \frac{M_2}{M_1} > 1$, entonces:

- i) si $dq < 0$; M_2 transfiere masa a M_1 y el período y la separación disminuyen.
- ii) si $dq > 0$; M_1 transfiere masa a M_2 y el período y la separación orbital aumentan.

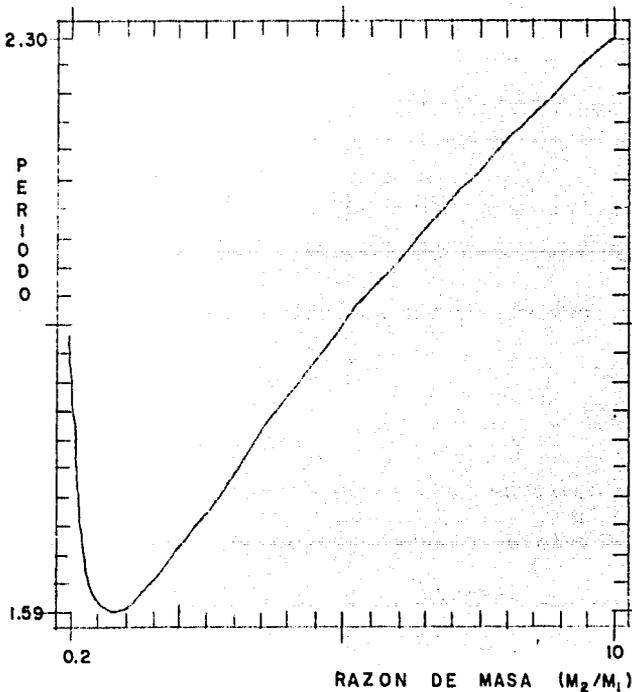


Figura 3. Gráfica: Período contra razón de masa (P vs. q), de la ecuación (18). El período tiene un mínimo en $q = 1$.

Consideremos ahora las etapas evolutivas durante las cuales se cree que se puede presentar la transferencia de masa en el sistema binario. En la primera de ellas nos encontramos con una gigante transfiriendo masa a una estrella de secuencia principal, por lo tanto $M_1 > M_2$ y $dq < 0$, por lo que la separación y el período disminuyen. En las siguientes etapas es la secundaria (M_2) la que transfiere masa. Ya sea que la secundaria sea más o menos masiva que la primaria en esta etapa de transferencia, lo que se encuentra es que el sistema aumenta su separación y período orbital como resultado del proceso de transferencia de masa.

Una consecuencia importante del mecanismo de pérdida de masa que estamos considerando, es que la primaria acretante recibirá al material proveniente de la secundaria, como un chorro casi perpendicular a la línea que une a las estrellas, y que entra en su lóbulo a través del punto L_1 .

El material que fluye de la secundaria hacia la primaria es presumiblemente empujado a través de L_1 por fuerzas de presión. Por lo tanto la velocidad en la dirección del eje que une a las componentes del sistema, $v_{||}$, debe ser:

$$v_{||} \lesssim c_s \quad (19)$$

en donde c_s es la velocidad del sonido en la envoltura estelar. Para las temperaturas normales de envolturas estelares ($\sim 10^4$ °K) $c_s \sim 10$ km seg^{-1} . Por otro lado, el material fluye hacia la primaria con la velocidad angular del sistema, por lo que su velocidad ortogonal al eje que une a M_1 con M_2 , v_{\perp} , debe ser:

$$v_{\perp} \sim b_1 \Omega \quad (20)$$

en donde Ω es la velocidad angular y b_1 la distancia de la primaria a L_1 , que está dada por Plavec y Kratochvil (1964) como:

$$\frac{b_1}{a} = 0.5 - 0.227 \log q \quad 0.1 \leq q \leq 10 \quad (21)$$

por lo que:

$$v_{\perp} \sim 0.5a\Omega \quad (22)$$

y utilizando aquí la ecuación (2) y el hecho de que $\Omega = 2\pi/P$ la ecuación (20) se puede reescribir como:

$$v_{\perp} \sim \frac{\pi}{P^{1/3}} \left[\frac{GM_1}{4\pi^2} \right]^{1/3} (1+q)^{1/3} \quad (23)$$

esta ecuación lleva a valores típicos de 100 km seg^{-1} para la componente perpendicular de la velocidad del material en el punto lagrangiano interno. Podemos buscar ahora el radio R_{circ} al cual el material transferido adquiere la velocidad correspondiente a la de una órbita kepleriana, v_{ϕ} . Suponiendo que el movimiento del material transferido se encuentra dominado por el campo gravitacional de M_1 .

$$v_{\phi} = \left[\frac{GM_1}{R_{\text{circ}}} \right]^{1/2} \quad (24)$$

Si ahora suponemos que no hay disipación cuando el material pasa de b_1 a R_{circ} , entonces el momento angular permanecerá constante. Por lo tanto:

$$v_{\phi} R_{\text{circ}} = b_1^2 \Omega \quad (25)$$

De las ecuaciones (2), (24) y (25) se deduce:

$$\frac{R_{\text{circ}}}{a} = (1 + q) \left(\frac{b_1}{a} \right)^4 \quad (26)$$

Por otra parte, el radio equivalente del lóbulo de Roche de la primaria (R_{L1}), se puede deducir de las ecuaciones (6) sustituyendo q por q^{-1} , encontrándose que:

$$\frac{R_{L1}}{a} = \begin{cases} 0.38 - 0.20 \log q & 0.05 \leq q \leq 2 \\ 0.46 \left(\frac{1}{1+q} \right)^{1/a} & q > 2 \end{cases} \quad (27)$$

De las ecuaciones (26) y (27) se puede encontrar el cociente R_{circ}/R_{L1} . Para $q = 1$, que es la situación intermedia a los casos que se han considerado, se encuentra que este cociente es 0.33. En particular, si se toman los valores típicos de q para las NC (tabla I, capítulo 1), entonces el cociente es aproximadamente igual a 0.34. Es decir, el material transferido formará un anillo, cuya órbita es kepleriana, a un radio R_{circ} sustancialmente menor que R_{L1} , esto es, inmerso dentro del lóbulo de Roche de la primaria. Por lo tanto, en concordancia con la hipótesis hecha, el movimiento de las partículas que forman este anillo está dominado por el campo gravitacional de la primaria. Por otra parte, en el anillo que orbita alrededor de la estrella primaria acretante habrán procesos disipativos que transformen la energía cinética de las partículas en calor. En consecuencia, habrá pérdidas de momento angular y una parte del material se irá acercando a la primaria en órbitas cada vez más estrechas, hasta precipitarse en su superficie. Es decir, el anillo se abre y forma una configuración extendida llamada disco de acreción.

3. Disco de Acreción.

Consideremos ahora la aproximación de disco delgado. Como vimos al final de la sección anterior el movimiento del material contenido en el disco está dominado por el campo gravitacional de la estrella acretante, por lo tanto supondremos que este material se mueve en órbitas keplerianas, con velocidad angular Ω dada por:

$$\Omega = \Omega_k(R) = \left(\frac{GM}{R^3} \right)^{1/2} \quad (28)$$

En segundo lugar, supondremos que el grosor (H) del disco es mucho menor que su dimensión radial, de tal suerte que, en coordenadas cilíndricas, el flujo sólo es función de R y ϕ .

Tomemos un anillo de material entre R y R + ΔR , la masa de este anillo es $2\pi R \Delta R \Sigma$ en donde $\Sigma(R,t)$ es la densidad superficial de masa. La variación con R y t de la masa esta dada por la siguiente ecuación:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(2\pi R \Delta R \Sigma) &= v_R(R,t) 2\pi R \Sigma(R,t) - v_R(R+\Delta R,t) 2\pi (R+\Delta R) \Sigma(R+\Delta R,t) \\ &\cong -2\pi \Delta R \frac{\partial}{\partial R}(R \Sigma v_R) \end{aligned}$$

Dado que la masa total del disco se conserva esta expresión se reduce a:

$$R \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial R}(R \Sigma v_R) = 0 \quad (29)$$

en donde v_R es la componente radial de la velocidad del material del disco.

Por otra parte, el momento angular contenido en el anillo es $2\pi R \Delta R R^2 \Omega$. En este caso debemos tener en cuenta las pérdidas de momento angular debidas a las torcas viscosas, $G(R,t)$. Por lo

tanto la ecuación que describe el momento angular está dada por:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(2\pi R \Delta R \Sigma R^2 \Omega) &= v_R(R, t) 2\pi R \Sigma(R, t) R^2 \Omega(R) - v_R(R + \Delta R, t) 2\pi(R + \Delta R) \Sigma(R + \Delta R, t) \\ &\quad \cdot (R + \Delta R)^2 \Omega(R + \Delta R) + \frac{\partial G}{\partial R} \Delta R \\ &\cong - 2\pi \Delta R \frac{\partial}{\partial R}(R \Sigma v_R R^2 \Omega) + \frac{\partial}{\partial R} \Delta R \end{aligned}$$

así que la ecuación para el momento angular es:

$$R \frac{\partial}{\partial t}(\Sigma R^2 \Omega) + \frac{\partial}{\partial R}(R \Sigma v_R R^2 \Omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial G}{\partial R} \quad (30)$$

Esta ecuación se puede escribir de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\Sigma R^2 \Omega) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R}(R \Sigma v_R R^2 \Omega) &= \frac{1}{2\pi R} \frac{\partial G}{\partial R} \\ R^2 \Omega \left[\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R}(R \Sigma v_R) \right] + \Sigma \frac{\partial}{\partial t}(R^2 \Omega) + R \Sigma v_R \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R}(R^2 \Omega) &= \frac{1}{2\pi R} \frac{\partial G}{\partial R} \end{aligned}$$

el término contenido en el paréntesis cuadrado es igual a cero, ya que corresponde a la ecuación de conservación de masa. Por otro lado, tomando en cuenta que el movimiento del material está descrito por una órbita kepleriana, ecuación (28), y que R y t son variables independientes, se sigue que:

$$\Sigma \frac{\partial}{\partial t}(R^2 \Omega) = 0.$$

Denotando con ' la derivación respecto a R se obtiene:

$$R \Sigma v_R (R^2 \Omega)' = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial G}{\partial R} \quad (31)$$

diferenciando respecto a R y utilizando la ecuación de conservación de masa:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{2\pi (R^2 \Omega)'} \frac{\partial G}{\partial R} \right] \quad (32)$$

El hecho ya señalado de que el material del disco rota diferencialmente significa que la razón de corte A, dada por:

$$A = R \frac{d\Omega}{dR} \quad (33)$$

es distinta de cero. Esto, a su vez, nos lleva a considerar el transporte neto de momento angular. Ya vimos que el disco rota

diferencialmente y que se cumple la ecuación de conservación de la masa, esto es que si nos fijamos en una superficie de $R =$ constante no hay un flujo neto de masa. Sin embargo, puesto que a ambos lados de $R =$ constante, el material tiene un momento angular distinto y el flujo de masa da lugar a un transporte neto de momento angular. Tomemos dos líneas de flujo, una a cada lado de $R =$ constante, y supongamos que el material tiene escalas típicas de velocidad y desplazamiento \bar{v} y λ respectivamente (figura 4).

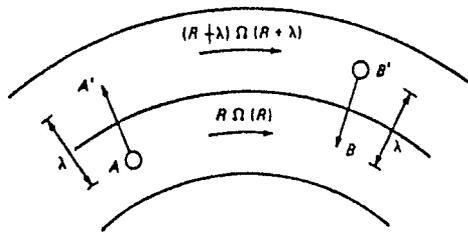


Figura 4. Transporte de momento angular entre elementos que se encuentran en lados opuestos de una superficie $R = \text{cte}$.

Al moverse un elemento de material en el disco, desde la posición A hasta A' , contribuye con su velocidad tangencial, $v_\phi = R\Omega(R)$, al momento angular en A' dando como resultado que éste sea $R(R+\lambda)\Omega(R)$. De la misma forma un elemento que se mueva desde B' contribuirá con su velocidad tangencial de $(R+\lambda)\Omega(R+\lambda)$ al momento angular en B resultando ser $R(R+\lambda)\Omega(R+\lambda)$. Como ya se dijo, esto no da lugar a una transferencia neta de masa pero sí de momento angular, es decir, el anillo externo ejerce una torca viscosa sobre el anillo interno dada aproximadamente por:

$$G(R,t) \sim \Sigma \bar{\nu} R(R + \lambda) [\Omega(R + \lambda) - \Omega(R)] \quad (34)$$

Si en esta expresión consideramos que la velocidad angular $\Omega(R)$ cambia muy lentamente en la escala de los movimientos, λ , podemos aproximar a $\Omega(R + \lambda) - \Omega(R)$ como $\Omega'(R)\lambda$, en donde como antes ' indica derivación respecto a R. La torca total se obtiene multiplicando la anterior expresión por $2\pi R$, esto es (a primer orden en λ):

$$G(R,t) = 2\pi R \nu \Sigma R^2 \Omega'(R) \quad (35)$$

en donde $\nu = \lambda \bar{\nu}$ es el coeficiente de viscosidad cinemática del material. Aquí debemos aclarar que la viscosidad es un parámetro difícil de medir, así que debemos conformarnos con hacer consideraciones "razonables" acerca de su comportamiento. Shakura y Sunyaev (1973) hacen una aproximación a la viscosidad, que se ha venido trabajando bastante desde entonces, empleando un parámetro adimensional α y haciendo las siguientes consideraciones. Supongamos que el proceso dominante en la redistribución de momento angular sea una viscosidad turbulenta que actúa en una escala típica λ_{turb} , con una velocidad v_{turb} , obtenemos así que la viscosidad se puede aproximar por:

$$\nu \sim \lambda_{turb} v_{turb} \quad (36)$$

En el caso de un disco de acreción podemos suponer que la escala de los remolinos turbulentos mas grandes es menor que el grosor (H) del disco y que la velocidad turbulenta es subsónica. Por lo tanto la ecuación anterior se puede escribir como:

$$\nu = \alpha c_s H \quad (37)$$

con c_s la velocidad del sonido en el medio y $\alpha \lesssim 1$.

Teniendo en cuenta la expresión (35) para $G(R,t)$ y la ecuación (28) para la velocidad angular, la ecuación (32) se puede escribir ahora como:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} (\nu \Sigma R^{1/2}) \right] \quad (38)$$

que describe el comportamiento temporal de la densidad superficial en un disco -kepleriano. De la ecuación (29) junto con esta última ecuación se obtiene:

$$v_R = - \frac{3}{R^{1/2} \Sigma} \frac{\partial}{\partial R} (\nu \Sigma R^{1/2}) \quad (39)$$

así que conoceríamos la velocidad de deriva radial si antes tenemos una solución para la ecuación (38), es decir, si sabemos como se comporta Σ .

En general, la viscosidad ν puede depender de Σ , R y t , lo que nos llevaría a una ecuación de difusión no lineal para Σ . Sin embargo, si $\nu = \nu(R)$ únicamente, la ecuación que resulta es lineal. Si además ν varía como una potencia del radio, entonces la ecuación (38) se puede resolver analíticamente (Pringle, 1981), y en el caso particular en que ν sea constante, la ecuación (38) se puede escribir como:

$$\frac{\partial}{\partial t} (R^{1/2} \Sigma) = \frac{3\nu}{R} \left[R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} \right]^2 \left[R^{1/2} \Sigma \right] \quad (40)$$

si en esta ecuación hacemos $s = 2R^{1/2}$ se convierte en:

$$\frac{\partial}{\partial t} (R^{1/2} \Sigma) = \frac{12\nu}{s^2} \frac{\partial^2}{\partial s^2} (R^{1/2} \Sigma)$$

que es una ecuación de variables separables; hagamos $R^{1/2}\Sigma = T(t)S(s)$, entonces:

$$\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{12\nu}{s^2} \frac{1}{S} \frac{\partial^2 S}{\partial s^2} = -\lambda^2, \quad \lambda = \text{cte.}$$

cuyas soluciones (Butkov, 1968) son una exponencial para $T(t)$ y una función de Bessel modificada para $S(s)$. La condición inicial para el anillo es:

$$\Sigma(R, t=0) = \frac{m}{2\pi R_{\text{circ}}^2} \delta(R - R_{\text{circ}})$$

donde $\delta(R - R_{\text{circ}})$ es la función delta de Dirac. Así que la solución para $\Sigma(R, t)$ en función de las variables adimensionales $x = R/R_{\text{circ}}$, y $\tau = 12\nu t/R_{\text{circ}}^2$ se expresa como:

$$\Sigma(x, \tau) = \frac{m}{\pi R_{\text{circ}}^2} \tau^{-1} x^{-1/4} \exp\left[-\frac{1+x^2}{\tau}\right] I_{1/4}(2x/\tau) \quad (41)$$

en donde $I_{1/4}(2x/\tau)$ es la función de Bessel modificada. En la figura 5 se grafica $\pi R_{\text{circ}}^2 \Sigma(x, \tau)/m$ vs. x . De esta figura se ve que el efecto de la viscosidad es dispersar al anillo de materia, situado inicialmente en $R = R_{\text{circ}}$. Se ve también que, para $\tau \cong 0.256$, una gran parte del material, $\cong 0.8\pi R_{\text{circ}}^2 \Sigma$ se va a radios $R < R_{\text{circ}}$, es decir, está cayendo a la superficie de la estrella, y una menor cantidad, $\cong 0.2\pi R_{\text{circ}}^2 \Sigma$ se va a radios $R > R_{\text{circ}}$. En términos del momento angular, la materia que se mueve a $x > 1$ se lleva una gran cantidad de éste, compensando así al momento angular que pierde la masa que se movió a $x < 1$. De hecho este material que se mueve a $x > 1$ se llevará prácticamente todo el momento angular, lo que significa que el material que se ha movido a $x < 1$ se irá desplazando a radios R cada vez más cercanos a R_x .

hasta caer finalmente sobre la superficie de la estrella. Para ver

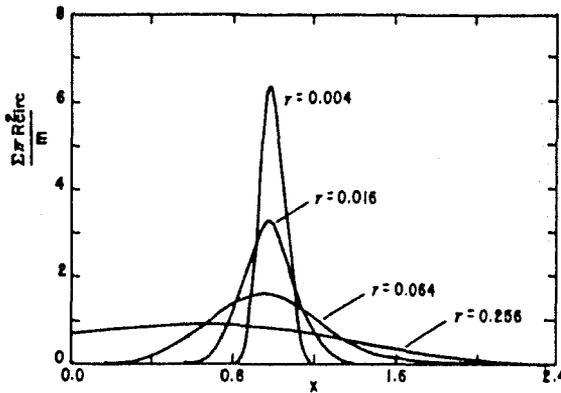


Figura 5. Evolución temporal de un anillo de material bajo la acción de fuerzas viscosas, ecuación (41), en términos de las variables adimensionales $x = R/R_{circ}$ y $\tau = 12\nu t/R_{circ}^2$.

cómo se irá moviendo este material, consideremos la ecuación para v_R (ecuación (39)) y la solución para $\Sigma(x, \tau)$ dada por la ecuación (41):

$$\begin{aligned} v_R &= -3\nu \frac{\partial}{\partial R} \ln (R^{1/2} \Sigma) \\ &= -\frac{3\nu}{R_0} \frac{\partial}{\partial x} \ln (x^{1/2} \Sigma) \\ &\approx -\frac{3\nu}{R_0} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{4} \ln x - \frac{1+x^2}{\tau} + \ln I_{1/4}(2x/\tau) \right] \end{aligned}$$

de aquí nos interesa analizar el comportamiento asintótico de $I_{1/4}(z)$, con $z = 2x/\tau$, lo que resulta en:

$$I_{1/4}(z) \propto z^{-1/2} e^{-z} \quad z \gg 1$$

$$I_{1/4}(z) \propto z^{1/4} \quad z \ll 1$$

de aquí que v_R se comporta como:

$$\left. \begin{aligned} v_R &\sim \frac{3\nu}{R_0} \left[\frac{1}{4x} + \frac{2x}{\tau} \right] > 0 & 2x \gg \tau \\ v_R &\sim -\frac{3\nu}{R_0} \left[\frac{1}{2x} - \frac{2x}{\tau} \right] < 0 & 2x \ll \tau \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

Es decir, las partes exteriores de la distribución de material ($2x \gg \tau$) se alejan de su posición inicial R_0 ($v_R > 0$), llevándose consigo momento angular, mientras que las partes internas ($2x \ll \tau$) están derivando ($v_R < 0$) radialmente hacia la estrella acretante (en $R \sim 0$). Además, el radio al que sucede este cambio de signo de v_R está variando, esto es, el material que se encuentra a $x \gg \tau$ en el momento en que dejamos que evolucione libremente el anillo se moverá a radios mayores. Sin embargo, después de un tiempo suficiente este material estará a $x \ll \tau$ ya que habrá perdido, a su vez, momento angular en favor del material que está aún mas afuera en la distribución. Es interesante hacer notar que la redistribución de momento angular en el anillo inicial de materia produce un viento en el sistema. Como vimos en la primera sección de este capítulo, las tasas de transferencia de masa son del orden de $10^{-7} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ en las NC y $10^{-8} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ en las NE. Si un 10 % del material transferido absorbe la totalidad del momento angular del anillo, esto significa que el disco de acreción produce un viento de 10^{-8} a $10^{-9} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$, superior al que se observa en estrellas de secuencia principal. Por cierto, de las ecuaciones (37) y (42) se puede ver que este viento se expande radialmente con una velocidad $v_R < c_s$.

Ya que es la viscosidad la que tiene el efecto de dispersar

radialmente al anillo, es importante ver en qué escala de tiempo actúa. Su evolución temporal está dada por la parte exponencial de la solución para $\Sigma(x, \tau)$, así que esta escala se encuentra cuando este término tiende a $1/e$, es decir $(1 + x^2)\tau^{-1} \sim x^2\tau^{-1} \sim 1$. Esto es:

$$\frac{R^2}{R_{\text{circ}}^2} \sim \frac{\nu t_{\text{visc}}}{R_{\text{circ}}^2}$$

$$\rightarrow t_{\text{visc}} \sim \frac{R^2}{\nu} \quad (43)$$

y ya que $v_R \sim \frac{\nu}{R}$, (43) se puede ver como:

$$t_{\text{visc}} \sim \frac{R}{v_R} \sim 10 \text{ días} \quad (44)$$

En el caso particular de las NC, NRec y la mayor parte de las NE las condiciones externas cambian en escalas de tiempo mayores que t_{visc} . Por ejemplo, el período teórico de recurrencia de las NC se estima que es del orden de $\sim 10^4$ años, y para las NRec es en promedio de ~ 33 años y el de las NE es ~ 6 meses. De este modo, excepto en las NE de período de recurrencia muy corto, podemos considerar al disco en estado estacionario. Así, las derivadas respecto al tiempo en las ecuaciones de conservación de masa y momento angular, (29) y (30) respectivamente, se hacen cero y nos quedan las siguientes expresiones:

$$R \Sigma v_R = \text{cte.} \quad (45)$$

$$R \Sigma v_R R^2 \Omega = \frac{G}{2\pi} + \frac{C}{2\pi} \quad (46)$$

Dado que $\dot{M} = 2\pi R \Sigma (-v_R)$ la ecuación (45) se puede escribir como:

$$R \Sigma v_R = - \frac{\dot{M}}{2\pi} \quad (47)$$

Introduciendo en la ecuación (46) la expresión para $G(R,t)$, dada por la ecuación (35) se obtiene:

$$- \nu \Sigma \Omega' = \Sigma (-v_R) \Omega + \frac{C}{2\pi R^3} \quad (48)$$

La constante C esta relacionada con la tasa de flujo de momento angular hacia la estrella acretante. Supongamos que el disco se extiende hasta $R = R_*$, es decir, hasta la superficie de la estrella. La estrella debe rotar más lentamente que su velocidad de rompimiento en su ecuador, de modo que:

$$\Omega_* < \Omega_K(R_*) \quad (49)$$

La velocidad angular del material en el disco es kepleriana, de modo que aumenta conforme éste se aproxima a la estrella. Por lo tanto, debe haber un punto a partir del cual la velocidad angular del material aumente cada vez mas lentamente para ajustarse a la velocidad de rotación de la estrella, o bien disminuya en caso de que su velocidad angular haya excedido a la velocidad de rotación de la estrella. En ambos casos habrá un punto, una capa frontera, en donde la derivada de la velocidad angular del material del disco sea cero, o prácticamente cero. Si esta capa frontera esta a una distancia b de la superficie estelar, de la ecuación (47) se sigue que:

$$C \cong 2\pi \Sigma v_R \Omega(R_* + b)(R_* + b)^3 \quad (50)$$

A primer orden podemos suponer que la velocidad angular del disco en $R_* + b$ es kepleriana, y que $R_* \gg b$. Por lo tanto:

$$C \cong 2\pi R_* \Sigma v_R (GMR_*)^{1/2} \quad (51)$$

De la ecuación (47) encontramos que:

$$C \cong -\dot{M} (GMR_*)^{1/2} \quad (52)$$

así que la ecuación (48) se reduce a:

$$\nu \Sigma = \frac{\dot{M}}{3\pi} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right] \quad (53)$$

Este es un resultado clásico (Frank et al., 1985). Cabe advertir que esta solución no es estrictamente válida, ya que la disminución de la velocidad angular del material que fluye hacia adentro puede implicar pérdidas importantes de momento angular. Si este es el caso, el material exterior a esta capa frontera, al absorber el momento angular del material interno, es empujado hacia fuera, modificando de este modo la estructura de densidad y velocidad del disco. Usando las ecuaciones (47) y (53) se tiene que v_R esta dada por:

$$v_R = -\frac{3\nu}{2R} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right]^{-1} \quad (54)$$

es decir, $v_R \sim \nu/R$. Para un disco delgado en la aproximación de Shakura y Sunyaev:

$$v_R \sim \frac{\alpha c_s H}{R} \ll c_s \quad (55)$$

es decir, la velocidad de deriva radial es subsónica. Ahora, como podemos desprestigiar al flujo de masa en la dirección z, la ecuación de equilibrio hidrostático se puede escribir como:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{GM}{(R^2 + z^2)^{1/2}} \right) \approx - \frac{GMz}{R^3} \quad (56)$$

tomando como escala de altura $z \sim H$, y recordando que $c_s = \left(\frac{P}{\rho} \right)^{1/2}$ podemos aproximar esta ecuación como:

$$c_s \ll \left(\frac{GM}{R} \right)^{1/2} = v_\phi \quad (57)$$

esto es, la velocidad tangencial, para un disco delgado, es altamente supersónica.

Consideremos ahora cuál es la cantidad de energía disipada por la viscosidad. Tomemos un anillo de material con un ancho dR (figura 6), interactuando con sus anillos vecinos. La torca neta ejercida sobre este anillo esta dada por:

$$G(R + dR) - G(R) = \frac{\partial G}{\partial R} dR \quad (58)$$

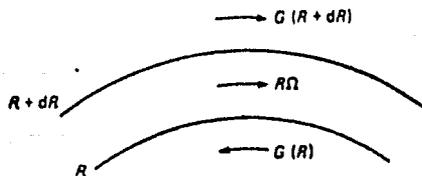


Figura 6. Interacción entre anillos vecinos que da origen a la disipación de energía.

esta torca esta actuando en el sentido en que rota el anillo en cuestión, así que existe una razón de trabajo hecho por ésta:

$$\Omega \frac{\partial G}{\partial R} dR = \left[\frac{\partial}{\partial R} (G\Omega) - G \frac{\partial \Omega}{\partial R} \right] dR \quad (59)$$

El primer término en el paréntesis cuadrado corresponde a la razón de transporte de energía rotacional a través del material del disco. Integrando este término a lo largo de todo el disco se obtiene $[G\Omega]$ evaluado en los bordes del disco. En otras palabras, el transporte total de energía rotacional sólo depende de las condiciones en los bordes del disco. El segundo término, $-G\Omega'dR$, representa la razón de pérdida local de energía mecánica que se convierte en energía interna (calor). Así que la viscosidad cinemática, ν , genera una disipación en el anillo a una razón $G\Omega'$. En última instancia esta energía será radiada por ambas caras del disco. En cuanto a la razón de disipación por unidad de área plana superficial, $D(R)$, tomando en cuenta que el área total que presentan ambas caras del disco es $4\pi R dR$, tenemos que:

$$D(R) = \frac{G\Omega'}{4\pi R} \quad (60)$$

y usando la expresión para G dada por la ecuación (35):

$$D(R) = \frac{1}{2} \nu \Sigma (R\Omega')^2 \quad (61)$$

Usando aquí las ecuaciones (53) para $\nu\Sigma$ y (28) para la velocidad angular se encuentra que:

$$D(R) = \frac{3}{8} \frac{GMM}{\pi R^3} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right] \quad (62)$$

Es decir, la energía disipada depende únicamente de la masa y el radio de la primaria, y de la tasa de transferencia de masa. Sorpresivamente no depende del parámetro más incierto: la viscosidad. La utilidad de este resultado es evidente: la luminosidad del disco es un parámetro observable contra el que podemos comparar los resultados que obtengamos con la teoría. La luminosidad esta dada por la integral de esta expresión, es decir:

$$\begin{aligned}
 L(R_1, R_2) &= 2 \int_{R_1}^{R_2} D(R) 2\pi R dR \\
 &= \frac{3G\dot{M}}{2} \int_{R_1}^{R_2} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right] \frac{dR}{R^2} \\
 &= \frac{3G\dot{M}}{2} \left\{ \frac{1}{R_1} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{R_*}{R_1} \right)^{1/2} \right] - \frac{1}{R_2} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{R_*}{R_2} \right)^{1/2} \right] \right\} \quad (63)
 \end{aligned}$$

expresión que en el límite en que $R_1 \rightarrow R_*$ y $R_2 \rightarrow \infty$, toma la siguiente forma:

$$\begin{aligned}
 L_{\text{disco}} &= \frac{3G\dot{M}}{2} \left(\frac{1}{3R_*} \right) \\
 &= \frac{1}{2} \left(\frac{G\dot{M}}{R_*} \right) \\
 &= \frac{1}{2} L_{\text{ac}} \quad (64)
 \end{aligned}$$

en donde L_{ac} es la luminosidad de acreción: $L_{\text{ac}} = G\dot{M}/R_*$, con un valor típico de $1.3 \times 10^{33} \dot{M}(M/M_{\odot})(10^{\circ} \text{ cm}/R_*) \text{ erg seg}^{-1}$, en donde M/M_{\odot} y $10^{\circ}/R_*$ son ~ 1 en el caso de las novas. Aquí consideramos que el disco llega hasta la superficie de la estrella, sin embargo, ya antes mencionamos que existe una capa frontera de altura b , con $b \ll R_*$. Lo que significa la ecuación (62) es que el

material del disco en $R \cong R_*$ ha estado derivando hasta allí, convirtiendo la mitad de su energía potencial en cinética y la otra mitad ha sido finalmente radiada por el disco. Esta es la luminosidad generada por el proceso de acreción. Así, al llegar a $R = R_* + b$ el material aún puede radiar, en el mejor de los casos, L_{ac} , es decir, convertir su energía cinética en luminosidad.

Ahora, la tasa total de disipación de energía entre los radios R y $R + dR$, tomando en cuenta las dos caras del disco, es:

$$2D(R)2\pi R dR = \frac{3GM\dot{M}}{2R^2} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right] dR \quad (65)$$

como acabamos de ver, el término $\frac{GMM}{2R^2} dR$ es la tasa de pérdida de energía potencial gravitacional como luminosidad entre R y $R + dR$.

El término restante:

$$\frac{GMM}{R^2} \left[1 - \frac{3}{2} \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right] dR \quad (66)$$

se transporta como energía cinética al anillo de radio menor que R . De aquí que a radios $R > \frac{9}{4} R_*$ la tasa de energía radiada es mayor que la energía (potencial) convertida en cinética; para $R \gg R_*$ el transporte viscoso de la energía liberada al ir bajando en el pozo de potencial es mas importante que la contribución de la energía potencial radiada. En cambio para radios $R_* \leq R < \frac{9}{4} R_*$ en que la ecuación (66) es < 0 , la energía liberada es menor que la pérdida de energía (potencial) de amarre gravitacional.

Supongamos ahora que cada elemento del disco radia aproximadamente como un cuerpo negro a temperatura $T(R)$. Igualando la tasa de disipación $D(R)$ por unidad de área con el flujo de

cuerpo negro:

$$\sigma T^4(R) = D(R) \quad (67)$$

usando la ecuación (62) para $D(R)$ obtenemos la expresión para $T(R)$:

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

$$T(R) = T_* \left\{ \left(\frac{R_*}{R} \right)^3 \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right] \right\}^{1/4} \quad (68)$$

en donde $T_* = \left[\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma R_*^3} \right]^{1/4}$, alcanza del orden de 4.9×10^4 °K si la estrella es una EB y 1.3×10^7 °K si es una EN. La temperatura máxima se alcanza en $R = \frac{49}{36}R_*$, siendo $T_{\text{máx}} = 0.488T_*$. Por lo tanto, el disco de acreción alrededor de una EB radiará una fracción importante de su energía en el UV.

Calculemos ahora la dependencia con el radio de Σ , v_R , v_ϕ , y T dadas por las ecuaciones (53), (54), (57) y (68) respectivamente, junto con $H \cong c_s (R^3/GM)^{1/2}$ y $\rho = \Sigma/H$. Usaremos las aproximaciones de ν dada por la ecuación (37) y $c_s \cong P/\rho \cong kT/m$, suponiendo que el material del disco está compuesto principalmente de H, de modo que m es aproximadamente la masa del protón. Bajo estas consideraciones obtenemos el siguiente conjunto de ecuaciones (cuyas gráficas se encuentran en las figuras 7a-7f):

$$H = H_* \left(\frac{R_*}{R} \right)^{3/8} f^{1/2}$$

$$v_R = v_R^* \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/4} f^{-3}$$

$$v_\phi = v_\phi^* \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2}$$

$$\Sigma = \Sigma^* \left(\frac{R_*}{R} \right)^{3/4} f^3$$

$$\rho = \rho^* \left(\frac{R_*}{R} \right)^{15/8} f^{5/2}$$

$$T = T^* \left(\frac{R_*}{R} \right)^{3/4} f$$

en donde $f = \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right]^{1/4}$ y las cantidades con asterisco son:

$$H^* = a^{1/2} \left(\frac{3}{8\pi\sigma} \right)^{1/8} \left(\frac{\dot{M} R_*^3}{(GM)^3} \right)^{1/8} = 5.04 \times 10^6 M_{1\sigma}^{1/8} R_p^{9/8} M_\odot^{-3/8}$$

$$v_R^* = \frac{3}{2} \alpha a \left(\frac{3}{8\pi\sigma} \right)^{1/4} \left(\frac{\dot{M}}{GMR_*} \right)^{1/4} = 1.39 \times 10^4 M_{1\sigma}^{1/4} R_p^{-1/4} M_\odot^{-1/4}$$

$$v_\phi^* = \left(\frac{GM}{R_*} \right)^{1/2} = 3.64 \times 10^8 M_\odot^{1/2} R_p^{-1/2}$$

$$\Sigma^* = \frac{\dot{M}}{3\pi} \frac{1}{\alpha a} \left(\frac{8\pi\sigma}{3} \right)^{1/4} \left(\frac{GM}{\dot{M} R_*^3} \right)^{1/4} = 1.15 \times 10^2 M_{1\sigma}^{3/4} R_p^{-3/4} M_\odot^{1/4}$$

$$\rho^* = \frac{\dot{M}}{3\pi\alpha a^{3/2}} \left(\frac{8\pi\sigma}{3} \right)^{3/8} \left(\frac{G\dot{M}\dot{M}}{R_*^3} \right)^{5/8} = 2.27 \times 10^{-5} M_{1\sigma}^{5/8} R_p^{-15/8} M_\odot^{5/8}$$

$$T^* = \left(\frac{3G\dot{M}\dot{M}}{8\pi R_*^3 \sigma} \right)^{1/4} = 4.09 \times 10^4 M_{1\sigma}^{1/4} R_p^{-3/4} M_\odot^{1/4}$$

en donde $\dot{M}_{1\sigma}$ es la tasa de transferencia de masa en unidades de 10^{16} gr seg^{-1} , R_p es el radio de la estrella acretante en unidades de 10^9 cm, y M_0 es la masa de la misma en unidades solares. También se usó: $\alpha \cong 1$, $a \cong k/m_p = 8.254 \times 10^7$ erg $\text{gr}^{-1} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$, σ y G , que son las constantes de Stefan-Boltzmann y gravitacional respectivamente, en unidades CGS.

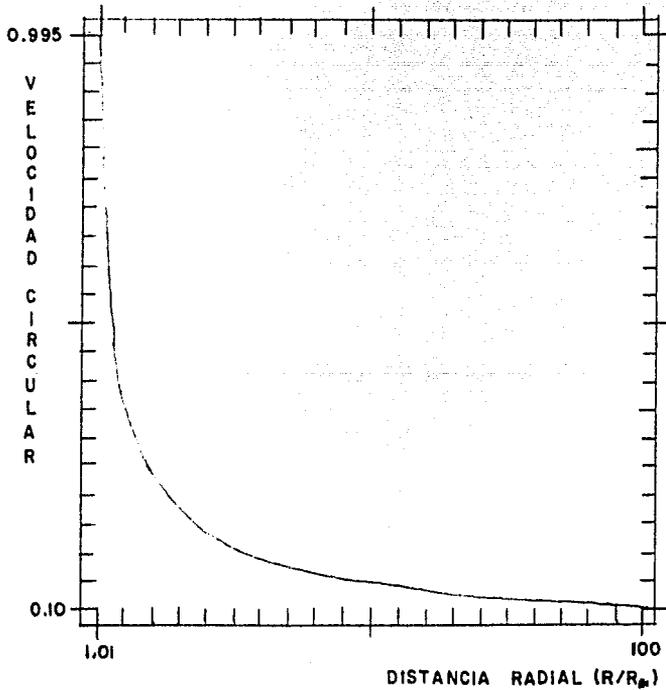


Figura 7(a).

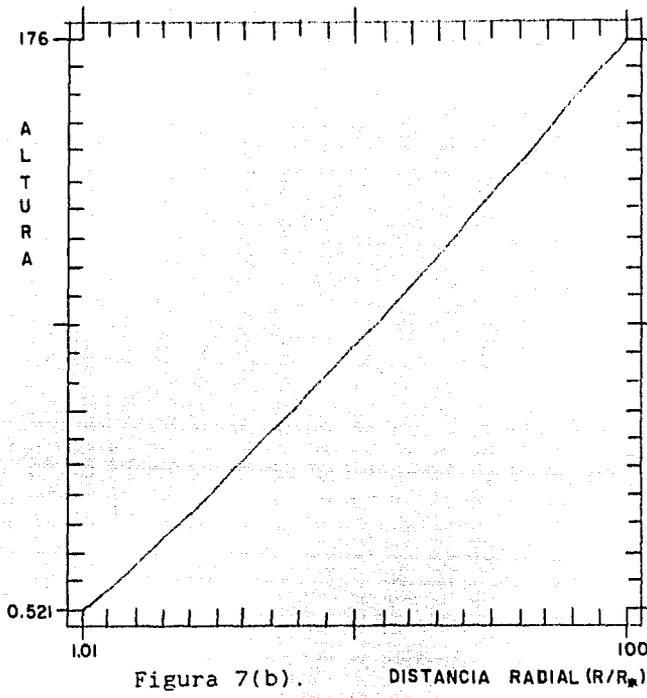


Figura 7(b).

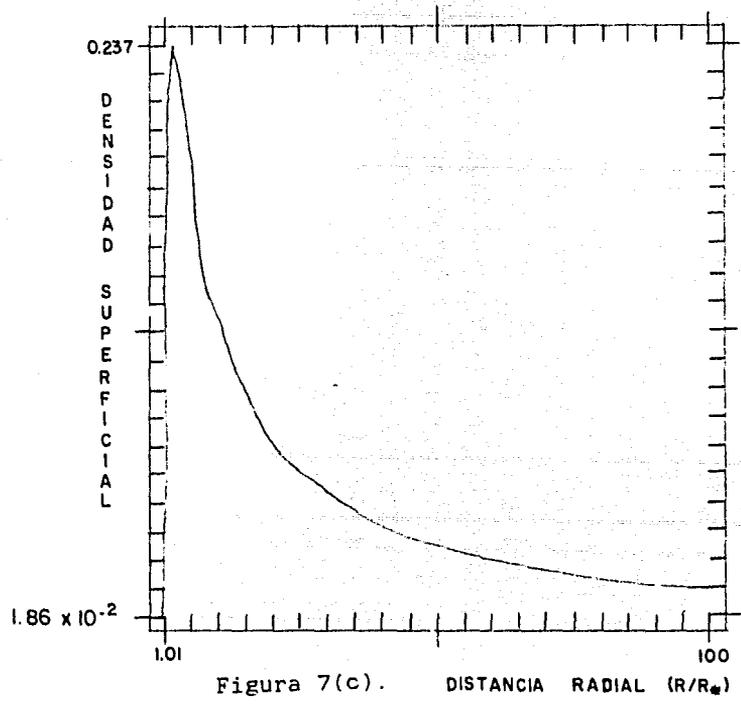


Figura 7(c).

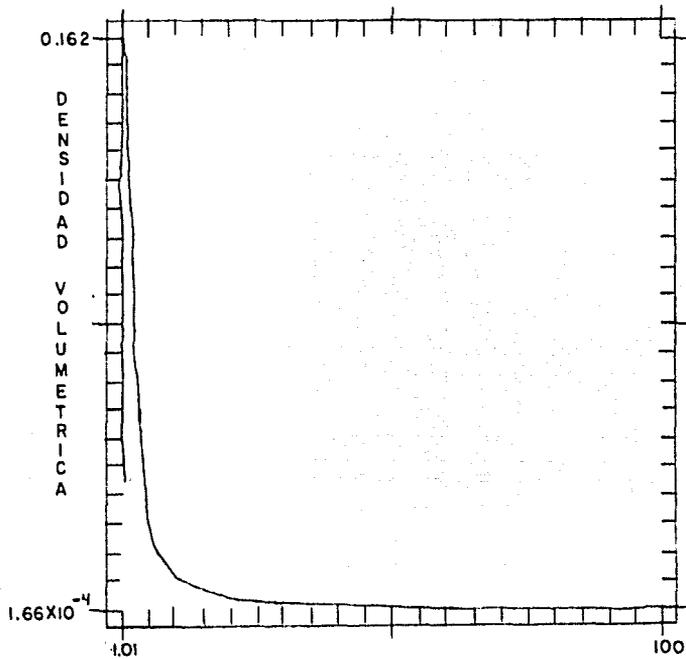


Figura 7(d).

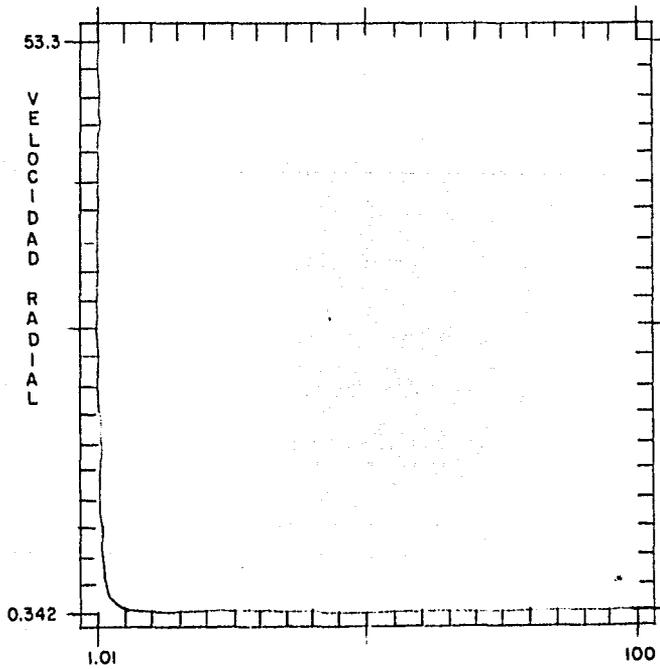


Figura 7(e).

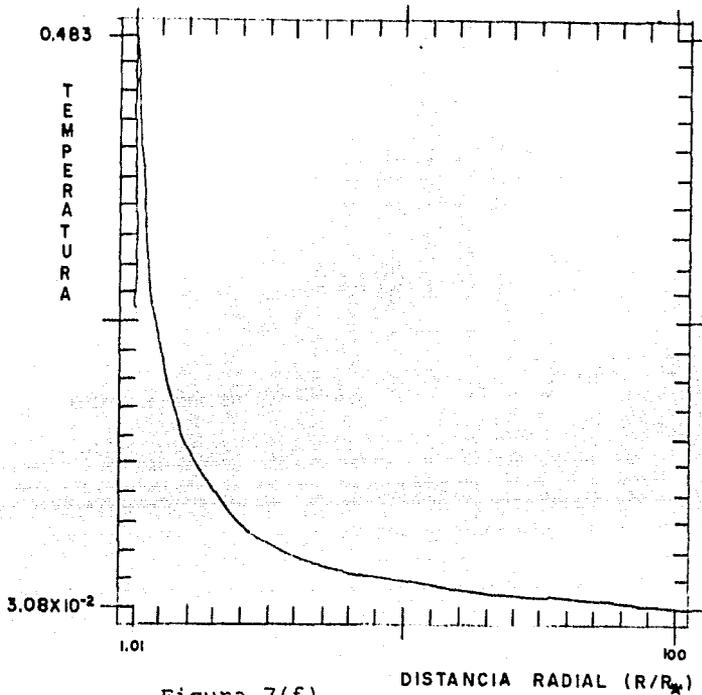


Figura 7(f).

El espectro que se obtendría por cada elemento de área superficial, bajo la hipótesis de que radia como cuerpo negro, esta dada por:

$$I_{\nu} = B_{\nu}[T(R)] = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT(R)} - 1} \quad (69)$$

En esta aproximación se desprecia el efecto de la (probable) atmósfera del disco. Para un observador a una distancia D , cuya línea de visión presente un ángulo de inclinación i con la normal al plano del disco (i. e., con el plano orbital del sistema binario), el flujo total del disco a una frecuencia ν es:

$$F_{\nu} = \frac{2\pi(\cos i)}{D^2} \int_{R_*}^{R_{ext}} I_{\nu} R dR \quad (70)$$

en donde $R_{\bullet\text{ext}}$ es el radio exterior del disco. Bajo la suposición de que se trata de un cuerpo negro, la ecuación (70) se expresa como:

$$F_{\nu} = \frac{4\pi h(\cos i)\nu^3}{c^2 D^2} \int_{R_{\bullet}}^{R_{\bullet\text{ext}}} \frac{R dR}{e^{h\nu/kT(R)} - 1} \quad (71)$$

así que las suposiciones de que el disco radia como cuerpo negro y que se considera al disco estacionario resultan en que, como en $D(R)$, el flujo no depende de la viscosidad.

Para obtener el comportamiento completo del espectro veamos que pasa con la ecuación (71) para bajas frecuencias, $\nu \ll kT(R_{\bullet\text{ext}})/h$. La planckiana en este caso se reduce a $B_{\nu} = \frac{2kT\nu^2}{c^2}$, entonces el flujo va como $F_{\nu} \propto \nu^2$. Para $\nu \gg kT_{\bullet}/h$ la planckiana se comporta como $B_{\nu}(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-h\nu/kT}$, y entonces el espectro integrado es exponencial. Ahora, para frecuencias $kT(R_{\bullet\text{ext}})/h < \nu < kT_{\bullet}/h$ podemos hacer el siguiente cambio de variable: $x = h\nu/kT(R)$ y tomar la expresión para $T(R)$, ecuación (68), que para $R \gg R_{\bullet}$ es $T(R) = T_{\bullet} (R/R_{\bullet})^{-3/4}$, lo que significa que $x = \frac{h\nu}{kT_{\bullet}} \left(\frac{R}{R_{\bullet}}\right)^{3/4}$ y el flujo queda expresado como:

$$F_{\nu} = \frac{4\pi h(\cos i)\nu^3}{c^2 D^2} \frac{4}{3} R_{\bullet} \left(\frac{kT_{\bullet}}{h\nu}\right)^{5/3} \int_{h\nu/kT_{\bullet}}^{h\nu/kT(R_{\bullet\text{ext}})} \frac{x^{5/3}}{e^x - 1} dx \quad (72)$$

en esta integral podemos aproximar los límites a 0 y ∞ , ya que $h\nu/kT_{\bullet} \ll 1$ y $h\nu/kT(R_{\bullet\text{ext}}) \gg 1$, así:

$$F_{\nu} \propto \nu^{1/3} \int_0^{\infty} \frac{x^{5/3}}{e^x - 1} dx = \nu^{1/3} \left\{ \Gamma(11/3) \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{1}{n^{8/3}} \right\}$$

$$F_{\nu} \propto \nu^{1/3} \quad (73)$$

La gráfica de F_{ν} para estos tres casos se muestra en la figura 8. en la que la parte "plana", $F_{\nu} \propto \nu^{1/3}$, del espectro se considera algunas veces como característica de un disco de acreción. Aquí se debe notar que, a menos que $T(R_{\text{ext}}) \ll T_{*}$, ésta parte del espectro será muy pequeña y el espectro obtenido no será apreciablemente distinto del de un cuerpo negro.

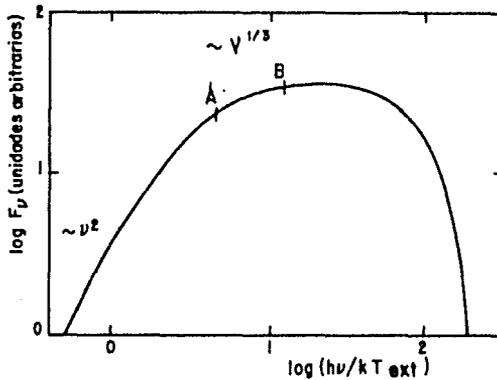


Figura 8. Espectro en el continuo de un disco estacionario ópticamente grueso que radía localmente como cuerpo negro. Los puntos A y B tienen "índice espectral" $d(\ln F_{\nu})/d(\ln \nu)$ igual a 0.38 y 0.28, respectivamente.

4. Comparación con las Observaciones.

Como ya se vió antes se espera que el disco de acreción radie principalmente en el UV, así que será interesante ver en que parte del espectro contribuye más éste que la secundaria del sistema binario nova, y cuando no será posible diferenciar entre la luminosidad debida al disco y la luminosidad debida a la secundaria. Los sistemas binarios en los que la secundaria es pequeña y débil ofrecen la mejor oportunidad para observar directamente al disco, en otro caso (e. g., gigantes o supergigantes O o B) su luminosidad se mezclaría y resultaría difícil decir cual es la contribución de cada uno. En el caso de las novae (NC y NE), la secundaria se encuentra en el intervalo de $0.1 - 1 M_{\odot}$ y se encuentran cerca de la secuencia principal inferior.

La evidencia básica para la existencia de discos es el movimiento circular del material capturado alrededor de la estrella acretante. En algunos sistemas binarios y en particular en aquéllos que tienen una gran inclinación orbital (i) se encuentra, a partir de los eclipses, que las líneas en emisión presentan un pico doble con extensas alas (por ejemplo en U Gem, SS Cyg, WZ Sge, EX Hya y EM Cyg). Esto es exactamente lo que se espera para las líneas en emisión de un disco rotando, ópticamente delgado (Horne y Marsh, 1986). La separación de la velocidad de los picos de las líneas nos da la velocidad circular proyectada, $v \sin i$, del borde exterior del disco, mientras que las alas amplias son fácilmente explicables si el movimiento es kepleriano y por lo

tanto muy rápido cerca del centro del disco. En sistemas eclipsantes en los que éste dura lo suficiente para poder obtener buenos espectros es en donde más se manifiesta el comportamiento anterior, como en el caso de DQ Her, en el que las líneas en emisión de pico doble pierden su pico hacia el azul al principio del eclipse y gradualmente lo van recuperando, perdiendo el pico hacia el rojo hacia el final del eclipse. Esto demuestra que el gas que está emitiendo alrededor de la EB orbita en el mismo sentido que la secundaria, figura 9. Las novas muestran fuertes líneas de H y He en emisión, que debido a que sus corrimientos al rojo y al azul están en fase y se pueden identificar firmemente como provenientes de la vecindad de la componente acretante del sistema binario. Aunque el grueso de las líneas de H en emisión provienen de las regiones exteriores del disco, también se produce una emisión mas débil cerca del centro del disco. SS Cyg muestra líneas de H en emisión con débiles alas que se extienden de 40 - 50 Å del centro de las líneas, estas alas se originan, aparentemente, en una región del disco muy cercana a la superficie de la EB. Si las alas son provocadas por ensanchamiento Doppler entonces, suponiendo una inclinación orbital de 37° para SS Cyg, se encuentra que v_ϕ es de $\lesssim 5000$ km/seg. Sin embargo, la EB de SS Cyg tiene una masa entre 0.8 y 1.0 M_\odot y no puede sostener un movimiento kepleriano tan grande como el anterior. Así que debemos concluir que las alas son producidas por un mecanismo distinto al ensanchamiento Doppler o bien que el material que produce las alas

no se encuentra en movimiento circular alrededor de la EB.

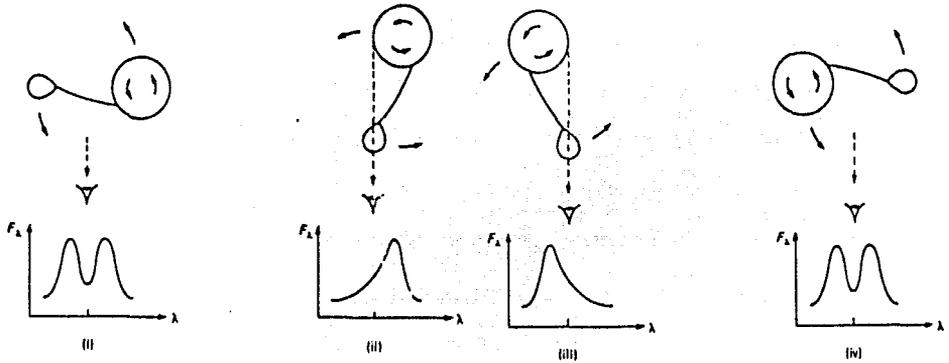


Figura 9. Comportamiento de las líneas espectrales que se observan en un sistema binario debido al movimiento circular del material en el lóbulo de Roche de la EB. (i) Cuando no se están eclipsando las estrellas se observa un doblete; (ii) se pierde el pico del lado azul; (iii) se pierde el pico hacia el rojo y se recupera el pico hacia el azul. y (iv) nuevamente se observa el doblete.

Ahora, para ver si el disco de acreción es realmente ópticamente grueso podemos esperar observar el espectro "característico", dado por (71), o bien, en sistemas eclipsantes, tratar de descubrir la distribución de brillantez superficial a varias longitudes de onda y compararla con la predicha por la teoría. Aunque ambas opciones presentan dificultades, por ejemplo, la ya señalada de que el espectro dado por (71) no difiere mucho del espectro de un cuerpo negro, a menos que exista una gran diferencia entre las temperaturas interna ($0.488T_*$) y externa (T_{ext}), lo que requiere un disco grande. Además, debemos observar en un amplio intervalo de longitudes de onda a fin de estar seguros de que cualquier parte "plana" del espectro continuo se

debe al comportamiento $\nu^{1/\beta}$ del espectro del disco más que a efectos de algún material "atmosférico", o absorbente, ya que tales efectos pueden distorsionar seriamente el espectro de cuerpo negro en algunas longitudes de onda. Esto ha motivado el estudio de las novae (y en general de las Variables Cataclísmicas) simultáneamente en el UV y en el óptico, es decir, en el intervalo de 1200 - 8000 Å. Aunque en el extremo rojo de este intervalo puede haber radiación "contaminante" de la secundaria. Esto se

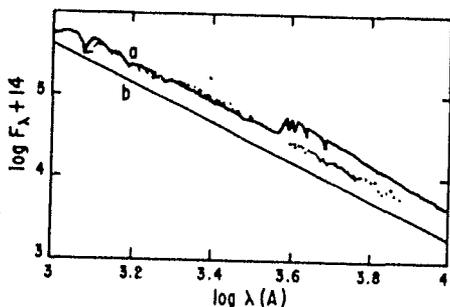


Figura 10. Espectro de VW Hyi.

puede evitar observando sistemas de corto período (e. g. $P \sim 100$ min) pues las relaciones $P - M_2$ y $P - R_2$, que se desprenden de la sección anterior, para secundarias que llenan su lóbulo de Roche y que se encuentran cerca de la secuencia principal inferior, implican estrellas secundarias muy débiles para tales sistemas. Hasta ahora parece haber sólo dos sistemas de corto período con

temperaturas interna y externa suficientemente diferentes para ser distinguibles de un cuerpo negro. En la figura 10 se muestra el espectro de uno de ellos: la NE VW Hyi con $P = 107$ min. Hay que aclarar aquí que la distribución de temperatura dada por la ecuación (68) predice una distribución de temperatura en la superficie del disco que depende fuertemente de la longitud de onda. A longitudes de onda cortas, $h\nu \sim kT_*$, casi toda la luz proviene de las partes centrales del disco, a $R \lesssim 2R_*$. A longitudes de onda largas, $h\nu \sim kT_{ext}$, la distribución de brillantez es mucho más plana. De aquí que si observamos novae con inclinación i suficientemente alta como para que la secundaria eclipse la parte central del disco, existirá un eclipse profundo y angosto a longitudes de onda cortas y uno menos profundo y más ancho a longitudes de onda largas (figura 11).

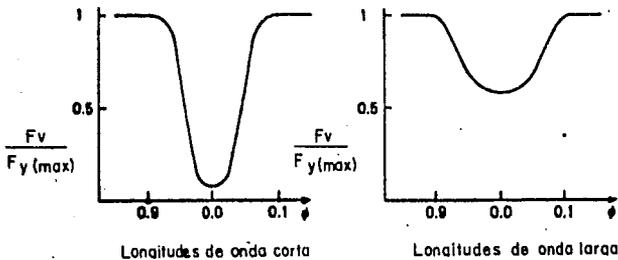


Figura 11. Los eclipses son de diferente tipo ya que una de las componentes es más brillante que la otra. En la componente más brillante se tiene la contribución de la mancha caliente.

Existen dos fuentes para el continuo: el disco mismo y una mancha brillante (de la que ya habíamos hablado un poco en la sección anterior) cerca del borde exterior del disco. La mancha brillante (o caliente) es un frente de choque que se forma en el punto en el que el chorro de gas choca con el disco de acreción, figura 12.

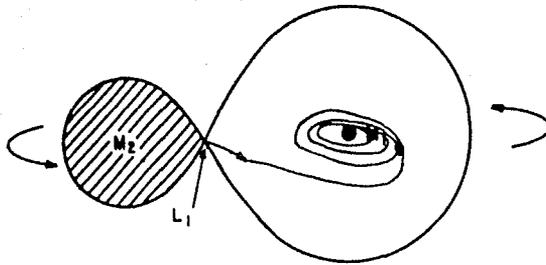


Figura 12. La mancha caliente se forma en el lugar en que el material transferido desde la secundaria se encuentra con el disco de acreción.

La contribución relativa de las dos fuentes del continuo a la luminosidad total varía de sistema a sistema y conduce así a una gran variedad de curvas de luz orbital. La curva de luz de U Gem (que es una NE) mostrada en la figura 13 está dominada por la mancha brillante; el eclipse, que es un eclipse de la mancha brillante y no de la región central del disco, ocurre después de la verdadera conjunción espectroscópica y es muy pronunciado. El

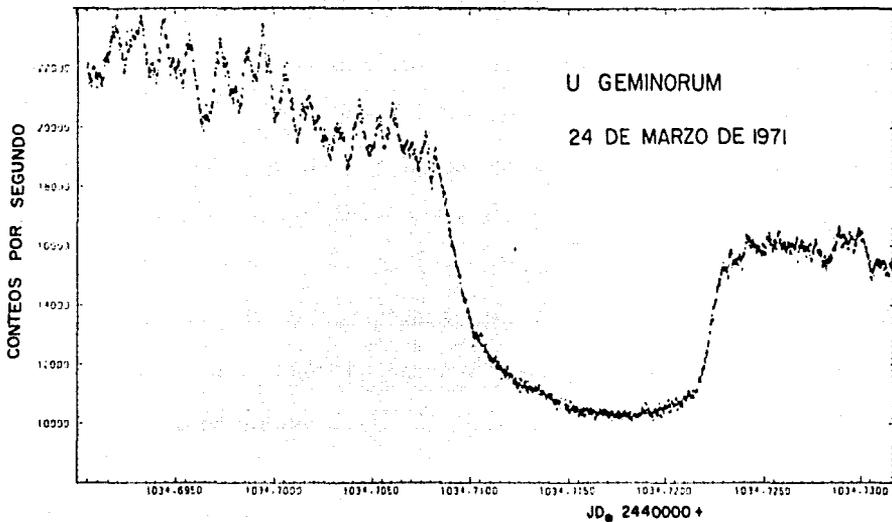


Figura 13. Curva de luz de U Gem (1971) en que se aprecia la contribución de la mancha caliente durante las etapas en que el sistema no se eclipsa. Nótese que durante el eclipse se pierde el carácter errático.

disco de gas es ópticamente grueso (fué una de nuestras hipótesis), así que la mancha brillante es mas visible cuando se encuentra de frente al observador, esto trae como resultado una "joroba" en la curva de luz, que dura más o menos la mitad del período orbital, con un pico de entre 0.1 y 0.2 del período, antes del eclipse. Algunos sistemas, como VW Hyl, con baja inclinación orbital, también pueden mostrar esta "joroba". La mancha brillante es inestable y muestra rápidos cambios de luminosidad, que se observan como un rápido "revoloteo" irregular en las curvas de luz de las novas. Este revoloteo desaparece, como era de esperarse, durante el eclipse. La curva de luz de UX Uma, figura 14, es

típica de sistemas en los que la luminosidad está dominada por del disco y no por la mancha brillante. La amplitud del revoloteo y de la joroba es mucho menor que en U Gem y el mínimo el eclipse corresponde (o casi) con la conjunción espectroscópica real. Sin embargo, la mancha contribuye también a la luminosidad del sistema así que tendríamos que haberla considerado en el tratamiento del disco que acabamos de hacer. Hasta ahora no hay un tratamiento teórico y su contribución es ignorada o sustraída de las curvas de luz de manera inadecuada.

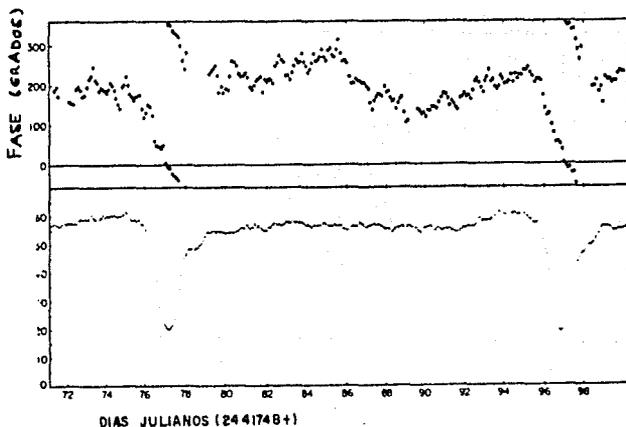


Figura 14. Curva de luz de UX UMA. La contribución del disco a la luminosidad observada es mayor que la de la mancha caliente, caso contrario al de la figura anterior.

CAPITULO III. Mecanismos Explosivos.

Introducción.

Los principales modelos que se han presentado para explicar las diversas variantes del fenómeno nova se clasifican en: (a) aquéllos en los que la generación de energía tiene lugar en el disco y (b) en los que la explosión consiste en un desbocamiento termonuclear (DTN) sobre la superficie de la enana blanca. Se piensa que las NE son debidas al primer tipo de mecanismo, del cual existen dos variantes, una en la que el disco de acreción se enciende debido a una transferencia súbita de masa de la gigante roja, y la otra en la que se presenta una inestabilidad en el disco mismo (Cordova y Mason, 1983). En el primer caso, la masa transferida choca con el disco y libera la energía de la explosión, mientras que en el segundo ésta es alimentada con la liberación de la energía potencial gravitacional del disco (Livio, Truran y Webbink, 1986). El modelo del DTN, propuesto originalmente por Schatzman (1949), explica satisfactoriamente las propiedades observadas en las NC y será discutido con mayor detalle en este capítulo. El origen de las explosiones de las NRec es menos claro (Cordova y Mason, 1983), y se han sugerido ambos mecanismos, (a) y (b), como explicación a éste fenómeno. En al menos dos casos, T Cr B y RS Oph, se ha sugerido que la explosión se lleva a cabo en el disco a través de una transferencia repentina de masa de la gigante roja (Webbink, 1976; Livio, Truran y Webbink, 1986), excepto que en este caso la primaria es una estrella de secuencia principal y no una EB. Por otro lado, la NRec U Sco presenta características que sugieren que sus

explosiones se deben a un DTN (Webbink et al., 1987). Resumiendo, parece estar ahora bien establecido que las NE se deben a la liberación de energía en el disco y que las NC son producidas por el DTN en la envoltura de la EB, mientras que la explosión en las NRec es un problema aún sin resolver, habiéndose invocado los dos modelos anteriores para explicar su origen. En este capítulo sólo se considera el modelo del DTN.

1. El Desbocamiento Termonuclear.

El modelo del DTN (que ha sido trabajado exhaustivamente por varios autores desde la década pasada, principalmente por Sparks, Starrfield y Truran) ha tenido un éxito considerable al reproducir satisfactoriamente las características observables básicas de las NC. Por ejemplo, el orden de magnitud de la energía cinética del material eyectado, la forma de la curva de luz y la fase de luminosidad bolométrica constante, independientemente de la clase de velocidad del evento. De hecho, esta última propiedad de las NC fué una de las predicciones del modelo de DTN.

En este modelo se considera que el material del disco, rico en hidrógeno, termina por depositarse sobre la superficie de la EB. Dadas las condiciones, de alta densidad y baja luminosidad, que prevalecen en la EB este material termina por degenerarse. En consecuencia, la presión estará dada por la presión de degeneración de los electrones, que en el caso no relativista está dada por (Schatzman, 1958):

$$P_{\text{deg}} = K_1 \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{5/3} \text{ din cm}^{-2} \quad ; \quad \log K_1 = 12.996 \quad (1)$$

y en el caso relativista por:

$$P_{d\bullet g} = K_2 \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{4/3} \text{ din cm}^{-2} \quad ; \quad \log K_2 = 15.090 \quad (2)$$

en donde ρ es la densidad de masa y μ_e el peso molecular medio por electrón. En cualquiera de los dos casos se puede ver que, a primer orden, la presión no depende de la temperatura.

La ignición de la envolvente ocurrirá una vez que el material que la compone haya alcanzado una densidad y temperatura críticas. De las ecuaciones (1) y (2) se puede ver que la densidad crítica corresponde a una presión crítica (P_{cr}) sobre la envolvente, que depende directamente de la masa acretada sobre ella a través de:

$$P_{cr} = G \frac{M_{EB} \Delta M_{cr}}{4\pi R_{EB}^4} \quad (3)$$

en donde ΔM_{cr} es la masa acretada necesaria para obtener P_{cr} . De estudios numéricos se ha encontrado que $P_{cr} \approx 2 \times 10^9 \text{ din cm}^{-2}$ (Starrfield, Sparks y Truran, 1985). Por lo tanto, la masa necesaria para que se produzca la explosión es:

$$\Delta M_{cr} \approx 5.9 \times 10^{-5} \left(\frac{R_{EB}}{5 \times 10^8 \text{ cm}} \right)^4 \left(\frac{M_{EB}}{M_{\odot}} \right)^{-1} \left(\frac{P_{cr}}{2 \times 10^9 \text{ din cm}^{-2}} \right) M_{\odot} \quad (4)$$

Es decir, las EBs más masivas requieren de una menor masa acretada para iniciar el proceso de DTN. Esto es fácil de entender, ya que una EB más masiva genera un pozo de potencial más profundo y, por lo tanto, la densidad es mayor en la base de la envolvente que descansa sobre la superficie. De la ecuación (4) también se puede ver que, con las tasas de acreción mencionadas anteriormente (10^{-7} - $10^{-9} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$), se alcanza la masa crítica en aproximadamente 6×10^2 - 6×10^4 años. En las NC el período de

recurrencia se estima $\sim 10^4$ años, tiempo durante el cual es sencillo obtener la masa crítica. En cambio, en las NRec el periodo de recurrencia es ~ 30 años, que es sustancialmente menor que el tiempo que normalmente se requiere para acretar ΔM_{cr} sobre la superficie de la EB. Esta es una de las mayores dificultades que enfrenta el modelo del DTN para explicar a las NRec.

Por otro lado, los modelos de DTN indican que EBs menos luminosas tardan un tiempo mayor en alcanzar la temperatura necesaria para iniciar el DTN. Esto se puede ver en la figura 1 (Sparks, Sattarfield y Truran, 1978), en donde se grafica la luminosidad de la EB (en unidades solares) como función del tiempo que transcurre antes de iniciarse el DTN. Por lo tanto, a una tasa de acreción fija, las EBs de menor luminosidad formarán

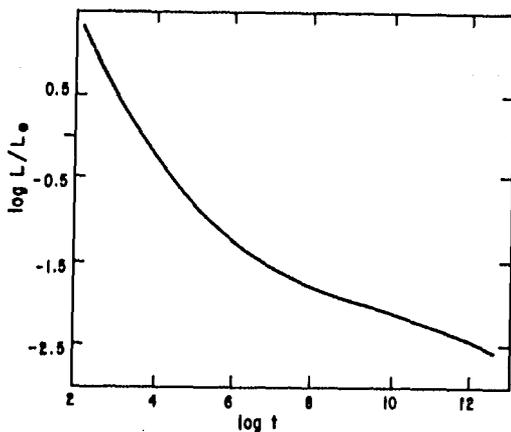


Figura 1. Tiempo que le toma a una EB de una luminosidad dada reunir las condiciones necesarias para el DTN.

envolventes más masivas v. en consecuencia, podrán eyectar una masa mayor al convertirse en novae.

La condición necesaria para que se desarrolle el proceso de DTN es la de degeneración de electrones en la superficie de la EB, de modo que la ecuación de equilibrio en la envoltura esta determinada por el balance entre la fuerza de gravedad y la presión de degeneración de los electrones, y no por la presión térmica. En estas condiciones el gas se calienta sin expandirse. La expansión del gas será posible sólo cuando su presión (P_g) sea comparable a la presión de degeneración. En el caso no relativista esto ocurre a:

$$T \approx 4 \times 10^7 \left(\frac{\rho}{10^4 \text{ gr cm}^{-3}} \right)^{2/3} \text{ } ^\circ\text{K} \quad (5)$$

Por otro lado, el quemado de hidrógeno vía reacciones tipo P-P ocurre a partir de una temperatura de 10^7 °K, mientras que el ciclo CNO se vuelve dominante a partir de $\sim 1.8 \times 10^7$ °K, como se muestra en la figura 2 (Clayton, 1968).

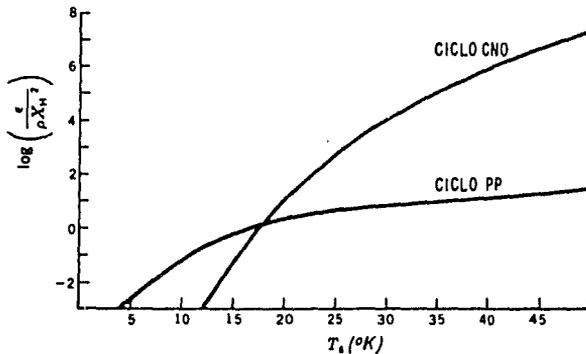


Figura 2. Ciclos P-P y CNO de quemado de hidrógeno. El primero es más importante a $T \lesssim 12 \times 10^6$ °K, mientras que el segundo lo es a T mayores que éstas.

Ambas temperaturas están por debajo del límite a partir del cual la presión térmica empieza a dominar a la presión de degeneración. Por lo tanto, podemos elaborar el siguiente esquema básico en relación al mecanismo de DTN: (a) la masa de la envoltura acreta es significativamente menor que la masa crítica, y la temperatura en la envoltura es del orden de 10^6 °K; (b) aumenta la masa y la temperatura de la envoltura; (c) se alcanza la masa crítica necesaria para que ocurra el DTN; (d) la temperatura de la envoltura alcanza 10^7 °K y se inicia el quemado nuclear del hidrógeno a través del ciclo P-P; (e) dada su condición de degeneración, el material se calienta rápidamente hasta una temperatura de 1.8×10^7 °K, momento en el que el quemado de hidrógeno a través del ciclo del CNO es dominante; (f) el gas alcanza una temperatura cercana a 4×10^7 °K, momento en que la presión térmica empieza a competir con la presión de degeneración; (g) el gas se expande y enfría; (h) la temperatura disminuye por debajo de 10^7 °K, y el DTN termina. En la figura 3 se muestra un modelo numérico (Sparks, Starrfield y Truran, 1978) con una temperatura inicial de 10^6 °K. En este modelo se encuentra que pasan algunos miles de años para que el gas alcance una temperatura de 3×10^6 °K; a partir de este momento, un par de días para llegar a 10^8 °K y, finalmente, unos pocos segundos para alcanzar 2×10^8 °K. La temperatura se mantiene alrededor del máximo unos 100 segundos, y posteriormente disminuye debido a que la presión térmica fuerza al gas a expandirse. Unos 10 minutos después de haberse iniciado el DTN la temperatura está por debajo de 10^7 °K, y la explosión termina.

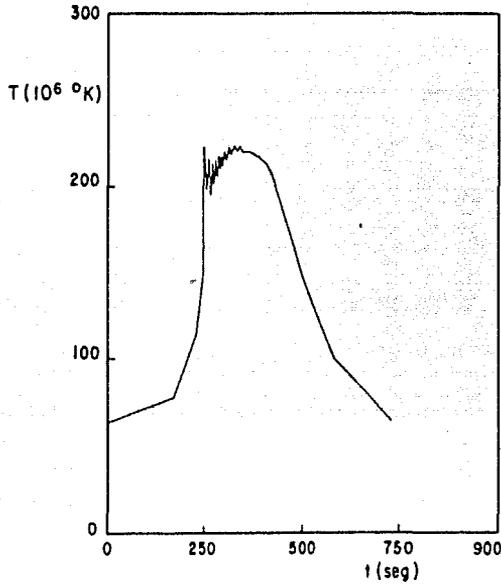
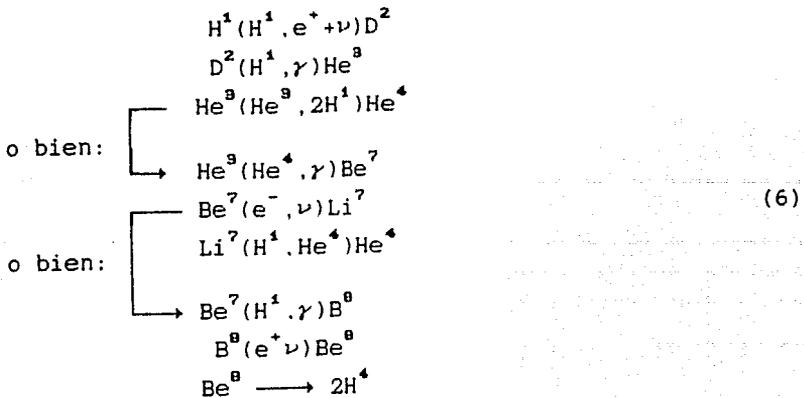


Figura 3. Comportamiento temporal de la temperatura en la base de la envoltente acretada sobre la EB. El DTN dura ~ 100 seg y luego, al expandirse la cáscara, la temperatura disminuye nuevamente.

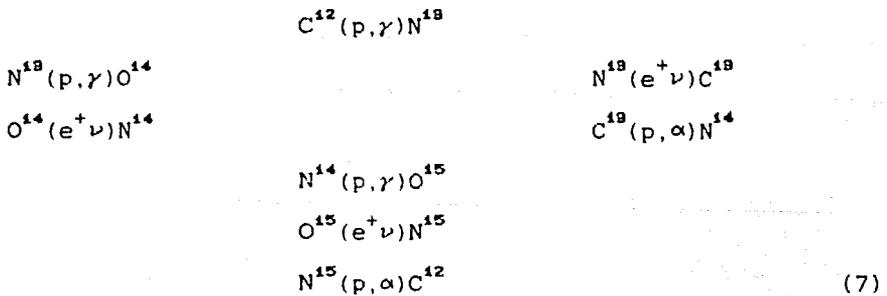
El proceso de DTN es iniciado por la liberación de energía a través del ciclo P-P, que consiste de las siguientes reacciones:



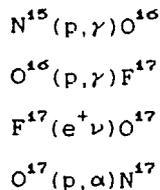
Dado que el comportamiento del gas está dominado por la presión de degeneración de los electrones, éste se calienta rápidamente y alcanza temperaturas superiores a 1.8×10^7 °K, momento en el que entra en juego el ciclo "frío" del CNO, que ocurre en interiores estelares. De hecho, los modelos muestran que el DTN llega a temperaturas superiores a $\sim 8 \times 10^7$ °K, en las que la captura de protones ocurre más rápidamente que los decaimientos β^+ . En estas condiciones de alta temperatura la generación de energía se da por el ciclo "caliente" del CNO. Ambos ciclos del CNO están caracterizados por las siguientes reacciones (Clayton, 1968; Truran 1985):

Ciclo "caliente"

Ciclo "frío"



o bien una vez cada 10^4 :



Como se puede ver, la diferencia básica entre el ciclo "frío" y el ciclo "caliente" del CNO es que en el primero de los casos ocurre el decaimiento β^+ del N^{13} (cuya vida media es de 15 min),

mientras que en el segundo el N^{13} captura un protón.

A la temperatura del gas, la captura de protones ocurre más rápidamente que los decaimientos β^+ , cuyas vidas medias son de 102 seg para $O^{14}(e^+\nu)N^{15}$ y de 178 seg para $O^{15}(e^+\nu)N^{15}$. De esta manera, la tasa de generación de energía está restringida por el decaimiento β^+ más lento, $O^{15}(e^+\nu)N^{15}$, ya que una vez abandonada por completo la condición de degeneración, el gas se expande y enfría en tan sólo unos segundos. Cabe observar que las escalas de tiempo asociadas a los decaimientos β^+ son comparables con el tiempo durante el cual la nova permanece alrededor de la temperatura máxima (figura 3).

La energía disponible en una escala de tiempo menor que 3 min (178 seg), es simplemente la energía liberada asociada con la captura de aproximadamente un par de protones por cada núcleo de CNO disponible. Esta energía es (Truran, 1985):

$$\frac{E}{\rho} \approx 2 \times 10^{15} \left(\frac{N_{\text{CNO}}}{N_{\text{CNO}_\odot}} \right) \text{ erg gr}^{-1} \quad (8)$$

en donde N_{CNO} es la densidad numérica de elementos CNO en la envoltura y N_{CNO_\odot} es el correspondiente valor solar. Por otro lado, la energía de amarre es:

$$\frac{GM}{R} \approx 2 \times 10^{17} \text{ erg gr}^{-1} \quad (9)$$

La diferencia entre la energía de amarre y la energía liberada sirve de base para determinar cual es la diferencia fundamental entre las NR y las NL. Las NR se caracterizan por presentar un rápido desarrollo de su curva de luz, una alta velocidad de

expansión y una luminosidad super-Eddington en el máximo óptico (un ejemplo de este comportamiento es V1500 Cyg). Por lo tanto, la energía liberada por el DTN debe ser mayor que la energía de amarre, condición que se verifica sólo si la abundancia de CNO en la envoltura es unas 100 veces mayor que la solar. En contraste, las NL presentan menores velocidades de expansión, un desarrollo más lento de su curva de luz y una luminosidad óptica inferior al límite de Eddington. El DTN efectivamente ocurre, pero el evento es sustancialmente menos violento que en el caso de las NR, lo que sugiere que la abundancia de CNO en la envoltura es semejante a la solar. En la figura 4, reproducida de Shara, Prialnik y Shaviv (1980), se muestra una gráfica (para una M_{EB} fija) de la clase de velocidad que se espera que tenga una nova en función de la masa de la envoltura y de la sobreabundancia de CNO en ella. Por ejemplo, si $\tilde{Z} \cong 1$ podríamos encontrarnos, en orden decreciente en la masa, con: (i) una configuración de gigante, es decir que el material no alcanza a desligarse gravitacionalmente de la primaria, (ii) con novas lentas, (iii) con novas moderadamente rápidas, (iv) con novas que tienen una importante contribución en el UV y, finalmente (v) con una configuración en la que no es claro que pueda presentarse el fenómeno nova. Del mismo modo se pueden apreciar los casos en que la masa de la envoltura se fija y las configuraciones que se obtienen variando la abundancia de CNO.

Sparks, Starrfield y Truran (1978) desarrollaron un modelo numérico con sobreabundancia de CNO y una EB de $1.25 M_{\odot}$, y encontraron que éste reproducía adecuadamente las características

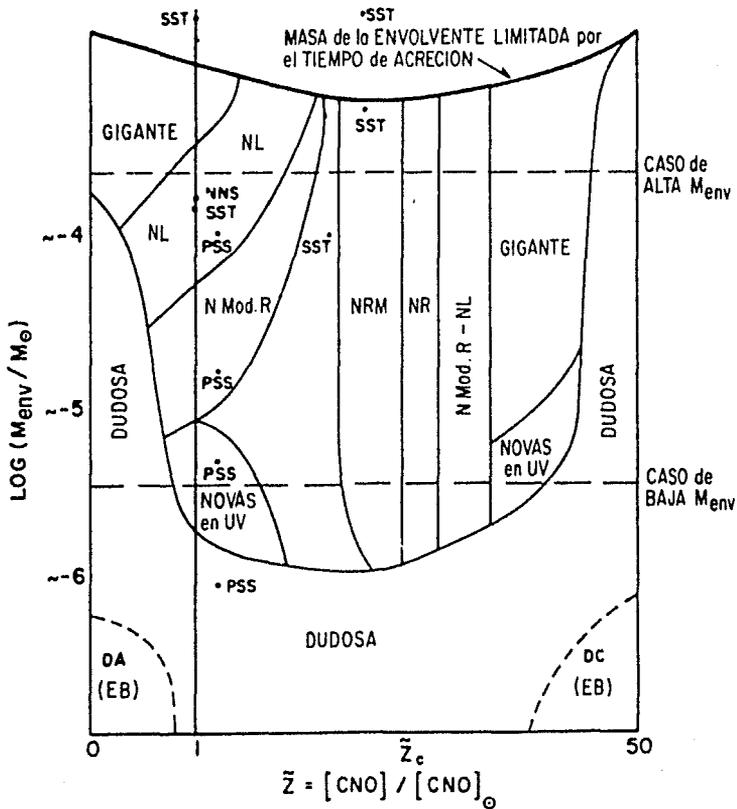


Figura 4. Tipo de nova esperada dada la M_{env} y el enriquecimiento de CNO en ella. Los puntos marcados corresponden a los resultados obtenidos por Nariai, Nomoto y Sugimoto (1979) y Prialnik, Shara y Shaviv (1979).

observadas en la NL HR Del 1967. En conclusión, el modelo del DTN predice que la gama de clases de velocidad corresponde a una gama de abundancias de CNO en la envoltura, en donde se verifica el DTN, siendo mayor esta abundancia (~ 100 veces el valor solar) en

las novas de clase de velocidad rápida. La causa de esta sobreabundancia será considerada más adelante.

El ciclo mismo del CNO no incrementa la abundancia de estos elementos, pero sí puede recomponer la abundancia relativa de los isótopos que intervienen. La escala de tiempo asociada a la explosión da como resultado una sobreabundancia extrema de ciertos núcleos que son inestables al decaimiento β^+ . En efecto, el ciclo pasará la mayor parte del tiempo en los procesos que involucren un decaimiento β^+ , es decir, $O^{14}(e^+\nu)N^{14}$, $O^{15}(e^+\nu)N^{15}$, $F^{17}(e^+\nu)O^{17}$ y $N^{13}(e^+\nu)C^{13}$. Por lo tanto, al terminar el DTN, la envoltura eyectada será sobreabundante en los isótopos inestables O^{14} , O^{15} , F^{17} y N^{13} , cuyas vidas medias son de 102, 178, 95 y 870 seg respectivamente. Sus decaimientos proporcionarán una fuente de energía retrasada en un intervalo de tiempo igual a sus vidas medias con respecto al evento principal. Por otro lado, darán lugar a una sobreabundancia de las especies isotópicas N^{14} , N^{15} , O^{17} y C^{13} . De entre estos cabe destacar al N^{15} , ya que es el único de ellos que sólo puede ser generado a través del ciclo "caliente" del CNO, mismo que rara vez ocurre en interiores estelares. Es por esto que una de las predicciones más importantes del modelo del DTN es una razón extremadamente alta de N^{15}/N^{14} (hasta 1000 veces por encima de la solar). Esta última predicción fué confirmada con observaciones espectroscópicas de DQ Her en la fase nebular (Williams, 1982), en donde se encontró que $N^{14}/N^{15} \sim 3$ y $C^{12}/C^{13} \sim 2$, comparado con los valores solares de $N^{14}/N^{15} = 270$ y $C^{12}/C^{13} = 89$. De hecho, es posible que las NC sean la principal fuente de producción de N^{15} y O^{17} (Truran, 1986). Asimismo, pueden ser una

importante fuente de nitrógeno a través de su generación de N^{15} y, sobre todo, N^{14} (Williams, 1982). En la figura 5 se muestra la evolución temporal de diversas especies isotópicas, tal y como lo predice el modelo de Sparks, Starrfield y Truran (1978). La abundancia de N^{13} aumenta inicialmente con la captura de un protón por parte del C^{12} y posteriormente vuelve a disminuir a través de la reacción $N^{13}(p,\gamma)O^{14}$. Cerca del máximo, la mayor parte de la materia se presenta como O^{14} y O^{15} , núcleos que posteriormente tienen un decaimiento β^+ , transformándose en N^{14} y N^{15} . El resultado más notable es la drástica reducción del C^{12} y el realce del N^{15} en 3 órdenes de magnitud.

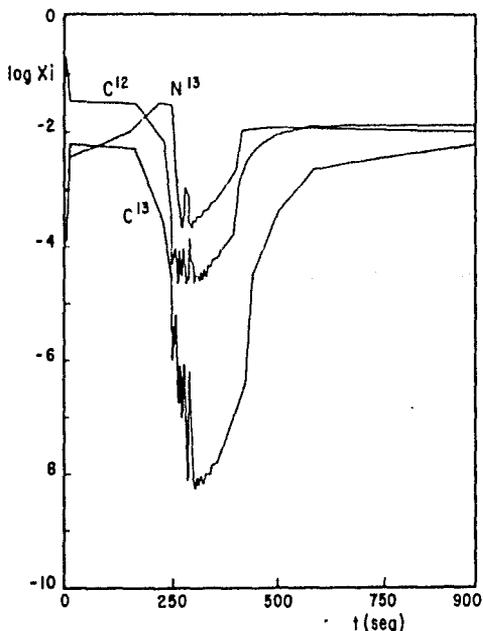


Figura 5(a). Comportamiento temporal de las abundancias de C^{12} , N^{13} y C^{13} . El hecho más sobresaliente es que la abundancia de N^{13} aumenta considerablemente.

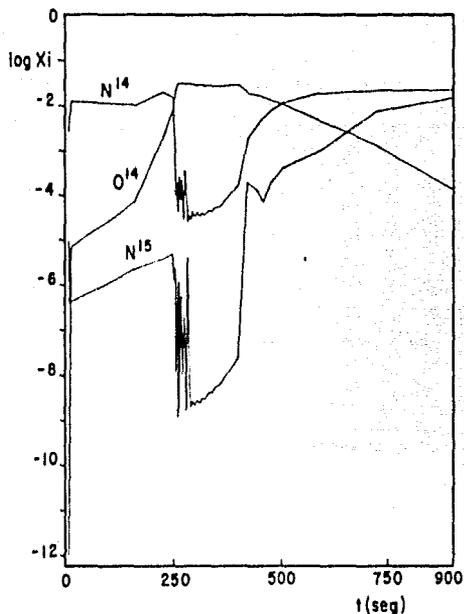


Figura 5(b). Comportamiento temporal de las abundancias de N^{14} , O^{14} y N^{15} . Nuevamente un isótopo del nitrógeno, N^{15} , muestra un aumento en su abundancia inicial.

El origen de la sobreabundancia de CNO es aún materia de discusión. Cabe hacer notar que existe evidencia observacional que apoya esta predicción. En la tabla I, hecha a partir de datos proporcionados por Truran (1985) y Williams (1985), se muestran las abundancias relativas al valor solar de 9 novae. En algunos casos las determinaciones de abundancias involucran la adquisición de datos en el óptico y el UV, y la construcción de modelos de ionización dependientes del tiempo para el material eyectado. Este tipo de análisis es esencialmente el mismo que se usa para estudiar las condiciones físicas imperantes en nebulosas planetarias y cuasares, con la ventaja de que se pueden utilizar

espectros de distintas épocas para determinar y comparar los resultados relativos a las abundancias y las condiciones físicas del material. En otros casos la abundancia se determina utilizando las líneas prohibidas y de recombinación en novae que ya están claramente en la fase nebulosa. En las 5 novae en donde se tienen números precisos, se encuentra que el CNO es alrededor de 20 veces sobreabundante con respecto al valor solar. Mas aún, con la excepción de la nova lenta DQ Her, parece haber una tendencia a encontrar una mayor abundancia de CNO en las NR, lo que concuerda con la predicción del modelo del DTN. Otros puntos relevantes en cuanto a la abundancia son que la razón He/H del material eyectado es aproximadamente el doble de la solar y que de entre los elementos pesados la razón de N/H es la más alta. Considerando que no todo el material que participó en el DTN fué eyectado, y que la propia masa eyectada se ha diluido en el material circundante, estas observaciones sugieren que es posible una sobreabundancia de hasta un factor de 100 en la envolvente. Sin embargo, es necesario señalar que estas determinaciones de abundancias son muy inciertas, probablemente en un factor de 2 o 3 (excepto He/H), dadas las dificultades que existen para modelar el espectro de las novae, por ejemplo: tomar en cuenta su variabilidad y no considerar adecuadamente el factor de llenado.

La sobreabundancia de CNO en la envolvente detonante no puede ser, como ya se señaló, un producto del DTN. Por lo tanto su origen debe estar asociado a la EB o a la secundaria. En general, se supone que ésta última transfiere material de composición solar, como se espera en las NC, en donde la secundaria es de SP.

Tabla I. Composición del material nova eyectado.

Objeto	Clase de velocidad	H/H _⊙	He/He _⊙	N/N _⊙	CNO/CNO _⊙
V1500 Cyg	NMR	0.662	0.88	79.78	20.161
Aql 1982	NR	0.072	0.35	101.06	13.710
CP Pup	NR	-----	0.12	138.23	<10.997
V1668 Cyg	NmodR	0.61	0.96	148.94	23.240
CrA 1981	NmodR	0.42	1.29	85.10	15.000
RR Pic	NL (~modR)	0.72	1.79	23.40	>2.038
T Aur	NL (~modR)	0.64	1.67	84.04	>9.531
DQ Her	NL	0.46	0.40	244.681	41.422
HR Del	NML	0.61	2.00	28.72	>5.425

Pero debemos recordar que la secundaria de las NRec es una estrella de post-secuencia principal, razón por la cual podría transferir material rico en C¹², O¹⁶ y, quizá, Ne²⁰, en caso de haber llegado a la fase de quemado de helio (Clayton, 1968). Sin embargo, la abundancia requerida por los modelos de DTN es significativamente mayor que la que se podría esperar de una secundaria de éste tipo (Truran, 1985). Por lo tanto, la fuente más probable de realce de núcleos CNO es la propia EB. En particular, se ha demostrado que un mecanismo de mezclado turbulento entre la EB y el material acretado puede llevar al tipo de enriquecimiento en CNO necesario para el DTN (Kippenhahn y Thomas, 1978; McDonald, 1984). Naturalmente, esto implica que la propia EB sea rica en estos elementos, razón por la cual se establece que éstas son del tipo C+O en los sistemas binarios que producen novas clásicas. Esto significa que la primaria del sistema binario tuvo una masa de ~ 5 M_⊙ durante su fase de secuencia principal. Mas aún, hay evidencia de un realce importante en Ne, Na, Al y S (Williams et al., 1985; Snijders et al., 1984) en algunas novas. En particular, en Nova Aql 1982 se ha

determinado que el Ne es 200 veces sobreabundante con respecto al valor solar. Para explicar estas abundancias se ha concluido que la primaria del sistema es una EB de O+Ne+Mg (Law y Ritter, 1983).

Veamos ahora con más detalle las predicciones del modelo de DTN en una EB de $1.25 M_{\odot}$ con envolvente de 10^{-4} - $10^{-3} M_{\odot}$ rica en hidrógeno, con 15% de C y 15% de O en la base de la envolvente, que al mezclarse por toda ella resulta en una sobreabundancia ~ 10 veces la solar. Una curva de luz obtenida con este modelo se muestra en la figura 6.

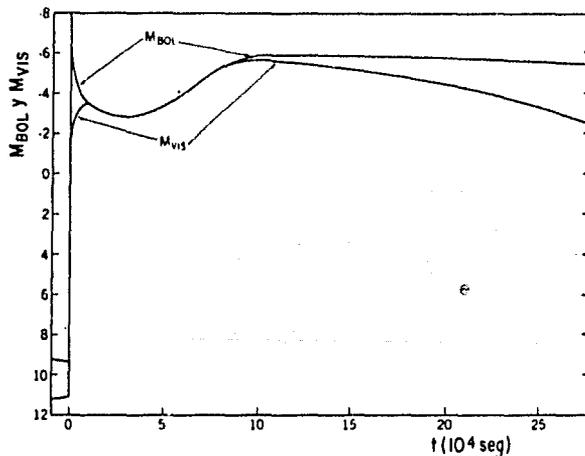


Figura 6. Curva de luz teórica, obtenida con el modelo de DTN. Nótese la etapa de M_{bol} constante.

La subida inicial (en magnitudes) se debe a la onda de choque generada por el DTN (esta onda de choque no eyecta material). La luminosidad visual se mantiene alta debido al celentamiento producido por los decaimientos de los núcleos β^+ -inestables. El

efecto del calentamiento se nota en el gradiente positivo de luminosidad en las capas exteriores, y ocurre 2×10^3 seg después de la subida inicial (figura 7); 1.9×10^4 seg después, todos los núcleos β^+ -inestables han decaído y las capas exteriores que escapan se han enfriado debido a la expansión y a las pérdidas radiativas, produciendo la depresión en la curva de luz que se muestra en la figura 6. En 2.78×10^5 seg, la alta luminosidad interna ha avanzado hacia afuera, dando lugar a la subida final en la curva de luz. Esta alta luminosidad es provocada por una cáscara fuente que quema hidrógeno, no degenerada y re-encendida en el fondo de la envoltente remanente. Aclaremos aquí el significado de la cáscara remanente y de la cáscara eyectada, ya que son dos cosas diferentes. La envoltente (o cáscara) remanente esta compuesta del material que fué eyectado pero que no alcanzó a desligarse gravitacionalmente de la EB, de modo que sólo sufrirá una expansión, cayendo posteriormente de nuevo a la superficie de la EB; durante éste proceso, dado que la densidad aumenta, se re-enciende, dando lugar a una cáscara fuente. La envoltente (o cáscara) eyectada se compone de material que logra escapar a la atracción gravitacional de la EB y que se observa como cáscara nova; en ella se forman las líneas prohibidas y de recombinación con las que se puede hacer una estimación de las abundancias que prevalecían en el material de la envoltente superficial de la EB antes de ser eyectada la cáscara nova. Después del máximo, la luminosidad bolométrica se mantiene alta, mientras que la luminosidad visual disminuye. Durante un lapso de entre 7.7×10^4 seg y 2.78×10^5 seg, cuando la luminosidad bolométrica es

constante, el radio fotométrico (en donde la profundidad óptica, τ , es igual $2/3$, y que se muestra en la figura 7 con un $\{\}$ disminuye debido a que el material se está haciendo ópticamente delgado. Esto hace que la temperatura efectiva suba y que se observe menos radiación en la región visual. La envoltente remanente alcanza rápidamente el "modelo en equilibrio", figura 7, con una luminosidad de $1.7 \times 10^4 L_{\odot}$. Este modelo concuerda en forma adecuada con los datos obtenidos para FH Ser, cuya luminosidad es de $1.6 \times 10^4 L_{\odot}$, tomados entre 4.4 y 57 días después del máximo. La temperatura efectiva del "modelo en equilibrio" es de 6.3×10^4 °K, en acuerdo con los 6.5×10^4 °K encontrados en Nova Cygni 1975, 100 días después del máximo visual.

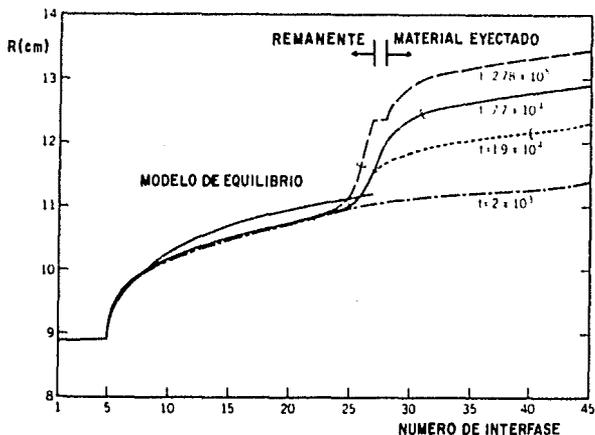


Figura 7. En la figura se sigue la evolución de la envoltente, dividida en interfases desde del fondo de ella. La envoltente que sufre el DTN se divide en el remanente (no deslizado) y el material eyectado.

La velocidad del material que se encuentra en las partes más internas de la envoltura eyectada, no es suficiente para escapar a la atracción gravitacional de la EB, y cae rápidamente hacia la cáscara fuente, que aún no se ha extinguido, y produce ahora energía a una tasa de $10^9 - 10^{10}$ erg $\text{gr}^{-1} \text{seg}^{-1}$. En los siguientes pocos días la totalidad de la envoltura se hace convectiva y la temperatura efectiva de esta remanente sube a 10^5 °K, aunque permanecerá oculta hasta que la nebulosa en expansión se haga ópticamente delgada. Se sugiere que sea este remanente caliente el responsable de la brillante fuente UV reportada por Gallagher y Code (1974) para FH Ser.

El radio del remanente se extiende hasta 10^{11} - 10^{12} cm, dependiendo de la masa que quedó en la envoltura de hidrógeno alrededor de la EB; mientras mayor sea la masa de la envoltura que se construyó sobre la superficie de la EB, mayor será el radio del remanente. A menos que se trate de sistemas binarios de largo período, el tamaño de este remanente implica que el material se extenderá hasta exceder el límite de Roche del sistema.

Una de las predicciones más importantes de este modelo es que los espectros Difuso-realizado y Orión (véase el capítulo 1) estén asociados con la cáscara remanente, o bien que sean originados directamente por la pérdida de masa del remanente (Gallagher y Starrfield, 1976). Si suponemos que la luminosidad del remanente es constante y la temperatura se incrementa, la magnitud visual disminuirá debido a la creciente corrección bolométrica. A fin de demostrar ésto, suponemos que el espectro Difuso-realizado es producido por una "atmósfera estelar" y las líneas observadas se

pueden usar para obtener una temperatura efectiva. Las observaciones de FH Ser dan como resultado un radio para el remanente de $\sim 10^{11} - 10^{12}$ cm, que está de acuerdo con el resultado teórico. Obtener el radio del remanente a partir de la luminosidad máxima observada y la temperatura efectiva parece ser un procedimiento razonable ya que la corrección bolométrica para estrellas de una temperatura dada es igual a la diferencia entre las magnitudes en el momento del máximo de luz y en el momento en que el espectro Difuso-realzado es prominente. Si aplicamos este mismo argumento al espectro Orión, que contiene líneas de mayor excitación, obtenemos una temperatura más alta y, por lo tanto, una corrección bolométrica mayor. Como antes, la magnitud visual, cuando el espectro es prominente, sumada a la corrección bolométrica es la magnitud absoluta de la nova en el máximo. Ya que el espectro Orión aparece en una etapa posterior de la evolución de la nova, se sugiere que el cambio de un espectro a otro está relacionado con el radio de equilibrio del remanente, el cual se está encogiendo dentro del lóbulo de Roche.

Sparks, Starrfield y Truran (1978) encuentran que, con las abundancias de C y O mencionadas antes, alrededor del 10% de una envoltura (sobre la superficie de la EB) con $10^{-3} M_{\odot}$ (y alrededor del 70% en un modelo con una envoltura de $10^{-4} M_{\odot}$) es eyectada con velocidades en el intervalo de 200-2000 km seg^{-1} , lo que también concuerda con las observaciones. Este material eyectado debe arrastrar consigo al material del disco de acreción, de modo que las abundancias observadas en las cáscaras nova deben reflejar

una mezcla del material de la envolvente con el disco (Sparks et al., 1976). De estos últimos parámetros, relativos a la envolvente eyectada, nos ocuparemos en el próximo capítulo.

CAPITULO IV. La Fase Nebular.

Introducción.

En los capítulos anteriores se han puesto de relieve algunos aspectos característicos de las novas, en particular de las clásicas; por ejemplo su carácter binario, la formación de un disco de acreción alrededor de la componente primaria del sistema, una de las teorías desarrolladas para explicar la explosión, esto es, el desbocamiento termonuclear sobre la superficie de la EB, etc. En este capítulo estudiaremos los aspectos relativos a la cáscara, o envoltente, eyectada por la explosión. Debido a problemas observacionales, que sólo ahora empiezan a resolverse, la discusión sobre la cáscara eyectada gira en gran medida en torno a las propiedades de las novas durante la fase nebular. En la primera sección del capítulo se presentan algunas de las características más importantes de estas cáscaras. La segunda sección está dedicada a presentar un caso particular, la nova V603 Aql, mientras que en la tercera se discuten brevemente algunos de los modelos que existen sobre las condiciones en las que se expanden estas cáscaras.

1. Consideraciones Generales.

Son pocas las envoltentes nova que han sido observadas y estudiadas. Como se recordará, sólo las novas clásicas y recurrentes muestran evidencia de material eyectado, visible algún tiempo después del máximo visual como una cáscara alrededor de la nova. Las novas enanas no muestran esta cáscara, probablemente porque la explosión no es lo suficientemente energética como para

eyectar una cantidad significativa de material. En la tabla I se listan las envolventes conocidas y algunas de sus propiedades: su tipo, el año en que ocurrió la explosión (t_0), la tasa de expansión angular (μ) para dos épocas (Δt) distintas (el subíndice 1 se refiere a las observaciones de McLaughlin [1960], el 2 a las de Cohen y Rosenthal [1983]) y, finalmente, la velocidad de expansión que corresponde al ancho de las líneas de emisión (de Cohen y Rosenthal [1983], excepto las que están en paréntesis, que provienen de McLaughlin [1960]). Los datos de RS Oph provienen de observaciones con el VLA para la tasa de expansión angular (Hjellming et al., 1986) y de Pottasch (1967) para la velocidad de expansión. En este último caso se ha observado una rápida y temprana desaceleración del material eyectado (Pottasch, 1967).

Tabla I. Propiedades de las envolventes nova observadas.

Nova	Tipo	t_0 (año)	μ_2 ("/año)	Δt_2	μ_1 ("/año)	Δt_1	v_{exp} (km/seg)
V603 Aql	NMR	1918	-----	--	0.956	42	265 (1700)
T Aur	NL	1891	0.106	90	0.117	69	655
V476 Cyg	NR	1920	0.093	61	0.093	40	790
HR Del	NL	1967	0.129	14	-----	--	520
DQ Her	NL	1934	0.223	47	0.27	26	315
V533 Her	NMR	1963	0.089	18	-----	--	580
CP Lac	NMR	1936	0.250	24	-----	--	295 (1600)
BT Mon	NL	1939	0.090	42	-----	--	800
RS Oph	NRec	1985	0.275	0.2	-----	--	2000
GK Per	NMR	1901	0.519	80	0.540	59	1200
CP Pup	NMR	1942	0.179	39	0.210	18	710
RR Pic	NL	1925	0.205	56	0.180	35	475
FH Ser	NMR	1970	0.182	11	-----	--	560

De la tabla se destaca lo siguiente:

- 1) El objeto mas viejo que se ha observado es T Aur, que explotó hace 97 años. La búsqueda de cascarones de novas más antiguas ha sido hasta ahora infructuosa. Esto significa que el brillo

superficial de estos objetos disminuye drásticamente a partir de cierto momento.

2) Con la excepción de RR Pic y V476 Cyg, la tasa de expansión ha disminuido en los objetos para los cuales existen mediciones para ambas épocas. Esta desaceleración es debida a que, conforme se expande, la envolvente acreta material del medio circundante. Sin embargo, hay que hacer notar que los datos de la tasa de expansión angular indican que la desaceleración es relativamente pequeña (excepto en RS Oph), lo cual indica que la masa de la envolvente eyectada es mayor que la masa barrida en todos los casos.

3) Bajo la hipótesis de que la velocidad tangencial (μ) es igual a la velocidad de expansión (v), se determina la distancia a estas novae, ya que:

$$v(\text{km seg}^{-1}) = 4.74\mu(" \text{ año}^{-1})D(\text{pc}) \quad (1)$$

en donde $D(\text{pc})$ es la distancia al objeto en parsecs. Con la distancia y la magnitud aparente observada en el máximo, se encuentra su magnitud visual absoluta que, en combinación con la clase de velocidad observada, ha permitido calibrar la relación entre magnitud absoluta y tiempo de disminución desde el máximo visual (ver capítulo I).

4) Las velocidades de expansión son considerablemente altas. Tomando en cuenta que la envolvente eyectada está ya a una gran distancia del sistema binario, la fuente de energía que las hace visibles debe estar en la envolvente misma. La emisión visual puede ser excitada por la onda de choque que genera la expansión de la envolvente sólo si la densidad es

suficientemente alta, de lo contrario el tiempo de enfriamiento es mucho mayor que la edad misma de la envolvente. Este proceso probablemente ocurre en envolventes relativamente jóvenes, que presentan un espectro rico en líneas prohibidas típicas de ondas de choque (el de tipo nebuloso; véase el capítulo I). Sin embargo, estas líneas prohibidas se debilitan y terminan por desaparecer. Por ejemplo, GK Per es muy brillante en H_{α} , pero prácticamente invisible en [SII]. Es posible que la emisión óptica en envolventes viejas se produzca principalmente a través de la recombinación del hidrógeno ionizado.

Existen algunas otras observaciones importantes en relación a las envolventes. Imágenes directas de V603 Aql, T Aur, DQ Her, GK Per y, quizá, de Vul 1976, Aql 1970 y Sct 1970, muestran que la envolvente tiene una forma elíptica, aunque con diversos grados de excentricidad y, en particular, en GK Per, con una distribución asimétrica y localizada en la emisión (Mustel y Boyarchuk, 1970; Cohen y Rosenthal, 1983). El caso más impactante es el de RS Oph, en donde, observaciones realizadas con el VLBI (Porcas, Davis y Graham, 1986) mostraron una estructura extremadamente delgada tan sólo unos días después del máximo. Esta última observación sugiere que la estructura elíptica de las novae se desarrolla a partir de los primeros días después de la explosión. Espectroscopía realizada en algunas novae, por ejemplo V603 Aql, también indican que la envolvente no es esféricamente simétrica desde los primeros momentos del evento (Weaver, 1974). Otra observación importante se refiere a las condiciones de excitación en diversas regiones de la envolvente. En DQ Her se ha encontrado que la intensidad de las

líneas prohibidas de [NII] y de [OIII], así como el cociente de las líneas del [NII] a las líneas del [OIII], es mayor en el eje menor que en el eje mayor de la elipse (Mustel y Boyarchuk, 1970).

Estas observaciones básicas han llevado al desarrollo de distintos tipos de modelos para explicar el origen de la forma de las envolventes, así como su evolución. Antes de describirlos, presentaremos algunas conclusiones obtenidas de la envolvente de V603 Aql, en alguna ocasión llamada la piedra de Rosetta de las envolventes de novas, a partir de datos espectroscópicos.

2. El caso de V603 Aql.

V603 Aql es una NC con una EB como primaria y una enana tardía de secuencia principal como secundaria. Las masas de ambas son del mismo orden, $\sim 0.25 M_{\odot}$, y su período orbital es de 3.33 h; no presenta cambios apreciables en su velocidad radial, y la inclinación del eje orbital del sistema respecto a la dirección al Sol es pequeña.

La explosión de esta nova tuvo lugar en 1918; su magnitud en el mínimo fué de 10.8 mag, y en el máximo de -1.1 mag. Su clase de velocidad es rápida.

En las fotografías directas (figura 1) de la cáscara de V603 Aql se aprecia su carácter no esférico, con una configuración de un "anillo grueso" en la parte ecuatorial con condensaciones en los polos. "Suavizando" la forma se puede decir que ésta es elíptica, que es el caso de la mayoría de las cáscaras nova observadas. Desde 1950, debido a que el brillo de la cáscara ha disminuido, ya no es posible obtener fotografías directas de ella.



Figura 1. Fotografías directas de V603 Aql (Weaver, 1974). (a) 7 años, (b) 17 años, y (c) 39 después de la explosión, respectivamente

La cáscara eyectada por la explosión fué observada ya tres meses y medio después del máximo visual, momento en el que su tasa de expansión era de $2'' \text{ año}^{-1}$. Aproximadamente trece y medio meses después del máximo se obtuvieron imágenes de la cáscara, usando un espectrógrafo sin rejilla, en las líneas 4959 y 5007 \AA del [OIII]. Colocando el espectrógrafo con distintos ángulos de posición, se observó que a un ángulo de posición de 112° la imagen presentaba una cierta simetría, mientras que observando a un ángulo de 202° no se observaba simetría alguna. En las observaciones posteriores se siguió utilizando estos ángulos.

Analizando las imágenes que se obtendrían para una serie de modelos de cáscaras con varias formas geométricas Weaver (1974) concluye que en el caso de V603 Aql es posible ajustar una serie de conos truncados a la cáscara eyectada (figura 2). En este modelo se supone que la cáscara es ópticamente delgada y que se expande uniformemente con velocidad isotrópica, aunque esta última propiedad es la más incierta.

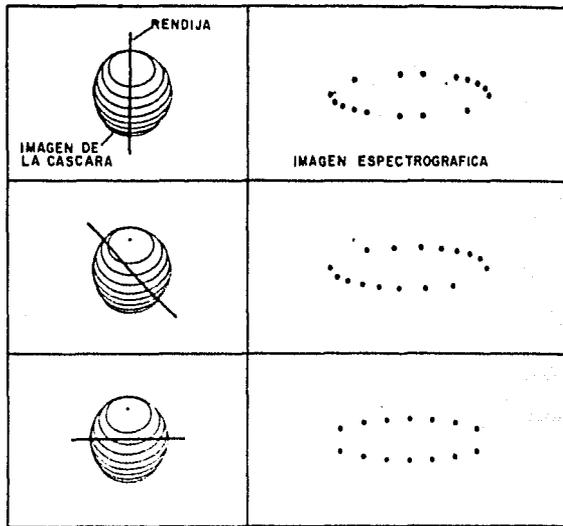
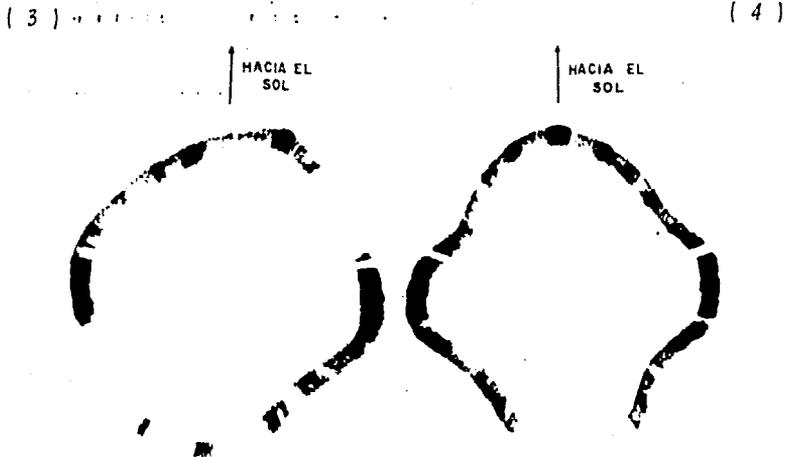


Figura 2. Modelo teórico propuesto por Weaver (1974) para explicar la forma geométrica de la cáscara eyectada por V603 Aql. Se muestran la serie de conos truncados y la imagen que se obtendría.



Figuras 3 y 4. Reconstrucción de la sección transversal de la cáscara eyectada por V603 Aql (1919) en ángulos de posición de 112° (figura 3) y de 202° (figura 4).



Figura 5. Reconstrucción tridimensional de la cáscara de V603 Aql. Nótese los huecos, también presentes en la sección transversal observada a 202° .

Cuando una cáscara nova que se ha observado en distintos ángulos de posición, es posible reconstruir su forma geométrica. Con un ángulo de posición de 202° , la reconstrucción de la cáscara muestra dos huecos diametralmente opuestos (figura 3), que junto con el patrón particular de intensidad sesgado que se observó en la cáscara en 1919 dan por resultado una antisimetría. En la figura 4 se muestra, asimismo, la reconstrucción de la cáscara para el ángulo de posición de 112° , en el que es notoria la simetría. En la figura 5 se muestra el modelo tridimensional reconstruido a partir de las observaciones. En ésta se ve que el modelo de conos truncados se ajusta bien a la forma de la cáscara de V603 Aql. Hay que recalcar que el eje del sistema de conos difiere en $\approx 1^\circ$ de la línea de visión, esto facilita la

reconstrucción de la cáscara. Durante el período de observación de la cáscara (1918-1922) no se detectaron cambios de velocidad; los únicos cambios fueron en el diámetro angular y en la brillantez relativa proveniente de los distintos conos.

Como explicación a la forma de la cáscara, Weaver (1974) propone que se deba a la interacción del material eyectado con el disco de acreción y un mecanismo de eyección intermitente, lo cual a su vez daría cuenta de las fluctuaciones de luz en la etapa de transición de la curva de luz de V603 Aql. De los mecanismos responsables de la forma geométrica de la cáscara nova nos ocuparemos en la siguiente sección.

3. Modelos para la envolvente.

La mayor parte de los modelos que han sido desarrollados sobre las envolventes eyectadas por las novas, se refieren únicamente al origen de su forma. La forma oval de las cáscaras eyectadas por las novas se ha intentado explicar de diversas maneras: con campos magnéticos, a partir de la rotación de la EB, con el disco de acreción y, en diversas circunstancias, de distintas formas y con diferentes efectos, a través de la secundaria. En esta sección se presenta una breve discusión de estos modelos, máxime que muchos de ellos son prácticamente cualitativos.

a) Campos Magnéticos.

Mustel (1958) y Mustel y Boyarchuk (1970) han propuesto que la geometría de los cascarones de novas es debida a la interacción de la envolvente eyectada, cuya forma inicial es esférica, con un

campo magnético dipolar. Su propuesta no va más allá de este enunciado, y hasta donde sabemos no ha sido explorada en detalle. Sin embargo, es fácil ver que la expansión del material es inhibida en la dirección perpendicular al eje del dipolo, ya que en esta dirección convergen las líneas de campo y aumenta la presión magnética. Por lo tanto, el eje mayor del cascarón coincide con el eje dipolar en este modelo. La relación del eje dipolar con el eje de rotación del sistema (y el de la EB) no se precisa, aunque es probable que estén alineados. Consecuentemente, en este modelo se espera que el cascarón se expanda preferentemente a lo largo del eje de rotación.

Para dar una solución completa sería necesario resolver las ecuaciones hidrodinámicas en coordenadas cilíndricas, problema que escapa a las metas de esta tesis. Sin embargo, es posible obtener algunas propiedades del modelo a partir de argumentos relativamente sencillos. Si la presión externa es esencialmente debida al campo magnético, podemos definir una serie de isocontornos, en donde la presión hidrodinámica del fluido, ρv^2 , es igual a la presión magnética, $B^2/8\pi$, a través de:

$$\rho v^2(r, \theta) = \frac{B^2(r, \theta)}{8\pi} \quad (2)$$

en donde r es la distancia al dipolo y θ el ángulo con respecto al eje dipolar (figura 6). Es fácil ver que en un campo dipolar (Jackson, 1975):

$$\frac{B^2(r, \theta)}{B_0^2} = \frac{1}{r^6} \left[1 - \frac{3}{4} \sin^2 \theta \right] \quad (3)$$

en donde B_0 es el campo magnético del dipolo. Por lo tanto:

$$\rho v^2(r, \theta) = \frac{B_0^2}{8\pi} \frac{1}{r^6} \left(1 - \frac{3}{4} \sin^2 \theta \right) \quad (4)$$

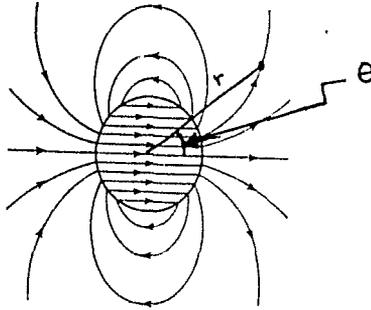


Figura 6. Modelo de dipolo magnético para la envolvente eyectada por las novae. El material eyectado, al estar ionizado, estaría congelado a las líneas de campo.

Podemos ahora encontrar la superficie en donde la presión hidrodinámica es constante, lo cual nos lleva a la siguiente relación:

$$\frac{r_1}{r_2} = \left\{ \frac{1 - \frac{3}{4} \sin^2 \theta_1}{1 - \frac{3}{4} \sin^2 \theta_2} \right\} \quad (5)$$

Esto significa que el cociente del eje menor al eje mayor para esta superficie es igual a 0.79. Es decir, un campo magnético dipolar da lugar a una elipse de excentricidad igual a 0.61. La excentricidad media encontrada en los cascarones de novae es alrededor de 0.75 (Mustel y Boyarchuk, 1970; Weaver, 1974).

Este modelo, si bien apunta en la dirección adecuada en lo que se refiere a la forma de los cascarones, aún debe ser probado

en lo que se refiere a la variación de intensidad de las líneas de [NII] y [OIII] a lo largo de la envolvente (ver sección 1 de este capítulo). Cabe hacer notar que, si el medio es uniforme, la densidad en el eje menor y, por lo tanto la intensidad de las líneas ahí producidas, será menor que en el eje mayor, dado que el campo magnético inhibe la compresión del gas. Esto está en desacuerdo con las observaciones.

b) El disco de acreción.

El disco de acreción actúa como un obstáculo natural a la expansión del gas eyectado. Sparks y Starrfield (1973) desarrollaron esta idea a través de un modelo en el que la densidad ambiental está estratificada en la dirección perpendicular al plano orbital. No precisan la escala de altura asociada a esa distribución, ni hasta donde se extiende en la dirección del plano. Sin embargo, logran reproducir la forma elíptica observada en los cascarones de nova, con el eje mayor en la dirección perpendicular al plano orbital (figura 7). De conformidad con las observaciones encuentran que las líneas de [NII] son más intensas en el plano ecuatorial y que el cociente de las líneas de [OIII] a [NII] es mayor en la dirección polar. Sin embargo, en oposición a lo observado, encuentran que las líneas de [OIII] son más intensas en el ecuador que en los polos. Sugieren que el origen de esta discrepancia reside en la rápida reconstitución del disco de acreción, que obstruye la radiación proveniente de la EB en la dirección ecuatorial, pero no en los polos.

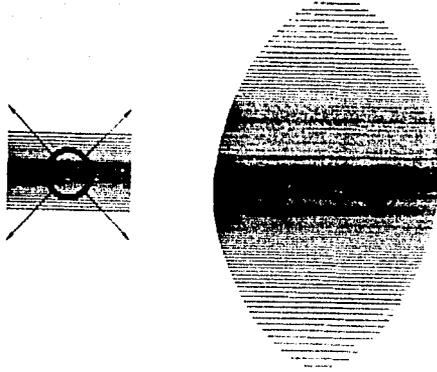


Figura 7. Modelo en el que el disco es el principal responsable de la forma que adquiere la cáscara nova. Una de las fallas de éste modelo es que predice una intensidad de [OIII] mayor en el ecuador que en los polos, en contradicción con las observaciones.

Para que el disco de acreción interfiera efectivamente con la cáscara eyectada por la nova, es necesario que su masa sea comparable a la masa eyectada, y que sea además lo suficientemente grueso. Como vimos en el capítulo anterior la tasa de acreción es del orden de $10^{-8} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. Si el período de recurrencia de las NC es de 10^4 años, el disco de acreción tendrá, a lo sumo, una masa de $10^{-4} M_{\odot}$ ya que una fracción importante de la masa acretada terminará por depositarse en la superficie de la EB. Por otro lado la masa total eyectada por la nova es de 10^{-4} - $10^{-5} M_{\odot}$. Sólo una fracción de la misma, quizá una tercera o cuarta parte, interactúa con el disco. Es decir, la masa del disco es comparable con la masa eyectada con la que interactúa, y por lo tanto capaz de

obstaculizar la expansión del material en esta dirección de manera significativa. Por otro lado, el disco debe ser lo suficientemente extendido en la dirección polar, de lo contrario sería incapaz de generar la forma elíptica tan bien definida de los cascarones nova. Como vimos en la sección II.3, la altura de un disco delgado en el punto en donde éste alcanza su máxima densidad (en $1.36R_*$, en donde R_* es el radio de la EB y es del orden de 10^6 cm) es $H \cong 5.28 \times 10^6$ cm. A esa distancia el disco presenta un ángulo de tan sólo 0.22° a la envolvente eyectada. Esto es claramente insuficiente para inducir la forma elíptica de la nova. Por lo tanto, o bien la teoría del disco delgado es inaplicable al caso de las novas, o bien el disco de acreción tiene un efecto secundario en el desarrollo de la masa eyectada por las novas.

c) Rotación de la Enana Blanca.

Según Fiedler y Jones (1980) la forma elíptica de los cascarones de nova es consecuencia natural de la rotación de la EB. La velocidad de eyección, que está dirigida radialmente, es uniforme sobre toda la superficie si la tasa de liberación de energía y la energía liberada por unidad de masa son independientes de la latitud. Estas condiciones se cumplen si, a su vez, la temperatura y la composición química de la envolvente alrededor de la EB son uniformes. Dado el largo período de recurrencia esperado en las NC ($\sim 10^4$ años) estas condiciones probablemente se verifican a primer orden. El proceso de DTN no es instantáneo. Sea r_t el punto donde se alcanza la máxima velocidad de expansión, v_t . A distancias suficientemente grandes, el radio ecuatorial (r_e) de la envolvente al tiempo t está dado por:

$$r_{\bullet} \cong \left[v_t^2 + v_{\phi}^2(r_t) \right]^{1/2} t \quad (6)$$

en donde $v_{\phi}(r_t)$ es la velocidad circular en r_t . Dado el caso de que no haya torcas externas, el momento angular se conserva y:

$$r_{\bullet} v_{\phi}(r_{\bullet}) = r_t^2 \omega = r_t v_{\phi}(r_t) \quad (7)$$

en donde ω es la velocidad angular de la EB. Por lo tanto:

$$r_{\bullet} \cong \left[v_t^2 + \frac{r_t^4 \omega^2}{r_t^2} \right]^{1/2} t \quad (8)$$

Dado que en la dirección polar no se imparte un impulso adicional a la expansión de la envolvente debido a la rotación de la EB, se sigue que el radio polar es:

$$r_p \cong v_t t \quad (9)$$

y por lo tanto la razón de ejes está dada por:

$$\frac{r_{\bullet}}{r_p} \cong \left[1 + \frac{r_t^4 \omega^2}{r_t^2 v_t^2} \right]^{1/2} \quad (10)$$

Nótese que, a diferencia de los otros mecanismos, en éste caso el eje mayor es paralelo al plano orbital. Como vimos anteriormente, la excentricidad de los cascarones nova es alrededor de 0.75. Si suponemos que $r_t \cong r_{\bullet}$, esto implica que:

$$\frac{r_{\bullet}^2 \omega^2}{v_t^2} \cong 0.5 \quad (11)$$

Dado que $v_t \cong 2000 \text{ km seg}^{-1}$, esto implica que la rotación de la EB puede producir la excentricidad observada en los cascarones nova si su período es del orden de minutos. Las EB's en DQ Her y V533

Her tienen períodos de rotación 71 y 63 seg respectivamente (Walker, 1956; Patterson, 1979) de conformidad con esta teoría.

d) Efectos relacionados con la secundaria.

Hutchings (1972) propuso que el aspecto geométrico de los cascarones nova es el resultado de la interacción entre la masa eyectada y la secundaria. Sugirió que ésta interacción puede ser de tipo gravitacional o a través del apantallamiento del campo de radiación proveniente de la EB por parte de la secundaria. El efecto de la misma sería no sólo el de inhibir la expansión del material en el plano orbital, sino además el de fragmentarlo, tal como se observa. Para que esta interacción pueda tener algún efecto sobre todo el cascarón, es necesario que el período orbital del sistema (P) sea menor que el tiempo (t) que le toma a la masa alcanzar el radio de la órbita de la secundaria (a). De la ecuación de Kepler (ecuación (2) del capítulo II) y considerando que $a = vt$, siendo v la velocidad de expansión, se sigue que:

$$\frac{t^3}{P^2} = \frac{GM_1}{4\pi^2 v^3} (1 + q) \quad (12)$$

Con $M_1 = 1 M_{\odot}$, $q = 0.5$ y $v = 2000 \text{ km seg}^{-1}$, se encuentra que $t^3/P^2 \cong 0.6$, es decir que el material cruza el radio orbital antes de que la secundaria haya dado una revolución. En base a esto se ha concluido que el mecanismo propuesto por Hutchings no ofrece una explicación completa del aspecto geométrico de las cáscaras nova.

Existe, sin embargo, otro posible efecto de la secundaria en el desarrollo dinámico de la envoltente eyectada por la explosión. Como ya se mencionó, todas las estrellas pierden masa a través de

un viento estelar. En estrellas de secuencia principal, que es la clase de luminosidad de las secundarias de las NC, la tasa de pérdida de masa es $\sim 10^{-13} - 10^{-14} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ y la velocidad terminal del viento es $\sim 300 \text{ km seg}^{-1}$. En las NRec la secundaria es una estrella de post-secuencia principal, probablemente una gigante, en las que $\dot{M} \sim 10^{-9} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ y la velocidad terminal del viento es $\sim 20 \text{ km seg}^{-1}$. Por lo tanto, en ambos sistemas el viento produce una atmósfera circunestelar con una geometría aproximadamente esférica. Esto implica que el viento de la secundaria no puede ser la causa por la cual los cascarones nova presentan una morfología esférica. Sin embargo, se puede tener un efecto importante sobre la evolución del cascarón, frenándolo, siempre y cuando la masa depositada por el viento sea comparable a la masa eyectada por la explosión, que es del orden de $10^{-5} M_{\odot}$. Si el período de recurrencia de las NC es $\sim 10^4$ años, entonces la secundaria deposita $\sim 10^{-10} M_{\odot}$ en una esfera de $\sim 3 \text{ pc}$ de diámetro entre cada explosión. La escasísima cantidad de material depositada por el viento, y el hecho de que esté tan diluido, implica que el viento estelar tendrá un efecto insignificante en la evolución de la envolvente eyectada por las NC. Por otro lado, el tiempo de recurrencia de las NRec es ~ 30 años, período durante el cual la secundaria habrá depositado $\sim 3 \times 10^{-7} M_{\odot}$ en una esfera de radio $\sim 2 \times 10^{15} \text{ cm}$ ($\sim 125 \text{ UA}$). En este caso se tiene una atmósfera circunestelar más masiva y más densa ($\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$), y por lo tanto, capaz de tener un efecto importante sobre la envolvente eyectada. De hecho, el viento estelar de la secundaria es determinante sólo si deposita una cantidad de masa comparable a la eyectada por la

explosión, lo cual ocurre cuando $\dot{M} \gtrsim 10^{-6} - 10^{-7} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. Tales pérdidas de masa no son excepcionales, por ejemplo, se encuentran en estrellas que están por convertirse en nebulosas planetarias o que están en la rama asintótica (Knapp y Morris 1985; Iben, 1985). Más aún, en sistemas de corto periodo la envoltura de la secundaria está pobremente ligada (gravitacionalmente) y es posible que ahí se den tasas de pérdida de masa mayores que las observadas en estrellas aisladas. En conclusión, el viento estelar de la secundaria puede determinar el desarrollo dinámico de la envoltura de las NRec, aunque no su forma.

Bode y Khan (1985) consideraron este problema aplicando su modelo a RS Oph, en donde se sabe de la importancia de la interacción entre el viento estelar y la masa eyectada, ya que ésta última muestra signos inequívocos de estar fuertemente desacelerada (ver el siguiente capítulo de esta tesis; Pottasch 1967; Gorbatskii, 1972). Esta nova presenta además una emisión temprana de tipo sincrotrónica en radio y emisión de rayos X suaves. Su comportamiento en radio es semejante al de las supernovas extragalácticas de tipo II, cuya emisión en radio ha sido interpretada en términos de una colisión entre la masa eyectada y una envoltura circunestelar producida por el viento de la estrella progenitora, supuestamente una supergigante tardía (Chevalier, 1982). Brevemente, el modelo de Bode y Khan (1985; que es una extensión del trabajo de Berman y Khan, 1983) propone que la interacción entre la masa eyectada y el viento produce una estructura de dos choques. El choque principal se expande a gran velocidad hacia la envoltura circunestelar, calentando y elevando

la presión del gas chocado. Esta zona de alta presión produce, a su vez, una onda de choque que se mueve hacia el interior de la masa eyectada. Los autores encuentran que, después de unos días, la emisión en rayos X y en radio proviene esencialmente del viento chocado. Asimismo, a través de su modelo encuentran una energía de 8×10^{42} erg para la explosión de RS Oph, equivalente al quemado nuclear de aproximadamente $10^{-9} M_{\odot}$, que es un valor relativamente bajo según los modelos canónicos del DTN.

Finalmente, de su modelo resulta que el campo magnético producido por el viento a una distancia de 2.3×10^{14} cm debe ser ~ 0.016 . Suponiendo que $B \propto r^{-2}$, esto implica un campo magnético de apenas 4 G en la secundaria. Considerando que las gigantes tienen una capa convectiva profunda, es probable que presenten campos magnéticos sustancialmente más intensos. En consecuencia, el modelo de Bode y Khan (1985) parece conducir a valores mínimos en cuanto a la energía asociada al sistema y a sus explosiones.

CAPITULO V. El Caso de RS Oph.

Introducción.

A lo largo de los capítulos anteriores se ha esbozado principalmente el comportamiento de las NC, y con menos énfasis el de las NRec. Sin embargo éstas últimas, aunque pocas, son extremadamente útiles desde el punto de vista observacional, ya que tienen un período de recurrencia relativamente bien definido y al mismo tiempo un incremento de magnitud sólo un poco menor (véase el capítulo 1). Más aún, en general tienen características semejantes a las de las NC, a diferencia de las NE, cuyas propiedades son más distintivas. En éste capítulo se presentan las características principales de la NRec RS Oph, cuya última explosión, ocurrida en 1985, ha sido documentada extensamente en todas las longitudes de onda comprendidas entre los rayos X y las ondas de radio. Cabe señalar que pocas novae han sido tan bien estudiadas desde el punto de vista observacional.

1.- Características de RS Oph.

a) Período y tipo espectral de las componentes.

El período orbital de las NRec es del orden de 200 días, que es mucho mayor que el de una NC típica, $\lesssim 1$ día. En particular, las NRec RS Oph y T CrB tienen, respectivamente, períodos orbitales de 230 y 227 días. En RS Oph la secundaria es una gigante de tipo espectral tardío M0-M4 III (Sanduleak y Stephenson, 1973; Sherrington y Jameson, 1983; Bohigas et al., 1988), de magnitud absoluta -0.65 ± 0.45 mag (Bruch, 1986). Como

se señaló en el capítulo anterior, éstas estrellas tienen vientos con \dot{M} de $\sim 10^{-8} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ y velocidades terminales de $\sim 20 \text{ km seg}^{-1}$. De los trabajos de Wallerstein (1958) y Pottasch (1967) se ha establecido que la secundaria de RS Oph tiene un viento con velocidad cercana a 20 km seg^{-1} , que forma una envolvente de $\sim 10^{15} \text{ cm}$ en el momento en el que ocurre la explosión. En IR, Evans (1986) reporta que hay indicios, si bien inciertos, de una envolvente de polvo alrededor del sistema, a una distancia de $\sim 5 \times 10^{13} \text{ cm}$ y con una temperatura de $\sim 350 \text{ }^{\circ}\text{K}$. Esta envolvente tiene un efecto importante en el desarrollo dinámico de la masa eyectada por la explosión. El tipo espectral de la primaria es aún controvertido. Livio, Truran y Webbink (1986) han propuesto que ésta es una estrella de secuencia principal en T CrB y RS Oph y que, por lo tanto, la explosión se desarrolla en el disco. Los mismos autores proponen que en las otras NRec la primaria es una EB y que la explosión es debida al DTN.

b) Las explosiones de RS Oph y sus curvas de luz.

Se han registrado 5 explosiones de RS Oph, la primera en 1898 y la última de 1985. En la tabla I se listan los cinco eventos, señalando la magnitud máxima (m_{max}) y mínima (m_{min}) en cada uno de ellos.

Tabla I. Explosiones de RS Oph.

Fecha	m_{max} (mag)	m_{min} (mag)
1898	4.3	11.7
1933	4.3	----
1958	5.0	----
1967	4.9	----
1985	5.2	11.5

Las cinco explosiones de RS Oph (incluyendo la de 1985) han tenido un incremento de magnitud semejante, $\sim 6-7$ mag, y su clase de velocidad también ha mostrado un carácter similar: todas han sido del tipo muy rápido (NMR; figura 1 [Rosino, 1986]), disminuyendo ~ 0.5 mag/día durante la fase de disminución primaria (ver el capítulo I), y alcanzando nuevamente su magnitud mínima en ~ 4 meses (Rosino e Iijima, 1986). En la figura 1 se muestran las curvas de luz registradas para RS Oph, en donde la similitud entre todas ellas es evidente. Aún más, los espectros registrados en cada explosión han mostrado un parecido extraordinario, de modo que es posible analizar el último evento sin pérdida de generalidad.

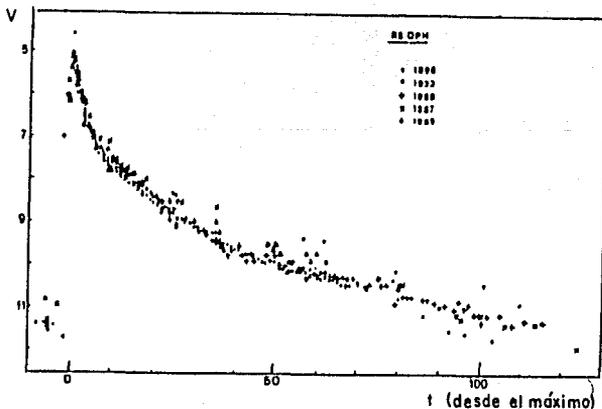


Figura 1. Curvas de luz de las 5 explosiones de RS Oph. Nótese la extrema similitud en el comportamiento de cada una de ellas.

Dado que el período de recurrencia de RS Oph es ~ 20 años, el ambiente en torno a su observación se encontraba listo para registrar la explosión siguiente a la de 1967 en un amplio intervalo de longitudes de onda.

c) El espectro óptico.

El comportamiento espectral de las NC fué revisado en el capítulo I. Ahí se hizo notar que las líneas prohibidas que aparecen en el espectro de las NC sólo se presentan durante algún tiempo (de la etapa de transición a la nebular), y no persisten hasta que la nova alcanza de nuevo su magnitud mínima. En comparación, las NRec (por ejemplo RS Oph, T Pyx y T CrB) muestran líneas prohibidas muy intensas durante un tiempo mayor, figuras 2, 3 y 4 (Rosino e Iijima, 1986). En todas ellas, y en particular en RS Oph, su intensidad aumenta con el tiempo, hasta unos 60 días después del máximo. Posteriormente disminuye su intensidad, hasta casi desaparecer cerca de 200-300 días después del máximo, momento en el que la nova está ya muy cerca de su mínimo. Todavía entre 130-260 días después del máximo, RS Oph mostraba [FeX] λ 6374 y otras líneas de átomos altamente excitados (e. g. FeVII λ 5158, λ 5276, λ 5271 y λ 6087, y FeVI $\lambda\lambda$ 7319-7330).

En RS Oph y T CrB, el ancho de las líneas va disminuyendo con el tiempo, lo que sugiere que la cáscara eyectada está siendo frenada (Pottasch, 1967). Interpretando el ancho de las líneas como resultado de la velocidad de expansión, se encuentra que en RS Oph ésta era de 840 km seg^{-1} 40 días después del máximo, bajando a 350 km seg^{-1} 100 días después del máximo (Pottasch, 1967). Esta constituye la evidencia más inmediata de que la

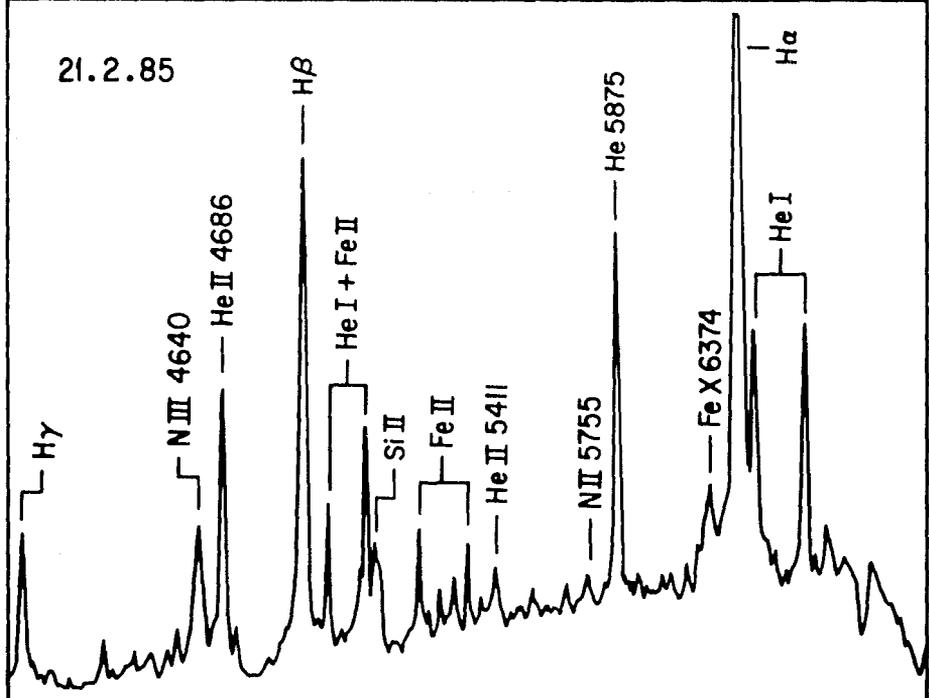
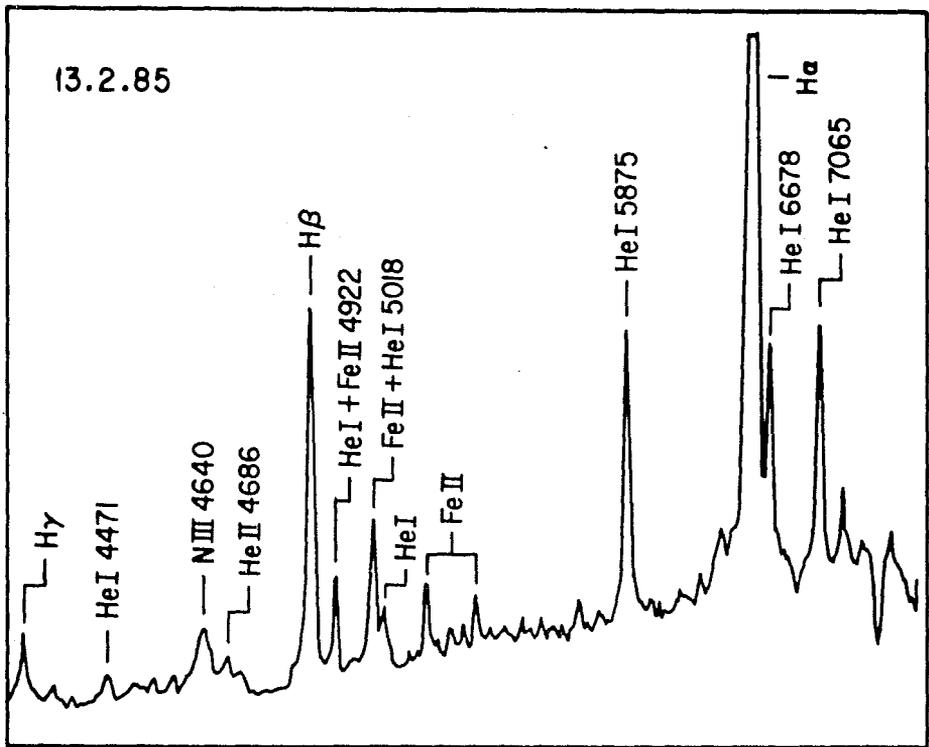


Figura 2. Espectros de RS Oph obtenidos entre el 13 y el 21 de Febrero de 1985. Las ordenadas son intensidades relativas. H α está saturado.

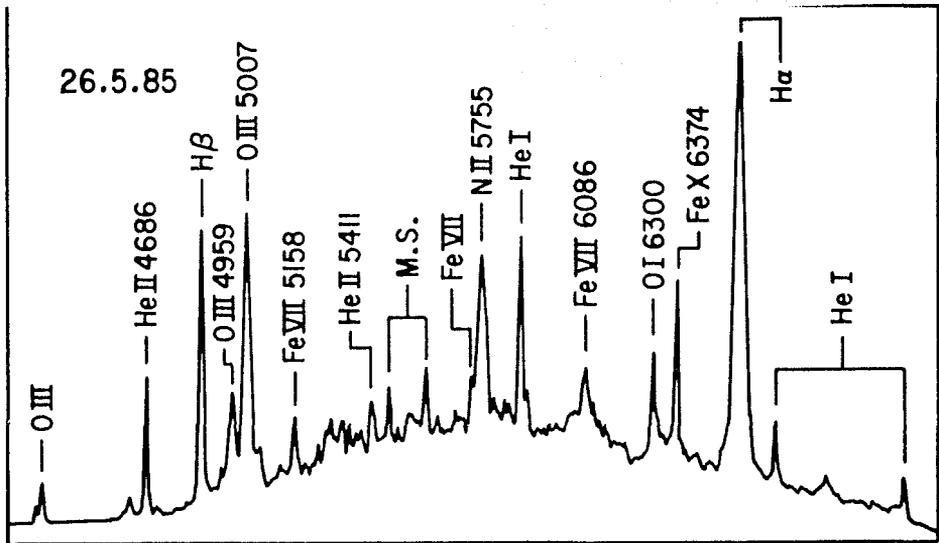


Figura 4. Espectro de RS Oph tomado el 26 de Mayo de 1985. Las líneas coronales se han debilitado y desaparecido, mientras que la intensidad de las líneas nebulares de OIII aumentó.

cáscara eyectada debe estar barriendo material del medio circundante, es decir, acretaando masa de la envolvente creada por el viento de la secundaria. Otro argumento que apunta en la dirección de una fuerte interacción entre la envolvente y la masa eyectada es el comportamiento temporal de las líneas coronales. Estas líneas aparecen con mayor profusión e intensidad unos 30 días después del máximo, momento a partir del cual se debilitan hasta desaparecer ya muy cerca del retorno al mínimo. Esto ha sido interpretado por Gorbatskii (1972) en términos de una desaceleración de la onda de choque generada por la masa eyectada,

que se propaga en la envolvente.

Utilizando la evolución temporal del ancho de las líneas, Pottasch (1967) encuentra que la masa eyectada por la explosión es $\sim 10^{-6} M_{\odot}$ y la energía asociada al evento $\sim 10^{44}$ erg (números corregidos, ya que Pottasch tomó una distancia de 5.8 kpc a RS Oph y no la actualmente aceptada de ~ 2 kpc). Partiendo del trabajo de éste autor, Gorbatskii (1972) explica el comportamiento temporal de las líneas coronales a través de la evolución de la onda de choque producida por la masa eyectada, con velocidad inicial de $\sim 10^9$ km seg^{-1} . Inicialmente esta onda de choque genera temperaturas del orden de 10^7 °K. Sin embargo la temperatura electrónica necesaria para excitar las líneas coronales ($\gtrsim 10^6$ °K) no se alcanza de inmediato, ya que los electrones utilizan casi toda su energía para excitar e ionizar a la envolvente circumestelar. Una vez que el estado de ionización del gas circumestelar está cerca del equilibrio con la temperatura, cosa que según Gorbatskii ocurre entre 20 y 30 días después de la explosión, aparecen las líneas coronales. Su decaimiento posterior se debe a la desaceleración de la onda de choque y, por lo tanto, a la disminución de la temperatura electrónica.

Otro punto importante que se desprende del análisis del espectro óptico se refiere a la composición química del gas emisor. Según Pottasch (1967) las abundancias de He, O, N, S, y Fe con respecto a H son, respectivamente, 3, 13, 42, 7 y 4 veces el valor solar. Bode y Khan (1985) concluyen también que la abundancia de metales en RS Oph es entre 6 y 11 veces superior a la encontrada en el Sol. De ser ciertos estos resultados ésto

implica que las explosiones de RS Oph son probablemente debidas al DTN y, en consecuencia, la primaria es una EB y no una estrella de secuencia principal como proponen Livio, Truran y Webbink (1986).

d) Emisión en rayos X.

Mason et al. (1986) encuentran que la emisión en rayos X es observable por mucho tiempo después del máximo visual y, lo más importante, sus observaciones concuerdan razonablemente bien con el modelo de Gorbatskii (1972). Sin embargo, existen algunas discrepancias con un modelo en el que la emisión en rayos X es generada por una onda de choque que se propaga en una envoltente circunestelar creada por viento. Por ejemplo, el flujo en rayos X disminuye más rápidamente de lo predicho, y la pendiente del espectro en rayos X durante la disminución del máximo permanece constante. Según Bode y Khan (1985) la luminosidad de la envoltente calentada por el choque debería disminuir como $t^{-1/3}$ o como $t^{-3/2}$, mientras que la temperatura del gas varía como $t^{-2/3}$ o t^{-1} . En la figura 5 se encuentran graficadas las observaciones del flujo, tomando $F \propto t^{-3/2}$, en donde se ve que las dos primeras observaciones son consistentes con la pendiente $-3/2$, pero las restantes definitivamente no. Para explicar esta desviación del comportamiento predicho, Mason et al. (1986) sugieren que la onda de choque alcanza, en alrededor de dos meses, el borde externo de la envoltente del sistema. Cuando esto pasa la densidad del material cae mucho más rápidamente que r^{-2} , con la correspondiente reducción del flujo emitido en rayos X.

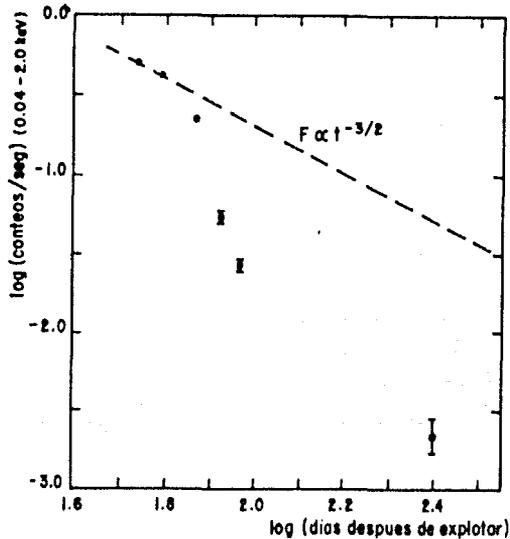


Figura 5. Flujo observado en rayos X. La línea a trazos representa el comportamiento del flujo como $t^{-3/2}$.

En la misma figura 5 se puede ver que en la última observación, que corresponde a ~ 250 días, este flujo residual admite la interpretación de que es originado en la superficie de una EB, con una temperatura de $\sim 3.5 \times 10^5$ °K y luminosidad total de $\sim 10^{37}$ erg seg^{-1} . Una vez más esto sugiere que la explosión se debe al DTN sobre la superficie de la EB.

e) Emisión UV.

RS Oph fué la primera NRec detectada en el UV (Snijders, 1986), encontrándose que su comportamiento es muy similar al de las NC (Stickland et al., 1981; Krautter et al., 1984). De acuerdo al comportamiento ya mencionado, en el sentido de que la ionización se incrementa con el tiempo, en el UV se observó que

las líneas de baja ionización (por ejemplo de OI y MgII) se debilitaban, mientras que las líneas correspondientes a mayores grados de excitación iban incrementando su intensidad. En la figura 6 se muestra el comportamiento temporal de algunas de éstas líneas. En RS Oph fueron particularmente intensas las líneas de [FeXI] λ 2648, [FeXII], [FeXIII] y [SiVIII], que presumiblemente se forman en el gas chocado, y no por el endurecimiento secular del campo de radiación ionizante.

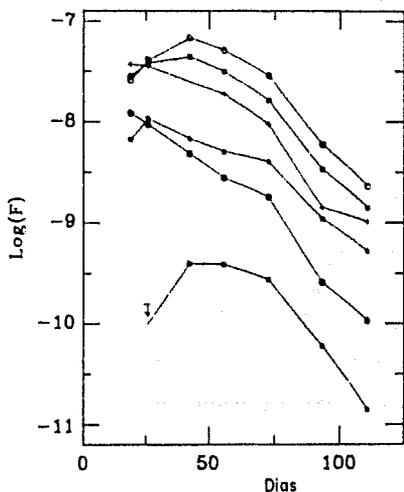


Figura 6. Comportamiento de la intensidad de las líneas de: NV 1240 (o), NIV] 1486 (■), NIII] 1750 (+), HeII 1640 (), OI 1304 (•) y [FeXI] 2648 (), en función del tiempo.

Las abundancias obtenidas de los datos del IUE, según el método de Williams et al. (1981), dan $n(O)/n(N) = 1.10 \pm 0.17$ de la razón de NIII] λ 1750 a OIII] λ 1663. De los datos obtenidos en los días 94 y 111 se obtiene $n(C)/n(N) = 0.16 \pm 0.04$ y $n(He)/n(N) \cong 3-40$. Estos resultados están en el intervalo de abundancias encontrado en las NC, abundancias que se explican con un modelo de DTN.

Las abundancias deducidas de las observaciones en el óptico y el UV, la emisión residual en rayos X y el comportamiento de la curva de la luminosidad bolométrica de RS Oph (que como en las NC también presenta una etapa de luminosidad bolométrica constante; figura 7), sugieren fuertemente la posibilidad de que el evento haya sido originado por un DTN sobre una EB masiva. El principal problema consiste en que el tiempo de recurrencia, ~ 20 años, requiere de una tasa mínima de acreción de material de 3×10^{16} gr seg^{-1} para obtener una explosión con esta frecuencia. Para una EB masiva acretante, a una distancia de 1.6 kpc, ésto correspondería a una luminosidad de 2.7×10^{36} erg seg^{-1} , lo que implica que el borde interno del disco de acreción se encontraría a una temperatura elevada. Esto no es compatible con el bajo nivel de ionización (por ejemplo, la línea de HeII λ 4686 es apenas visible en el mínimo) y la luminosidad del objeto en el intervalo comprendido entre dos explosiones. Sin embargo, las observaciones del IUE sugieren una solución para éstos problemas. La luminosidad varía entre 2.90×10^{36} erg seg^{-1} , en Octubre de 1982, y 7.74×10^{35} erg seg^{-1} , en Octubre de 1985. Suponiendo que el continuo Lyman es ópticamente grueso, de tal forma que sólo se sumen las contribuciones al flujo en el óptico y en rayos X, y estimando que el flujo en el óptico es al menos la mitad del flujo en el UV, el flujo promedio sobre los 20 años es probablemente consistente con la luminosidad de acreción requerida (Snijders, 1986). Esto resolvería el problema de la transferencia de masa. Sin embargo, aún queda el problema de la baja ionización en la etapa entre dos explosiones sucesivas. En conclusión, casi todo el material

observacional apunta en la dirección de que la primaria en RS Oph es una EB, aunque ésta debería tener un campo de radiación tal que produjera un nivel de ionización superior al observado durante el tiempo comprendido entre las explosiones.

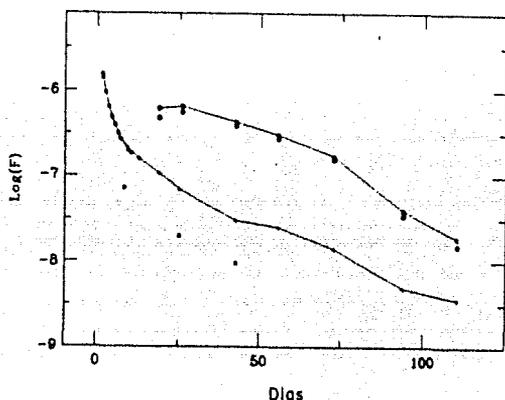


Figura 7. Comportamiento de la luminosidad de RS Oph en función del tiempo. Luminosidad: IR (■), óptica, 1958, (□), óptica, 1985, (+), UV (•) y total (○).

f) Emisión en radio.

Es interesante comparar la "curva de luz" en radio de una NC típica con la de RS Oph tomada durante su última explosión (Davis, 1986). Estas se muestran en las figuras 8 y 9 respectivamente. En las NC la emisión en radio sólo empieza alrededor de 100 días después del máximo, mientras que en RS Oph la primera detección en radio se hizo ~ 18 días después de la explosión (Davis, 1986). Todavía ~ 250 días después se observó emisión en radio. Con el VLA (Hjellming et al., 1986) se encontró que, desde el máximo hasta unos 3 meses después, la tasa de expansión de la cáscara eyectada era de $0.0015'' \text{ día}^{-1}$, lo que corresponde a una velocidad de 2100

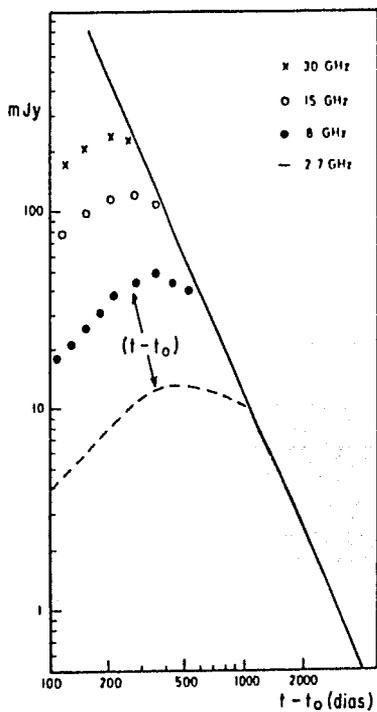


Figura 8. "Curva de luz" en radio de una nova clásica típica.

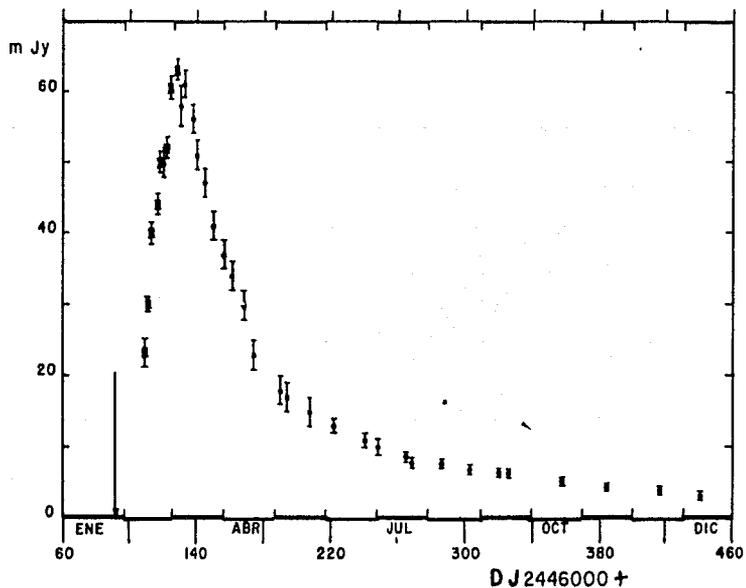


Figura 9. "Curva de luz" en radio de RS Oph (1985).

km seg^{-1} , suponiendo una distancia a RS Oph de 1.7 kpc. Observaciones hechas con el VLA y el VLBI revelan que la cáscara no es simétrica (Porcas et al., 1986; Hjellming et al., 1986), sino elongada en un ángulo de posición de $\sim 84^\circ$, figura 10.

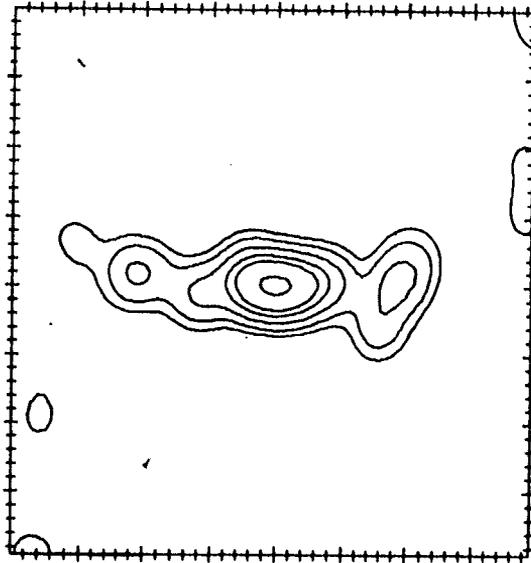


Figura 10. Reconstrucción en radio de la cáscara eyectada por RS Oph (1985) Nótese la forma asimétrica y alargada en un ángulo de $\sim 84^\circ$. Los intervalos son cada 10 m.s.a.

La evolución temporal del espectro en radio ha sido seguida por Davis (1986). En la figura 11 se muestra la evolución del índice espectral α definido a través de $S_\nu \propto \nu^\alpha$ (S_ν es el flujo a la frecuencia ν). Como se puede ver, a altas frecuencias α evoluciona hacia valores ~ 0.5 , característicos de emisión térmica. En cambio, a bajas frecuencias el índice espectral es del orden de -0.1 unos 30 días después de la explosión. Este espectro

es característico de emisión sincrotrónica, y apoya la idea de que a bajas frecuencias la emisión en radio es producida por una onda de choque, tal como se observa en los restos de supernova.

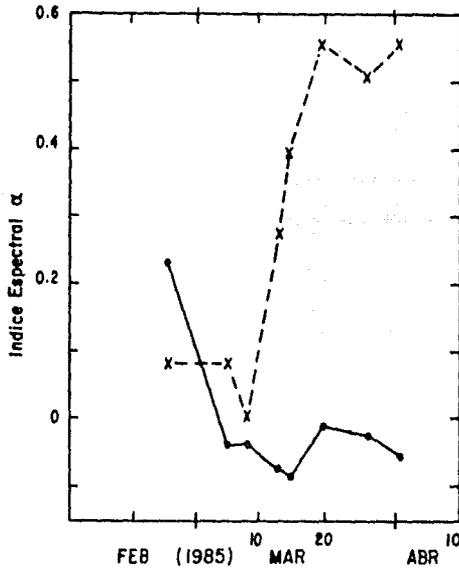


Figura 11. Evolución temporal del índice espectral α a altas frecuencias (x) y a bajas frecuencias (•).

2. Espectroscopía de RS Oph durante la Fase Nebular.

Pocas son las observaciones espectroscópicas realizadas en RS Oph durante la fase nebulosa ($t > 100-150$ días). Bruch (1986) presenta, sin mayor discusión, un espectro en el intervalo $\lambda\lambda$ 5800-7000 Å, 206 días después de la explosión. En este espectro sobresalen por su gran intensidad H_{α} , HeI λ 5876 y HeI λ 6678. Asimismo, se encuentran presentes [OI] λ 6300 y [KrIII] λ 6826, es

decir, dos líneas de muy diverso grado de excitación, tal y como se encuentra en los espectros de ondas de choque. Por último, es conspicua la ausencia del doblete de [SII] $\lambda\lambda$ 6717, 6731, lo cual sugiere que la densidad electrónica está por encima del valor crítico ($\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$) necesario para que la desexcitación colisional domine a las transiciones radiativas.

Observaciones más detalladas, en el intervalo $\lambda\lambda$ 3300-5500 Å, fueron realizadas por Bohigas et al. (1988) con el telescopio de 2.1 m de San Pedro Mártir y el espectrógrafo Echelle en baja dispersión. Estas observaciones son casi contemporáneas a las anteriores, ya que fueron realizadas 201 días después de la explosión. El espectro obtenido se muestra en la figura 12 y las intensidades relativas de las líneas de emisión, ya calibradas, en la tabla II. Las propiedades generales de RS Oph se resumen en la tabla III.

Las líneas de absorción y el continuo subyacente pueden ser usados para determinar el TE de la secundaria y la distancia al sistema. Las bandas de TiO a $\lambda\lambda$ 4584, 4761, 5167 y 5448 Å (ver figura 12) revelan que la secundaria es una gigante tardía. De hecho, una comparación con los espectros de χ Peg y HD 27598 (Turnshek et al., 1985), de tipos espectrales M2III y M4III respectivamente, indica que la secundaria de RS Oph es del segundo tipo, especialmente por la banda de TiO a 4584 Å. Esto concuerda con la estimación de Sherrington y Jameson (1983), pero no con las de otros autores que sugieren tipos espectrales más tempranos (e. g. Sanduleak y Stephenson, 1973; Rosino, Bianchini y Rafanelli,

Tabla II. Líneas observadas en RS Oph (1985). Se da la longitud de onda del elemento de que se trate, los posibles contribuyentes en esa línea, el flujo y la intensidad a la longitud de onda λ .

Línea	$\lambda(\text{Å})$	otros posibles contribuyentes	$f(\lambda)$	$I(\lambda)$
[NeV]	3346	OIII 3341	0.370	0.20
[NeV]	3426	OIII 3428, 44	0.344	0.77
OIII	3754, 60		0.305	0.23
H9	3835	[NeIII] 3869	0.280	0.18
[NeIII]	3869	H8, H9	0.270	0.47
H8+HeI	3889	[NeIII] 3869	0.265	0.31
[NeIII] +H ϵ	3967	CaII 3968	0.235	0.36
HeI	4009, 26		0.225	0.09
[SII]	4069, 76	H δ	0.210	0.17
H δ	4101	[SII] 4069, 76 NIII 4097	0.200	0.33
[FeII] +FeII	4173, 79		0.179	0.03
HeII	4200		0.173	0.02
[FeII] +FeII	4233, 58		0.162	0.06
[FeII] +FeII	4276, 96		0.150	0.04
H γ	4340	[OIII] 4363	0.135	0.41
[OIII]	4363	H γ	0.130	0.29
[FeII] +FeII	4413, 17	OII 4415	0.118	0.05
[FeII] +FeII				
+HeI	4452, 91		0.105	0.05
FeII	4508, 22	NIII 4515	0.093	0.07
HeII +FeII	4541, 56		0.085	0.07
FeII	4576, 82		0.075	0.07
NII +NIII	4630, 43	CIII	0.058	0.20
HeII	4686	[NeIV] 4714, 26	0.045	0.58
H β	4861		0.000	1.00
[OIII]	4959		-0.020	0.42
[OIII]	5007		-0.030	1.23

$\log I(H\beta) \text{ erg cm}^{-2} \text{ seg}^{-1}$ -10.45

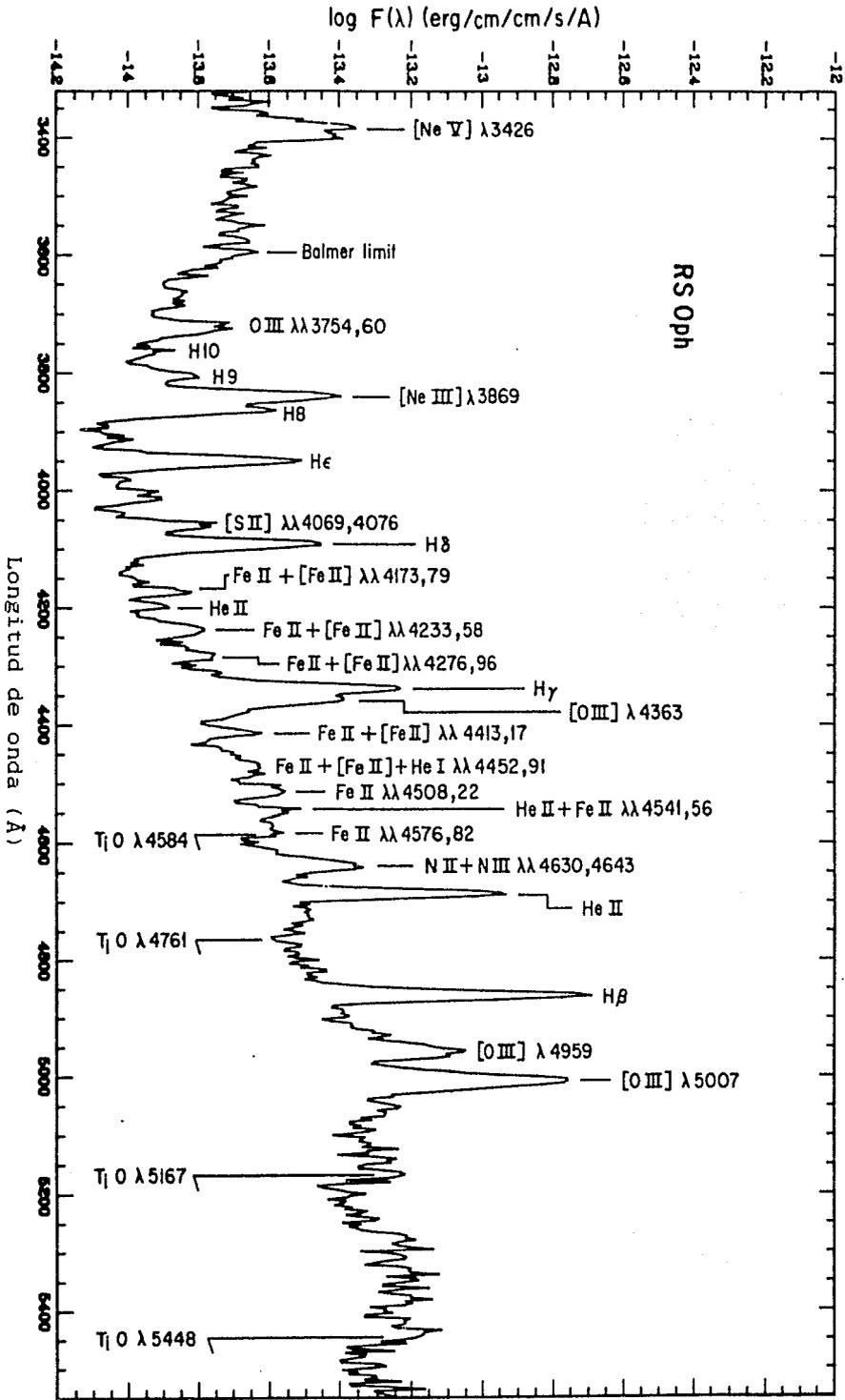


Figura 12. Espectro de RS Oph obtenido por Bohigas et al. (1988) 201 días después del máximo de luz visual.

1982). La distancia al sistema puede ser calculada suponiendo que el continuo a 5500 Å es debido a la secundaria. Con esta suposición se encuentra una distancia de 1.3 kpc a RS Oph, inferior a los 1.7 kpc que reporta Payne-Gaposchkin (1957) y los 1.6 kpc encontrados por Hjellming et al. (1986). Esta diferencia puede deberse a que el TE de la secundaria es más temprano que el encontrado por Bohigas et al. (1988) o bien a que la secundaria en RS Oph es más brillante que estrellas M4III aisladas.

Tabla III. Propiedades Generales de RS Oph.

P_{orb} (días)	230
D_{kpc}	1.3-2.1
TE_2	M0III-M4III
TE_1	EB o secuencia principal
Clase de velocidad	MR
v_i (km seg ⁻¹)	~ 2000
μ (" día ⁻¹)	0.0015
f	0.8/ D_{kpc}
$M_\bullet (M_\odot)$	$6.2 \times 10^{-7} D_{kpc}^2$
$\dot{M}_2 (M_\odot \text{ año}^{-1})$	$1.8 \times 10^{-6} D_{kpc}^2$
Z/Z_\odot	~ 10

El espectro en las líneas de emisión muestra dos componentes. Por un lado, el conjunto de líneas de NII y NIII a 4640 Å revela la presencia del espectro tipo Orión (ver capítulo I) en RS Oph. En segundo lugar, y de conformidad con lo que se espera, 200 días después del máximo, se identifica el espectro de tipo nebuloso por la presencia de las líneas de HeII λ 4686, [OIII] λ 4363, 5007, [SII] $\lambda\lambda$ 4067, 4076, etc. Más aún, la presencia de [OI] λ 6300

(del espectro de Bruch, 1986) y [OIII] λ 5007 es una prueba, entre muchas otras, de que el espectro nebular es producido por una onda de choque, y, en consecuencia, que debe ser interpretado en estos términos. Por último, descontando la contribución de diversas líneas, se encuentra que la serie de Balmer del H y las diversas líneas del He son formadas esencialmente por recombinación (una excepción es HeII λ 4026, en la que se obtiene una intensidad 15 veces mayor a la teórica). Esto implica que la excitación colisional es despreciable y que, por lo tanto, la temperatura de la región en donde se forman las líneas Balmer es $\sim 10^4$ °K y el H está al menos 30% ionizado.

Del valor del cociente $I(5007)/I(4363)$ es posible deducir combinaciones de densidad y temperatura en la región en donde se forman las líneas de O^{+2} (McCall, 1984). Se encuentra que la densidad electrónica en ésta región está comprendida entre 5 y $10 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, correspondiente a un intervalo de temperaturas entre 4.58 y 2.52×10^4 °K respectivamente. En comparación, Pottasch (1967) encuentra que la densidad electrónica deducida de las líneas de Balmer es de $3.4 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ 90 días después del máximo. Ambos resultados son consistentes ya que, en primer lugar, la densidad medida por Pottasch proviene de una región más fría y, por lo tanto, más densa y, en segundo lugar, sus observaciones fueron hechas cuando el objeto era alrededor de 2 veces más joven y, en consecuencia, con un volumen unas 8 veces menor. Hay que hacer notar que no existen modelos de ondas de choque para densidades tan altas.

Un punto importante que resulta del análisis de

I(5007)/I(4363) es que, independientemente del valor de la densidad y temperatura, la presión térmica es de $\sim 7.6 \times 10^{-6}$ din cm^{-2} . Si se supone equilibrio de presión térmica entre la región en donde producen las líneas de O^{+2} y la región en donde se genera la serie de Balmer (que está a $\sim 10^4$ °K) se encuentra que la densidad electrónica en ésta última es de $2.4 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Sin embargo, es preciso hacer notar que la presión magnética es probablemente importante e inhibe la compresión del gas. Por lo tanto, la densidad electrónica en la región en donde se forman las líneas Balmer debe ser menor que la recién estimada. Supondremos que ésta es igual a $1.5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$. La masa de hidrógeno ionizado esta dada por:

$$M(\text{H}^+) = \frac{4\pi m_{\text{H}} D^2 I(\text{H}_{\beta})}{\alpha_{\text{rec}} h\nu N_{\bullet}(\text{H}^+)} \quad (1)$$

en donde m_{H} es la masa del hidrógeno, D la distancia al sistema, $I(\text{H}_{\beta})$ la intensidad de H_{β} (dada en la tabla II), α_{rec} el coeficiente de recombinación, $h\nu$ la energía de la transición y $N_{\bullet}(\text{H}^+)$ la densidad electrónica en la región. Con el valor supuesto para $N_{\bullet}(\text{H}^+)$ se encuentra que $M(\text{H}^+)$ es $2.8 \times 10^{-5} D_{\text{kpc}}^2 M_{\odot}$, en donde D_{kpc} es la distancia a RS Oph en kiloparsecs. Por otra parte, el factor de llenado, definido como la fracción del volumen que ocupa la región emisora al volumen que define el tamaño del objeto, está dado por:

$$f = 3.3 I(\text{H}_{\beta}) / \alpha_{\text{rec}} h\nu N_{\bullet}^2(\text{H}^+) D \tan^3(\theta/2) \quad (2)$$

en donde θ es el diámetro angular de RS Oph en el momento de la observación, y se ha supuesto que todo el helio está una vez

ionizado y tiene una abundancia normal con respecto al hidrógeno. De haber continuado con la tasa de expansión observada hasta el día 74 después del máximo ($0.0015'' \text{ día}^{-1}$), RS Oph tendría un diámetro angular de $0.3''$ en el momento en que fue observada por Bohigas et al. (1988). Sin embargo, el objeto se ha desacelerado, de modo que su diámetro debe ser menor al recién calculado. Suponiendo que $\theta = 0.2''$ se encuentra que $f = 0.5/D_{\text{kpc}}$. De aquí que si la cáscara es un anillo de material con radio interno R_i y radio externo R_o , la razón de éstos es $R_i/R_o = \left[1 - 0.59/D_{\text{kpc}}\right]^{1/3}$, que para valores de la distancia entre 1.3 y 1.6 kpc resulta en $R_i/R_o \approx 0.9$. Es decir, se trata de una cáscara delgada.

De la densidad en la región en donde se produce la serie de Balmer (región de recombinación, en la terminología de ondas de choque) se puede encontrar la densidad en el medio en donde se expande la onda de choque (N_o) a través de (Bohigas et al., 1983):

$$N_o \cong \left[N_o^2 (H^+) B_o^2 / 8\pi m_p v_o^2 \right]^{1/3} \quad (3)$$

en donde B_o es el campo magnético pre-choque, v_o la velocidad de la onda de choque y m_p la masa promedio por partícula. En las gigantes las observaciones de efecto Zeeman indican que el campo magnético en gigantes no es mayor que $\sim 1000 \text{ G}$ (Marcy y Brunning, 1984). Por otro lado, para un campo magnético congelado en el viento se tiene que $B \propto r^{-2}$, en donde r es la distancia a la fuente del campo magnético. El período orbital de RS Oph indica que ésta debe tener un radio $\sim 10^{19} \text{ cm}$. Por otra parte, a una distancia de 1.3 kpc y para un diámetro angular de $0.2''$, el radio

de la envolvente es $\cong 2 \times 10^{15}$ cm. Suponiendo que el campo magnético de la secundaria de RS Oph es de 500 G, encontramos que $B_0 \cong 0.01$ G. Por otra parte, la presencia de O^{+2} en el espectro es indicativo de velocidades de choque mayores que 100 km seg^{-1} . Suponiendo que el material tiene una composición química de tipo cósmico y que $v_0 = 150 \text{ km seg}^{-1}$, se obtiene $N_0 \cong 3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$.

Procedamos ahora a calcular la masa total del cascarón (M_c), la masa eyectada por la explosión (M_e), la masa barrida (M_b) por la expansión de la masa eyectada y, a partir de esta última, la tasa de pérdida de masa de la secundaria. Suponiendo que la mayor parte del hidrógeno está ionizado y que el material tiene una composición química de tipo cósmico, de $M(H^+)$ se encuentra que $M_c \cong 3.9 \times 10^{-5} D_{kpc}^2 M_{\odot}$. Modelos para explosiones puntuales que eyectan material a velocidades supersónicas indican que existen tres etapas evolutivas principales: (a) fase de velocidad constante, en la que la masa eyectada es mucho mayor que la masa del material circundante barrida por la onda de choque, (b) fase de expansión adiabática, en la que la masa barrida es mucho mayor que la masa eyectada y las pérdidas de energía a través de radiación son insignificantes, y (c) fase de conservación del ímpetu, en la que las pérdidas radiativas son importantes. Se ha demostrado que si la explosión está en la primera etapa, toda la energía es cinética, mientras que en las dos etapas siguientes ésta es aproximadamente un 30% del total (Sedov, 1959; Chevalier, 1974). Por otro lado, ya que a los 200 días se encuentra que el material del cascarón está muy desacelerado, se sigue que éste está más allá de la fase de velocidad constante, y por lo tanto:

$$M_{\bullet} v_i^2 \cong M_c v_{\bullet}^2 / 0.3 \quad (4)$$

donde v_i es la velocidad inicial. Si suponemos que ésta fué igual a 2000 km seg^{-1} (consistente con los resultados de Pottasch [1967] y las mediciones en radio), se encuentra que $M_{\bullet} \cong 7.3 \times 10^{-7} D_{\text{kpc}}^2 M_{\odot}$. A la distancia más aceptada de 1.6 kpc $M_{\bullet} \cong 1.9 \times 10^{-6} M_{\odot}$, aproximadamente 2 veces el valor que deduce Pottasch (1967). La masa barrida es simplemente la diferencia entre la masa del cascarón y la masa eyectada, lo que da $M_b \cong 3.8 \times 10^{-5} D_{\text{kpc}}^2 M_{\odot}$. Una fracción muy importante de M_b debe provenir del viento de la secundaria. Si suponemos que toda la masa que se ha barrido es del viento (hipótesis que puede ser excesiva), y tomamos en cuenta un intervalo de 18 años entre explosiones, se encuentra que la tasa de pérdida de masa de la secundaria es de $2.1 \times 10^{-5} D_{\text{kpc}}^2 M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. Esta tasa es dos órdenes de magnitud superior a la de gigantes aisladas (Reimers, 1975; Sanner, 1976; Kudritzki y Reimers, 1978). Sin embargo, como se señaló en el capítulo anterior, no es inesperado en sistemas binarios de corto periodo, en donde la envolvente de la secundaria tiene un amarre gravitacional débil. Es interesante señalar que la cantidad de polvo que parece haber estado presente antes de la explosión ($\sim 4 \times 10^{-9} M_{\odot}$) se habría formado en el viento si la tasa de pérdida de masa fuera alrededor de $2 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ (Evans, 1986).

El espectro obtenido por Bohigas et al. (1988) no se presta a un análisis detallado de abundancias puesto que como dijimos antes existen al menos dos fuentes de excitación. En el caso de las líneas prohibidas concluimos que se producen esencialmente por una

onda de choque, mientras que las líneas de Balmer son formados por fotones que proceden de quemado termonuclear residual que se lleva a cabo en la superficie de la EB. Basta decir, pues, que de H_{β} y las líneas de He λ 4686, 5876 y 6678 Å (de las cuales la más confiable es λ 6678) se encuentra que $n(\text{He})/n(\text{H}) \cong 0.17$, suponiendo el caso B y que toda la emisión del helio y del hidrógeno ocurre a 10^4 °K (Brocklehurst, 1971). Esto es casi el doble del solar, pero 2.5 veces menor que el citado por Pottasch (1967), que encuentra que la sobreabundancia está en el propio viento de la secundaria.

Sin embargo, cabe hacer notar que es probable que ambos resultados estén consistentemente equivocados. En efecto, no es posible hacer un análisis de abundancias y, en general, de todas las propiedades de una región emisora sin considerar en detalle todas las fuentes de excitación, así como las condiciones físicas del gas. En el caso concreto del espectro representativo de la fase nebular, es casi seguro que todas las líneas prohibidas del espectro óptico sean producidas por una onda de choque, y uno esperaría encontrar algunas abundancias relativas a partir de modelos. Por ejemplo, de $I(3869)/I(5007)$, con el modelo de Raymond (1979) se encuentra que $\text{Ne}/\text{O} \cong 0.5$. Incluso este resultado es incierto, ya que desgraciadamente no existen modelos de ondas de choque en condiciones tan extremas como las encontradas aquí, es decir, campos magnéticos muy intensos y densidades pre-choque muy altas. Más aún, ya que es probable que las líneas de hidrógeno resultan principalmente de la excitación por otros medios aparte de una onda de choque, es difícil estimar abundancias con respecto a este elemento fundamental.

Conclusiones.

A lo largo de los capítulos anteriores se ha presentado un panorama general del fenómeno nova, si bien no con todo detalle ya que el principal objetivo de esta tesis fué presentar los **Aspectos Generales de las Novas**. Del fenómeno nova nos concentramos en las Novas Clásicas (NC), en menor medida en las Novas Recurrentes (NRec), de hecho el último capítulo está dedicado a la NRec RS Oph, y sólo brevemente en las NE. Estos tres fenómenos tienen muchas semejanzas, pero también diferencias sustanciales.

Se ha establecido que las novas pertenecen a sistemas binarios, en general de corto período. Esto ha constituido un gran avance en la comprensión del fenómeno nova y ha aclarado muchos de sus aspectos que antes no habían sido tratados en detalle con bases físicas. Sin embargo aún quedan muchas cuestiones específicas sin resolver definitivamente, por ejemplo: la naturaleza precisa de la secundaria, en que medida desborda a su lóbulo de Roche, que tan "grueso" y extenso es el disco que se forma con el material transferido por la secundaria, el mecanismo por el cual se acreta material del disco sobre la EB, la interacción material acretaado-superficie de la EB y, un problema que elucidará el mecanismo de explosión, la abundancia de elementos en la cáscara nova eyectada.

En el modelo más aceptado para las novas clásicas se supone que la estrella secundaria (en general de 0 o cercanas a la secuencia principal) transfiere material a la primaria (EB) por desbordamiento de su lóbulo de Roche interno. Este material orbita

a la EB en un disco de acreción antes de ser acretado a su superficie. Con la acreción de material sobre la superficie de la EB aumenta la temperatura, hasta que ésta alcanza el valor necesario para que se inicien las reacciones de fusión nuclear. En las condiciones de degeneración prevalecientes en la EB la presión del gas no es suficiente para vencer a la presión de degeneración y la estrella no se expande. La temperatura aumenta hasta posibilitar el quemado nuclear vía el ciclo CNO y las reacciones proceden fuera de equilibrio (desbocamiento termonuclear, DTN). En el momento en que la envolvente acreta una cierta masa crítica la presión del gas es superior a la de degeneración, de tal suerte que la envolvente será expulsada dando lugar a la cáscara nova que se ha observado en algunos casos.

Debemos advertir que el modelo tiene aún algunas cuestiones sin resolver del todo. Por ejemplo, para que la energía generada por las reacciones nucleares sea suficiente para expulsar a la cáscara nova, es necesario que entre en juego el quemado de H vía el ciclo CNO. Esto requiere a su vez de una sobreabundancia de C, N y O, que no existe en la superficie de la EB ni en el material transferido por la secundaria. Para explicar esto Kippenhahn y Thomas (1982) proponen que el material acretado del disco se mezcle por un proceso convectivo con el del núcleo de la EB, y que de aquí resulte el C, N y O necesario para que el H sea quemado vía el ciclo CNO, que predomina sobre el P-P a temperaturas superiores a $\sim 18 \times 10^6$ °K, que es la temperatura que alcanzan los modelos de reacciones nucleares en la envolvente. La presencia de C, N y O en la envolvente será reflejada en la composición química

de la cáscara eyectada. De hecho la composición observada en Nova Aql 1982 y Nova CrA 1981, revela la existencia de elementos incluso más pesados. Para explicar la existencia de éstos se requiere que la temperatura en la envoltente haya sido mucho más alta (Görres et al., 1985) o que la primaria sea una EB de O-Ne-Mg (Truran y Livio, 1986). De acuerdo con esto podríamos decir que la composición química de la cáscara nova refleja la temperatura de quemado de H en la superficie de la EB o bien la composición química de esta última. También es posible que el material transferido por la secundaria sea sobreabundante en elementos pesados, ya que es posible que en algún momento evolutivo anterior haya habido intercambio de masa entre las componentes del sistema binario. Como ejemplo baste aquí recordar que observaciones realizadas en RS Oph sugieren que el viento de la secundaria de este sistema es rico en He, C, N, O y Ne. Esto indica que se debería establecer una relación más estrecha entre los modelos de evolución de sistemas binarios con el fenómeno nova, lo que dilucidaría la cuestión de que fracción de elementos pesados se espera que esté presente en el material transferido por la secundaria y el tipo de EB que resulta de la evolución. Por otra parte, la determinación de abundancias en la cáscara constituye un problema complicado, ya que es necesario saber con precisión el mecanismo de expulsión, su masa, el o los procesos por los que es excitada y su posterior evolución. Aclaremos que el mecanismo por el que explotan las NRec no ha sido establecido en definitiva y aún existen algunas dudas acerca de si es el DTN el responsable o bien un evento de transferencia súbita de masa.

En el modelo presentado para el disco de acreción se han hecho algunas simplificaciones en aras de la simplicidad. Por ejemplo, se supuso que el disco es estacionario y delgado, y el problema de la viscosidad se "resuelve" adaptando un parámetro artificial. También hemos supuesto un modelo conservativo, es decir que cuando la secundaria llena su lóbulo de Roche la totalidad del material se transfiere al disco de acreción de la EB. Esto no es del todo cierto ya que el material que está desbordando el lóbulo de la secundaria puede escapar del sistema a través del punto lagrangiano L_3 . Tomando esto en cuenta la envolvente sobre la superficie de la EB tardaría más en formarse.

En lo que se refiere a la forma observada en las cáscaras nova, si el material acretado se distribuye uniformemente en toda la superficie de la EB, entonces el DTN ocurrirá prácticamente al mismo tiempo en toda la envolvente. De ser así, es probable que la forma geométrica de la cáscara dependa principalmente de la rotación de la EB y por lo tanto de la latitud a la que se encuentre sobre ella el material que finalmente será expulsado. Esto no significa que deban ser deshechados completamente los modelos que hacen uso del campo magnético o de la interacción del material expulsado con el disco o con la secundaria para explicar la forma, sino que éstos deben ser considerados como causantes secundarios, y no como los principales. Otro aspecto importante es si el disco es deshecho completamente por la explosión. En las NRec y las NE, que constituyen eventos repetitivos, es evidente que el disco se recupera renovando así las condiciones necesarias para una siguiente explosión. Esto puede deberse a que el disco en

las NE y NRec sobrevive a la explosión o a que en éstas la tasa de acreción es alta. En las NC el tiempo de recurrencia teórico es del orden de 10^4 años. Es decir, el disco tarda mucho más tiempo en recuperarse en las NC que en las NRec y en las NE. Si consideramos que la violencia del evento en las NC es de 1 a 2 órdenes de magnitud mayor que en las NRec y de 3 a 4 mayor que en las NE, podemos pensar que la cáscara eyectada por las primeras interactúa más violentamente con el disco y éste es destruido. De hecho, por su periodicidad, las NRec y NE constituyen eventos más apropiados para estudiar algunos aspectos del fenómeno nova que las NC mismas.

En general, aún son muchas las incertidumbres acerca del fenómeno nova. Sin embargo, el modelo ha logrado predicciones aceptables para la mayoría de los fenómenos observados. La complejidad del sistema, en donde juegan un papel importante y simultáneo las propiedades de la primaria y la secundaria, del disco y su mancha caliente, representa un reto formidable para la astrofísica teórica y observacional.

REFERENCIAS.

Capítulo I.

- Bath, G. T. y Shaviv, G., 1978. M.N.R.A.S., 183, 515.
- Clark, H. R. y Stephenson, F. R., 1977. *The Historical Supernovae*,
(Wheaton & Co., Exeter).
- Deuerbech, H. H., 1984. *Astrophys. Space Sci.*, 99, 363.
- Ford, H. C., 1978. *Ap. J.*, 219, 595.
- Gallagher, J. S. y Code, A. D., 1974. *Ap. J.*, 189, 303.
- Gallagher, J. S. y Starrfield, S., 1978. *Ann. Rev. Astron.
Astrophys.*, 16, 171.
- Geisel, S. L., Kleinmann, D. E. y Low, F. J., 1970. *Ap. J.
(Letters)*, 161, L101.
- Glasby, J. S., 1970. *The Dwarf Novae*, Great Britain, Anchor.
- Grygar, J., 1978. *Nonstationary Evolution of Close Binaries*, ed.
Anna Zytkov (Warszawa).
- Kitchin, C. R., 1982. *Early Emission Line Stars*, Great Britain,
Adam Hilger.
- Kraft, R. P., 1962. *Ap. J.*, 135, 408.
- Kraft, R. P., 1964. *Ap. J.*, 139, 457.
- Livio, M., Truran, J. W. y Webbink, R. F., 1986. *Ap. J.*, 308, 736.
- McLaughlin, D. B., 1936. *Astron. J.*, 45, 145.
- McLaughlin, D. B., 1960. *Stars and Stellar Systems, VI*, ed. J. L.
Greenstein (University of Chicago Press, Chicago).
- Payne-Gaposchkin, C., 1957. *The Galactic Novae* (North-Holland,
Amsterdam).
- Prialnik, D., 1986. *Ap. J.*, 310, 222.
- Ritter, H., 1984. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 57, 385.

- Robinson, E. L., 1976. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 14, 119.
- Sahade, J. y Wood, F. B., 1978. *Interacting Binary Stars* (Pergamon, London).
- Sbara, M. M., 1980. *Ap. J.*, 239, 581.
- Tylenda, A. R. y Neugebauer, G., 1970. *Ap. J. (Lett.)*, 160, 1177.
- Walker, M. F., 1954. *P.A.S.P.*, 66, 230.
- Warner, B., 1976. *Symposium No. 73 de la UAI*, eds. P. Eggleton, S. Mitton y J. Whelan, p. 85.
- Warner, B., 1987. *M.N.R.A.S.*, 227, 223.
- Webbink, R. F., Livio, M. y Truran, J. W. y Orío, M., 1987. *Ap. J.*, 314, 653.

Capítulo II.

- Allen, C. W., 1963. *Astrophysical Quantities*. (Athlon, Press, London).
- Butkov, E., 1968. *Mathematical Physics* (Adison-Wesley, USA).
- Frank, J., King, A. R. y Raine, D. J., 1985. *Accretion Power in Astrophysics* (Cambridge University Press, London).
- Gallagher, J. S. y Oinas, V. A., 1974. *P.A.S.P.*, 86, 952.
- Horne, K. y Marsh, T. R., 1986. *M.N.R.A.S.*, 218, 761.
- Livio, M., Truran, J. W. y Webbink, R. F., 1986. *Ap. J.*, 308, 736.
- Paczynski, B., 1971. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 9, 183.
- Plavec, M. y Kratochvil, P., 1964. *Bull. Astron. Inst. Czech.*, 15, 165.
- Pringle, J. E., 1981. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 19, 137.
- Robinson, E. L., 1976. ver cap. I.
- Shakura, N. I. y Sunyaev, R. A., 1973. *Astron. Astrophys.*, 24, 337.

Trimble, V., 1983. *Nature*, 303, 137.

Warner, B., 1976, ver cap. I.

Webbink, R. F., Livio, M., Truran, J. W. y Orio, M., 1987. ver
Cap. I.

Capítulo III.

Clayton, D. D., 1968. *Principles of Stellar Evolution and
Nucleosynthesis*, University of Chicago Press.

Córdova, F. A. y Mason, K. O., 1983. *Accretion-Driven Stellar
X-Ray Sources*, eds. W. H. G. Lewin y E. P. J. van den Heuvel
(Cambridge University Press, Cambridge), p. 147.

Gallagher, J. S. y Code, A. D., 1974. ver cap. I.

Gallagher, J. S. y Starrfield, S., 1978. ver cap. I

Kippenhahn, R. y Thomas, H.-C., 1978. *Astron. Astrophys.*, 63, 265.

Law, W. Y. y Ritter, H., 1983. *Astron. Astrophys.*, 123, 33.

Livio, M., Truran, J. W. y Webbink, R. F., 1986. ver cap. II.

MacDonald, J., 1984. *Ap. J.*, 283, 241.

Nariai, K., Nomoto, K. y Sugimoto, D., 1979. Preprint.

Prialnik, D., Shara, M. M. y Shaviv, G., 1979. *Astron. Astrophys.*,
72, 192.

Schatzman, E., 1949. *Ann. Astrophys.*, 12, 281.

Schatzman, E., 1958. *White Dwarfs* (North-Holland, Amsterdam).

Shara, M. M., Prialnik, D. y Shaviv, G., 1980. *Ap. J.*, 239, 586.

Snijders, M. A. J., Batt, T. J., Seaton, M. J., Blades, J. C. y
Morton, D. C., 1984. *M.N.R.A.S.*, 211, 7.

Sparks, W. M., Starrfield, S. y Truran, J. W., 1976. *Ap. J.*, 208,
819.

Sparks, W. M., Starrfield, S. y Truran, J. W., 1978. Ap. J., 220, 1063.

Starffield, S., Sparks, M. M. y Truran, J. W., 1974. Ap. J. Suppl., 28, 247.

Starffield, S., Sparks, W. M. y Truran, J. W., 1985. Ap. J., 291, 136.

Truran, J. W., 1985. Proceedings of the ESO Workshop on Production and Distribution of C, N, O Elements, Garching, p. 211.

Truran, J. W., 1986. Nucleosynthesis and Its Implications on Nuclear and Particle Physics, eds. J. Audouze y N. Mathieu, p.97.

Webbink, R. F., 1976. Nature, 262, 271.

Webbink, R. F., Livio, M., Truran, J. W. y Orío, M., 1987. ver cap. I.

Williams, R. E., 1982. Ap. J. (Lett.), 261, L77.

Williams, R. E., 1985. Proceedings of the ESO Workshop on Production and Distribution of C, N, O Elements, Garching, p. 225.

Williams, R. E., Sparks, W. M., Starrfield, S., Ney, E. P., Truran, J. W. y Wyckoff, S., 1985. M.N.R.A.S., 212, 753.

Capítulo IV.

Bode, N. M. y Kahn, F. D., 1983. M.N.R.A.S., 205, 303.

Bode, M. F. y Kahn, F. D., 1985. M.N.R.A.S., 217, 205.

Chevalier, R. A., 1982. Ap. J., 254, 302.

Cohen, J. G. y Rosenthal, A. J., 1983. Ap. J., 268, 689.

- Fiedler, R. F. y Jones, T. W., 1980. *Ap. J.*, 239, 253.
- Gorbatskii, V. G., 1972. *Soviet Astron.*, 16, 32.
- Hjellming, R. M., van Gorkom, J. H., Taylor, A. R., Seaquist, E. R., Padin, S., Davis, R. J. y Bode, M. F., 1986. *Ap. J. (Lett)*, 305, L71.
- Hutchings, J. B., 1972. *M.N.R.A.S.*, 158, 177.
- Iben, I., 1985. *Mass Loss From Red Giants*, eds. M. Morris y B. Zuckerman (Reidel, Dordrecht), p. 1
- Jackson, J. D., 1975. *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Sons, Inc., USA.
- Knapp, G. R. y Morris, M., 1985. *Ap. J.*, 292, 640.
- McLaughlin, D. B., 1960. ver cap. I.
- Mustel, E. R., 1958. Symposium No. 6 de la UAI *electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, p. 193.
- Mustel, E. R. y Boyarchuk, A. A., 1970. *Astrophys. Space Sci.*, 6, 183.
- Patterson, J. 1979. *Ap. J. (Lett.)*, 233, L13.
- Porcas, R. W., Davis, R. J. y Graham, D. A. *RS Oph and the Recurrent Nova Phenomenon*, ed. M. F. Bode (VNU Science Press, London), p.203.
- Pottasch, S. R., 1967. *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 19, 227.
- Sparks, W. M. y Starrfield, S., 1973. *M.N.R.A.S.*, 164, 1p
- Walker, M. F., 1956. *Ap. J.*, 123, 68.
- Weaver, H., 1974. *Highlights of Astronomy*, ed. G. Contopoulos, 3, 509.

Capítulo V.

- Bode, M. F. y Kahn, F. D., 1985. ver cap. IV.
- Bohigas, J., Echevarría, J., Diego, F. y Sarmiento, J. A., 1988.
En preparación.
- Bohigas, J., Ruiz, M. T., Carrasco, L., Salas, L. y Herrera, M.
A., 1983. Rev. Mex. Astron. Ast., 8, 155.155.
- Brocklehurst, M., 1971. M.N.R.A.S., 153, 471.
- Bruch, A., 1986. RS Oph and the Recurrent Nova Phenomenon, ed. M.
F. Bode (VNU Science Press, London), p.13.
- Chevalier, R. A., 1974. Ap. J., 188, 501.
- Davis, R. J., 1986. RS Oph en the Recurrent Nova Phenomenon, ed.
M. F. Bode (VNU Science Press, London), p. 187.
- Evans, A., 1986. RS Oph and the Recurrent Nova Phenomenon, ed. M.
F. Bode (VNU Science Press, London), p. 117.
- Gorbatskii, V. G., 1972. ver cap.IV.
- Hjellming, R. H., van Gorkom, J. H., Taylor, A. R., Seaquist, E.
R., Padin, S., Davis, R. J. y Bode, M. F., 1986. ver cap. IV.
- Krautter, J., Beuermann, K., Leitherer, C., Oliva, E., Moorwood,
A. F. M., Deul, E., Wargau, W., Kare, G., Kohoutek, L., van
Paradijs, J. y Wolf, B., 1984. Astron. Astrophys., 137, 307.
- Kudrizki, R. P. y Reimers, D., 1978. Astron. Astrophys., 70, 227.
- Livio, M., Truran, J. W. y Webbink, R. F., 1986. ver cap. II.
- Marcy, G. W. y Bruning, D. H., 1984. Ap. J., 281, 286.
- Mason, K. O., Córdova, F. A., Bode M. F. y Barr, P., 1986. RS Oph
end the Recurrent Nova Phenomenon, ed. M. F. Bode (VNU
Science Press, London), p. 51

- McCall, M. L., 1984. M.N.R.A.S., 208, 253.
- Payne-Gaposchkin, C., 1957. ver Cap. I.
- Porcas, R. W., Davis, R. J. y Graham, D. A., 1986. ver cap. IV.
- Pottasch, S. R., 1967. ver cap. IV.
- Raymond, J. C., 1979. Ap. J. Suppl., 39, 1.
- Reimers, D., 1975. Mem. Soc. Roy. Sci. Liege, 6° Serie 8, 369.
- Rosino, L., 1986. RS Oph and the Recurrent Nova Phenomenon, ed. M. F. Bode (VNU Science Press, London), p.1
- Rosino, L., Bianchini, A. y Rafanelli, P., 1982. Astron. Astrophys., 108, 243.
- Rosino, L. e Iijima, T., 1986. RS Oph ande the Recurrent Nova Phenomenon, ed. M. F. Bode (VNU Science Press, London), p. 27.
- Sanduleak, N. y Stephenson, C. B., 1973. Ap. J., 185, 899.
- Sanner, F., 1976. Ap. J. Suppl., 32, 115.
- Sedov, L. I., 1959. Similarity and Dimensional Methods in Mechanics (Academic Press, New York).
- Sherrington, M. R. y Jameson, R. F., 1983. M.N.R.A.S., 205, 265.
- Snijders, A. A. J., 1986. RS Oph end the Recurrent Nova Phenomenon, ed. M. F. Bode (VNU Science Press, London), p. 51.
- Stickland, D. J., Penn, C. J., Seaton, M. J., Snijders, M. A. J. y Storey, P. J., 1981. M.N.R.A.S., 197, 107.
- Turnshek, D. E., Turnshek, D. A., Craine, E. R. y Boeshaer, A. A. P. C., 1985. An Atlas of Digital Spectra of Cool Stars, Astron. Astrophys. Series, Vol. 1.
- Wallerstein, G., 1958. Publ. Astron. Soc.Pacific, 70, 537.
- Williams, R. E., Sparks, W. M., Gallagher, J. S., Ney, E. P.,

Starrfield, S. G. y Truran, J. W., 1981. Ap. J., 251, 221.