



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE BAJA CALIFORNIA
Universidad Autónoma De Baja California

FACULTAD DE CIENCIAS
Fotometría Stromgren de
Estrellas Binarias Cataclísmicas.

Tesis profesional que como requisito
parcial para obtener el título de

Fotometría Stromgren de
Estrellas Binarias Cataclísmicas

RAÚL MICHEL MURILLO

TESIS

Que para obtener el Título de:

Aprobado por
FISICO

Dr. Juan Echeverría Ríos
Presidente del Jurado

Dr. José Alberto López García
Secretario

RAUL MICHEL MURILLO

M.C. Rafael Castro García
Abogado

ENSENADA BAJA CALIFORNIA, FEBRERO DE 1992

A mis Padres.

RESUMEN

Se hace una revisión bibliográfica de las variables cataclísmicas, haciendo énfasis en los caracteres observacionales de las novae enanas y en los modelos teóricos sobre discos de acreción. Se analiza una muestra de veintiséis novae enanas observadas con el sistema fotométrico de Strömgren, presentándose una serie de diagramas que combinan los diferentes índices de color de este sistema. Se encuentra que estos diagramas permiten una buena caracterización fotométrica de este tipo de estrellas variables y que es posible obtener información de importancia física y distinguir entre los distintos estados eruptivos.

ABSTRACT

A bibliographical revision about cataclysmic variables is made, with emphasis in the observational characteristics of dwarf novae and the theoretical models of accretion discs. A sample of twenty-six dwarf novae observations in the Strömgren photometric system is analyzed by means of a series of diagrams that combine the different color indexes in this system. It is found that these diagrams allow a good photometric characterization of these kind of variable stars, and that it is possible to obtain information of physical importance and to distinguish between the different states of the eruption.

ÍNDICE

INTRODUCCIÓN.	1
Capítulo I. CARACTERES OBSERVACIONALES.	
I.1 Clasificación visual.	3
I.2 Caracteres orbitales.	6
I.3 Caracteres fotométricos de las novas enanas.	10
I.4 Caracteres espectrales de las novas enanas.	12
Capítulo II. EL MODELO CLÁSICO.	
II.1 La binaria en semicontacto.	15
II.2 Formación del disco de acreción.	17
II.3 Mecanismos de erupción en novas enanas.	19
II.4 Explicación de la evidencia observacional.	20
Capítulo III. DISCOS DE ACRECIÓN.	
III.1 La acreción como fuente de energía.	23
III.2 El modelo de Lynden-Bell.	26
III.3 El modelo de Mayo-Wickramasinghe-Whelan.	30
III.4 El modelo de Williams-Tylenda.	31
Capítulo IV. LAS OBSERVACIONES.	
IV.1 Objetos en el programa de observación.	32
Capítulo V. INTERPRETACIÓN DE LOS DATOS.	
V.1 Interpretación física de las novas enanas a partir de la fotometría de Strömgren.	37
V.2 Observaciones rechazadas.	39
V.3 Diagramas color-color de novas enanas.	41
Capítulo VI. CONCLUSIONES.	50
APÉNDICES	
A. Lóbulos de Roche.	51
B. Fotometría de Strömgren.	55
C. Procedimiento de transformación de los datos .	59
BIBLIOGRAFÍA.	60

INTRODUCCIÓN.

El estudio de las **variables cataclísmicas** es una disciplina joven. Hace apenas veinte años se encontró que este tipo de estrellas variables consiste en sistemas binarios interactivos y sólo recientemente se han comenzado a entender los mecanismos generadores de los cambios de brillo, de espectro y de distribución de energía que los caracterizan.

La mayoría de los sistemas binarios que constituyen las variables cataclísmicas tienen períodos orbitales entre 2 y 15 horas, y están formados por una enana blanca, llamada estrella **primaria**, y una estrella **secundaria** que, en casi todos los casos en que se ha podido observar, es una enana roja de tipo espectral G, K ó M (esto es, más fría que el Sol), un poco más luminosa que una estrella de la secuencia principal del mismo tipo espectral.

Debido a la pequeña separación entre las dos estrellas del sistema binario y a que la componente secundaria llena su lóbulo de Roche, hay transferencia de materia gaseosa hacia la primaria. En ausencia de campo magnético, el gas transferido forma un disco de acreción alrededor de la estrella primaria. Cuando la primaria tiene un campo magnético fuerte, entonces el chorro de gas es guiado por el campo y se forma una columna de acreción. Es muy probable que se den casos intermedios entre esos dos extremos.

En general las variables cataclísmicas son objetos débiles, por lo que su estudio requiere de telescopios grandes, así como de espectrógrafos y detectores eficientes. Han sido mejor estudiadas en la región visible del espectro que en la ultravioleta y la infrarroja.

En este trabajo se utiliza el sistema fotométrico de Strömgren con objeto de extraer la información de importancia astrofísica que sea posible obtener sobre las

novas enanas, el tipo de variables cataclísmicas que mayormente se analizan en esta Tesis. Se ha observado un número importante de novas enanas y objetos de los que se sospecha ser de este tipo de variables; para ello se empleó el telescopio de 1.5 *m* del Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir en tres temporadas de observación. El fotómetro utilizado fue el de 6 canales, llamado "Danés", que se describe en la sección IV.1 de esta Tesis.

En los primeros dos capítulos se hace una revisión de los principales caracteres observacionales de las binarias cataclísmicas, así como de la interpretación geométrica y física de estos objetos. En el tercer capítulo se discute el desarrollo de las teorías, sobre discos de acreción, fundamentales para el entendimiento de estas binarias y en particular de las novas enanas. En el cuarto capítulo se hace una descripción del fotómetro "Danés" y se presentan las mediciones obtenidas de las variables cataclísmicas observadas y la lista de estrellas patrón utilizadas. En el quinto capítulo se da la interpretación física de las novas enanas a partir de la fotometría de Strömgen, se explica por que se rechazaron algunas observaciones y finalmente se trata de interpretar los diagramas color-color de las observaciones restantes. En el apéndice A se presenta una explicación somera de los lóbulos de Roche. En el apéndice B se habla sobre los sistemas fotométricos de Strömgen y su relación con el de Johnson. Finalmente el apéndice C trata un poco sobre el proceso de reducción de los datos.

Capítulo I.

CARACTERES OBSERVACIONALES.

I.1 CLASIFICACIÓN VISUAL.

Aun cuando las estrellas Novas se conocen desde hace cientos de años, no ha sido sino hasta nuestro siglo que se detectaron otro tipo de estrellas variables cuya *curva de luz* (variación del brillo en el tiempo) es similar a la de las Novas. Posteriormente al descubrimiento de estos otros astros, que se enumeran a continuación, se encontró que todos ellos pertenecen a un mismo grupo y son un tipo particular de estrellas binarias interactivas. Entonces se entendió que el aumento y disminución de brillo que se observa en ellas se debe a un fenómeno eruptivo. Dada la violencia de estas erupciones se les ha dado en llamar **variables cataclísmicas** (del griego *kataklysmos*; inundación, catástrofe). Las variables cataclísmicas se clasifican en varios tipos a partir de observaciones visuales, la mayoría de éstas efectuadas por astrónomos aficionados. Los principales tipos son:

NOVAS CLÁSICAS o simplemente Novas .- Se caracterizan por tener cambios de brillo muy grandes, que van de 7 a 20 magnitudes, y por haberseles registrado solamente una erupción. Se ha observado que la **prenova** es un objeto azul (muy caliente) que en muchos casos presenta cambios de brillo pequeños e irregulares. Cuando el objeto erupción (Fig. I.1.1) se observa un aumento de brillo muy rápido, llamado **subida inicial**, que toma alrededor de un día, hasta llegar a aproximadamente 2 magnitudes por debajo del máximo. Enseguida pasa a una etapa muy breve, llamada **premáximo**, en la cual la luminosidad deja de aumentar e incluso puede disminuir un poco, para proseguir con un aumento final hasta llegar al **máximo**. La disminución en magnitud es inicialmente suave, hasta que, aproximadamente 100 días después del máximo, ha perdido alrededor de 3.5 *mag*. A continuación la estrella puede pasar a una etapa de **transición**, con duración de entre 5 y 10 días, durante la cual se presentan variaciones rápidas y cuasi-periódicas con amplitudes de hasta 1 *mag*. Las variaciones van disminuyendo y la luminosidad continua decreciendo, pero ahora de manera más lenta, hasta llegar al estado llamado **postnova**, durante el cual el brillo del objeto es un poco mayor que el que tenía antes de iniciarse la erupción. Todo este ciclo toma alrededor de 100 años.

NOVAS RECURRENTES .- Su comportamiento es muy parecido al de las novas, aunque más breve y moderado: sus erupciones son de menor amplitud (de 4 a 9 *mag*) y se repiten en lapsos de entre 10 y 50 años, y el completar un ciclo les toma cerca de 20 años. Se cree que las Novas Clásicas

también se repiten, sólo que después de más de 10 000 años.

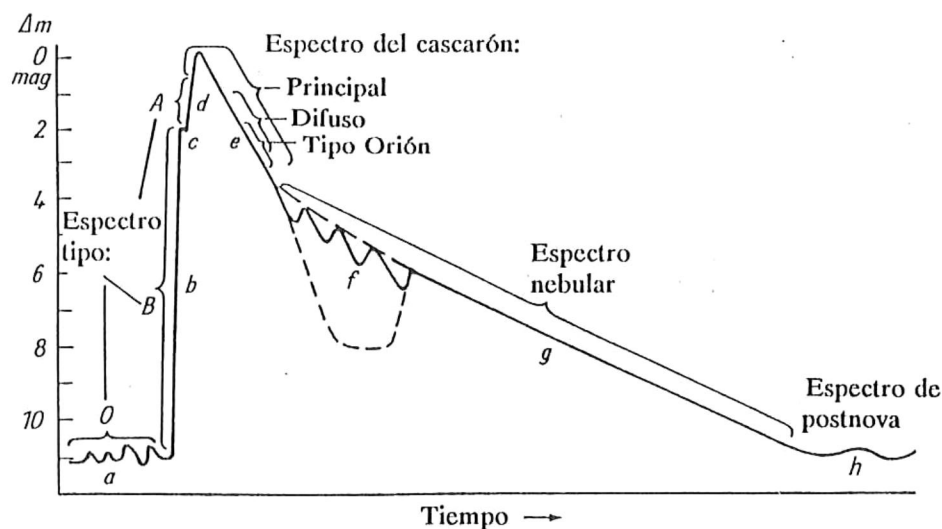


Figura I.1.1.- Curva de luz esquemática de una Nova con indicaciones de sus etapas espectrales: *a* Prenova, *b* subida inicial, *c* premáximo, *d* subida final, *e* caída inicial, *f* etapa de transición, *g* caída final y *h* postnova. Hoffmeister et al. 1985.

NOVAS ENANAS.- Se parecen a las recurrentes pero en escala reducida, tanto en las amplitudes como en los intervalos de variación. Se caracterizan por tener erupciones pequeñas (de 2 a 5 *mag*), cortas (desde algunos días hasta un par de semanas) y frecuentes (repiten después de algunos días, varios meses o hasta algunos años). Las novae enanas se subclasifican en base a objetos prototipo, en:

U Gem.- Este tipo se distingue porque todas sus erupciones tienen aproximadamente la misma amplitud y se repiten de manera cuasi-periódica [Fig. I.1.2 (a)].

Z Cam.- Además de las erupciones normales, los objetos de este tipo suelen permanecer en un estado intermedio, entre el máximo y el mínimo, por períodos largos (algunos días y hasta meses), llamado de **detención** ó "standstill". En la mayoría de los casos la detención se presenta durante el decaimiento posteruptivo y termina paulatinamente hasta llegar al mínimo [Fig. I.1.2 (b)].

SU UMa.- Los objetos de este tipo tienen erupciones normales frecuentes y super-erupciones (alrededor de 1 *mag* más brillantes que las normales). Estas últimas duran más tiempo, son menos frecuentes, se repiten de manera más predecible y son precedidas por un mínimo más prolongado [Fig. I.1.2 (c)].

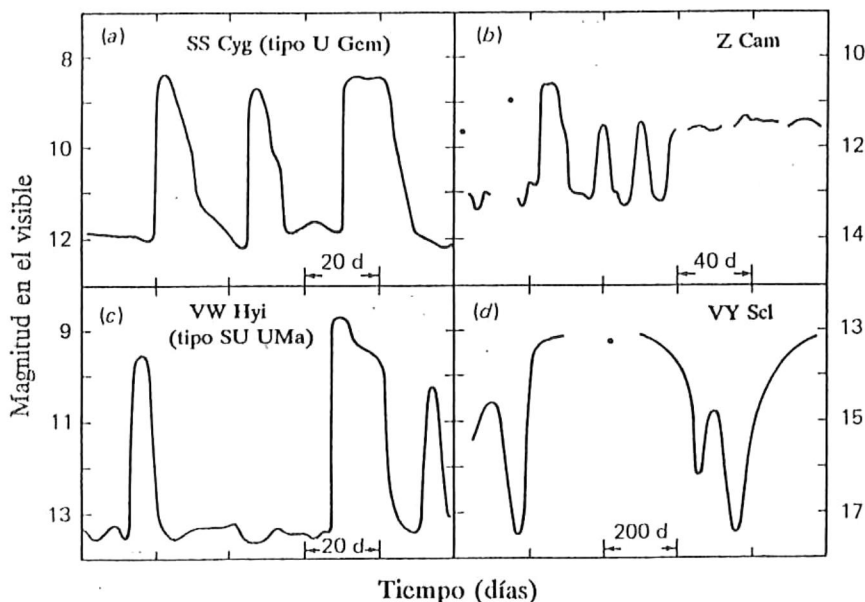


Figura I.1.2.- Variaciones de brillo para los tres tipos de novas enanas y VY Scl. Se grafica la magnitud en el visible como función del tiempo. (a) Tipo U Gem, con sus erupciones largas y cortas. (b) Tipo Z Cam caracterizado por la prolongada detención. (c) Tipo SU UMa, con sus características super-erupciones precedidas y seguidas de erupciones normales. (d) VY Scl, y su comportamiento inverso al de las novas enanas (brillantes la mayor parte del tiempo y débiles ocasionalmente). Pringle y Wade 1985.

OBJETOS TIPO NOVA .- Parecen Novas antes o después de una erupción o novas enanas en erupción. Probablemente sean Novas para las cuales no hay registro histórico de su erupción. Según su comportamiento se subclasifican en:

VY Scl o antinovas enanas .- Son brillantes la mayor parte del tiempo y débiles sólo ocasional e irregularmente. Su luz no está polarizada [Fig. I.1.2 (d)].

UX UMa .- Presentan fluctuaciones de brillo rápidas y de pequeña amplitud, que algunas veces están superpuestas a la curva de luz correspondiente a un eclipse. Es probable que estos objetos sean del tipo Z Cam en un estado muy prolongado de detención. Éste parece ser el caso de TT Ari, que después de 80 años en detención pasó al mínimo en 1980.

AM Her o polares .- Se caracterizan por fluctuar entre dos estados; uno activo y otro inactivo (alrededor de dos magnitudes menos brillante que el activo) los cuales duran desde meses hasta años. Además, se ha detectado que la luz que emiten estos objetos está polarizada, lo cual indica la presencia de un intenso campo magnético.

DQ Her o *polares intermedias* .- Tienen variaciones de brillo pequeñas y con período estable (de alrededor de 45 minutos). Se sabe que DQ Her es una postnova.

I.2 CARACTERES ORBITALES.

Por medio de la fotometría y espectroscopía se ha encontrado que las variables cataclísmicas presentan variaciones periódicas consistentes con la interpretación de que este tipo de astros está formado por dos estrellas orbitando una alrededor de la otra.

Las líneas en emisión y en absorción presentan corrimientos Doppler, por medio de los cuales se pueden inferir velocidades radiales. Desde luego que estas velocidades están sincronizadas con el período orbital; las líneas en emisión se mueven en antifase con las de absorción; cuando aquellas alcanzan su máxima velocidad de acercamiento, éstas adquieren su máxima velocidad de alejamiento. Esto, además de ser una evidencia de binariedad, también indica que están formados por un objeto frío -responsable de las líneas en absorción- y un objeto caliente y extendido -que produce las líneas en emisión-. La figura I.2.1 es un ejemplo de ello.

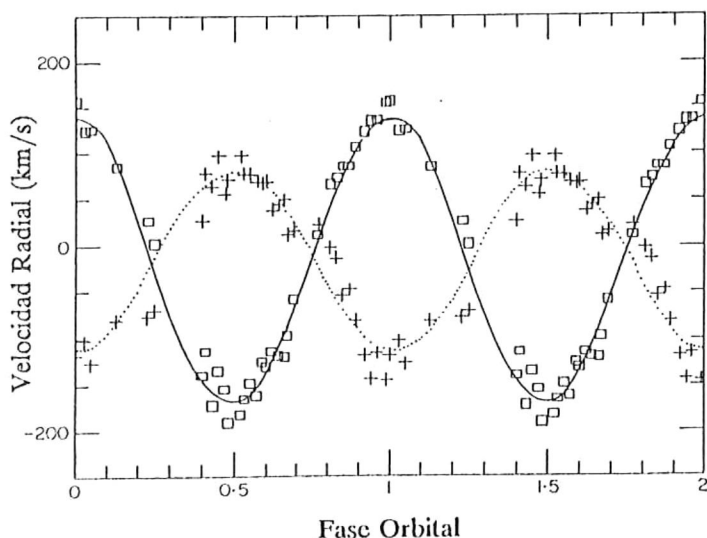


Figura I.2.1 .- Observaciones de velocidad radial de SS Cygni. Los cuadros y la línea continua corresponden a mediciones de las líneas en absorción en tanto que las cruces y la línea punteada son el promedio de las mediciones de las líneas H_{β} y H_{γ} en emisión (Echevarría et al. 1989).

Por medio de la espectroscopía rápida se ha encontrado otro fenómeno correlacionado con el período orbital: en algunos casos se observan líneas en emisión con dos picos, los cuales de alguna manera son eclipsados, primero el pico azul y después el rojo; ésto se repite en sincronía con el

período orbital. En la figura I.2.2 se muestra el caso de OY Carinae.

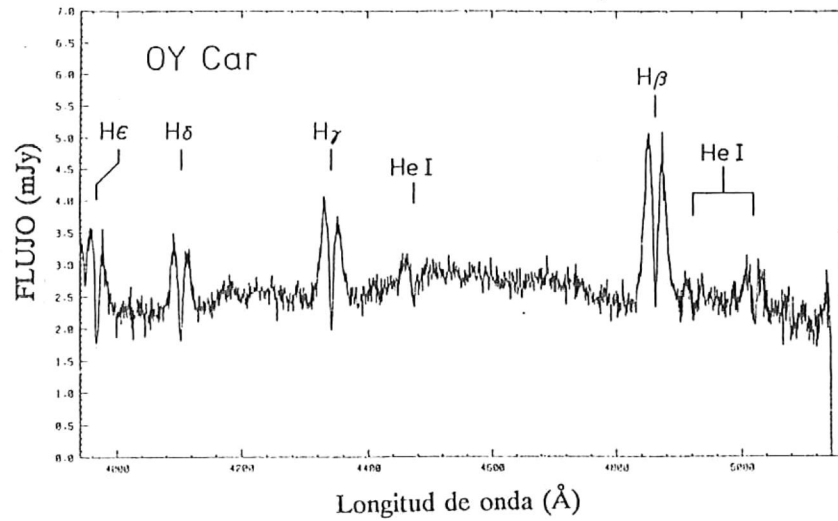


Figura I.2.2.- Espectro en el visible de la nova enana OY Car (tipo SU UMA), que muestra el desdoblamiento de las líneas del hidrógeno y del helio en emisión. Pringle y Wade 1985.

Como se muestra en Figs. I.2.3 y I.2.4, que contienen los datos de las variables cataclísmicas con período orbital conocido, podemos inferir que, a excepción de los objetos tipo AM CVn, no hay variables cataclísmicas con período orbital menor que 1.25 horas. Es interesante hacer notar que existe un hueco entre 2 y 3 horas, cuya interpretación no ha sido posible. Las novae enanas tipo SU UMa tienen períodos orbitales menores que 3 horas. Los objetos tipo AM Her tienen períodos orbitales menores que 4 horas. Los tipo VY Scl tienen períodos orbitales entre 3 y 6 horas. En general no es posible decir, en base al período orbital, a que grupo pertenece un objeto, sobre todo para períodos orbitales entre 3 y 5 horas. Ésto es un indicador de la probable similitud física que hay entre estos objetos.

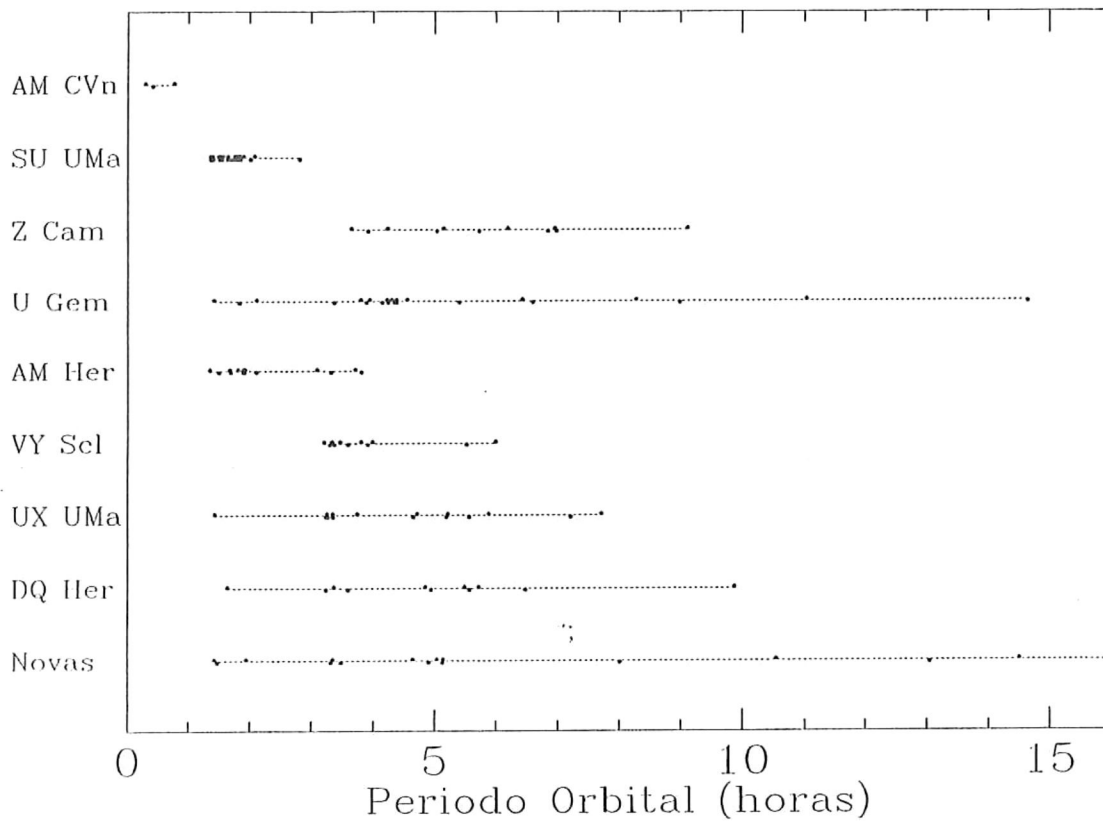


Figura I.2.3 .- Tipos de variables cataclísmicas contra período orbital. Datos tomados de Ritter 1990.

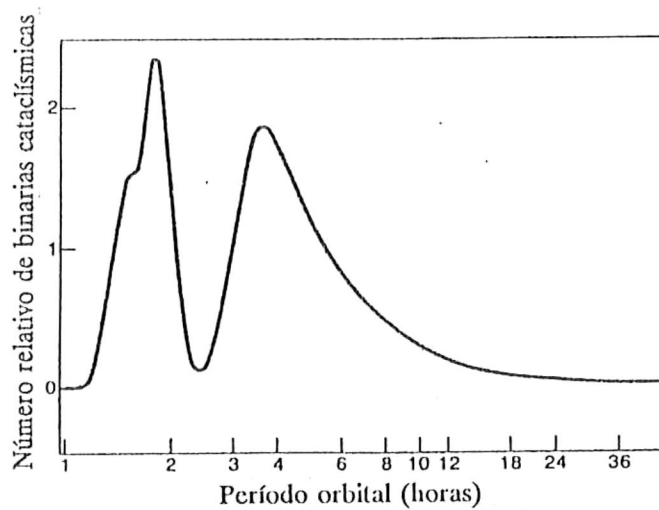


Figura I.2.4 .- Número relativo de variables cataclísmicas contra período orbital, nótese el hueco entre 2 y 3 horas. Webbink 1989.

De la Fig. I.2.6, que presenta a las variables cataclísmicas de cuya componente secundaria se conoce el tipo espectral, y con período orbital medido, se deduce que las estrellas secundarias de estos objetos pertenecen a la secuencia principal (enanas), a excepción de un par de objetos U Gem en los que la estrella secundaria es una gigante. Cuanto menor sea el período orbital, tanto más tardío es el tipo espectral de la estrella secundaria y, por lo tanto, es más pequeña. Además, se puede observar que hay un hueco entre los tipos espectrales K7V y M1V.

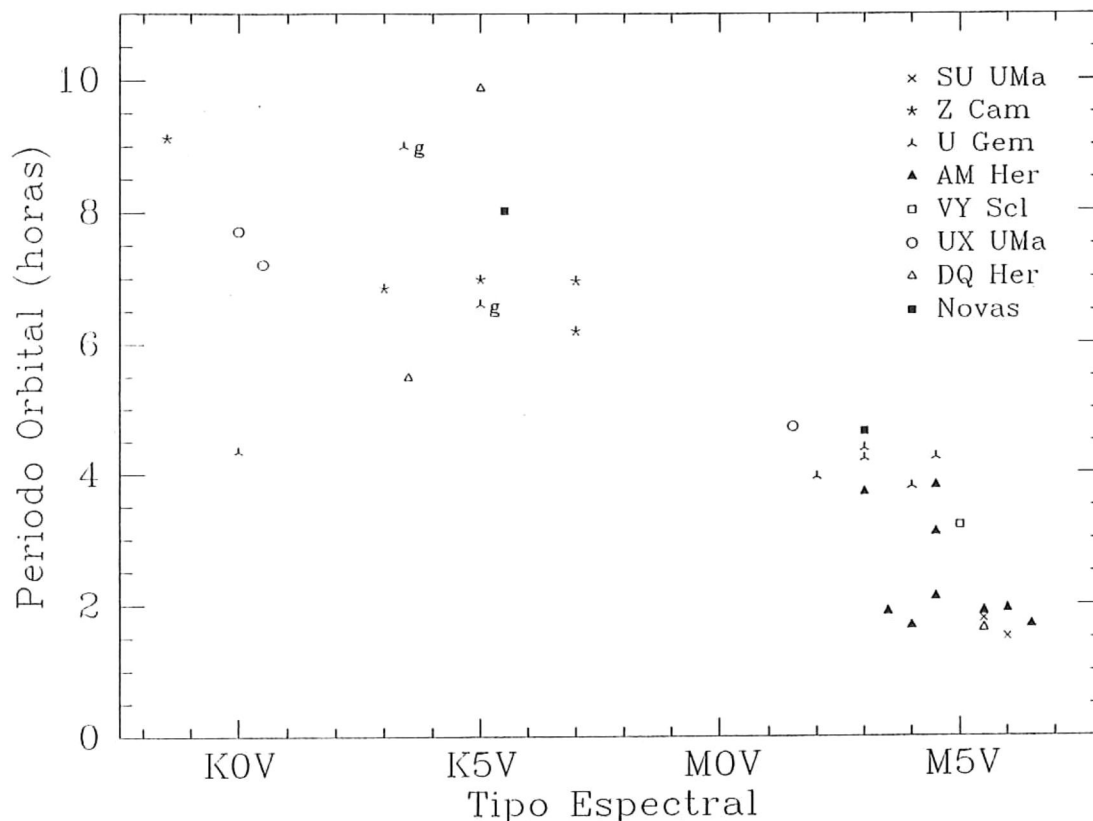


Figura I.2.6 .- Período orbital contra tipo espectral de la estrella secundaria, de las variables cataclísmicas para las cuales estos parámetros son conocidos, datos tomados de Ritter 1990.

A continuación se presenta una tabla con una recopilación de los parámetros físicos más importantes que permiten diferenciar entre las Novas, Novas recurrentes y Novas enanas. ΔM_V es el incremento en magnitud desde el mínimo hasta el máximo, T_{CN} es la duración del ciclo nova (tiempo que permanece por arriba del mínimo), T_{rep} es el tiempo entre erupciones, E_{erup} es la energía disipada en cada erupción, M_1 es la masa de la estrella más compacta, M_2 es la masa de la otra estrella, y TE_2 es el tipo espectral de la última.

	Novas Clásicas	Novas Recurrentes	Novas Enanas
ΔM_V (mag)	7-20	4-9	2-5
T_{CN} (años)	~100	≤ 20	<1
T_{rep} (años)	$\geq 10^5$	10-50	0.03-1.40
E_{erup} (erg)	10^{44} - 10^{45}	10^{43} - 10^{44}	10^{38} - 10^{39}
M_1 (M_{\odot})	0.69-1.29	1.2-1.4	0.18-1.03
M_2 (M_{\odot})	~0.5	2.9-3.7	0.2-0.6
TE_2	<i>K0-K5</i>	<i>gM3</i>	<i>dG5-M5V</i>

Tabla I.2.1.- Parámetros típicos de las variables cataclísmicas.

En lo que resta de este capítulo, analizaremos con algún detalle los caracteres fotométricos y espectroscópicos de las novas enanas.

I.3 CARACTERES FOTOMÉTRICOS DE LAS NOVAS ENANAS.

Por medio de la fotometría rápida se han observado, en muchas de las variables cataclísmicas, variaciones lumínicas de menor amplitud que las observadas anteriormente. Estas variaciones pueden ser agrupadas de la siguiente manera:

- 1) **Fluctuaciones irregulares en brillo**, con amplitudes de hasta una magnitud, distintas a las erupciones mismas, que ocurren en escalas de tiempo de 10 a varios cientos de días.
- 2) **Centelleos rápidos e irregulares**, que suceden en horas o minutos, con amplitudes de décimas de magnitud.
- 3) **Oscilaciones rápidas y coherentes** que se presentan sólo durante las erupciones, con duración de algunas décimas de segundo y amplitudes de 0.001 a 0.04 mag.
- 4) **Variabilidad asociada al movimiento orbital de un sistema binario.**

La mayoría de estas variaciones se pueden observar en la figura I.3.1.

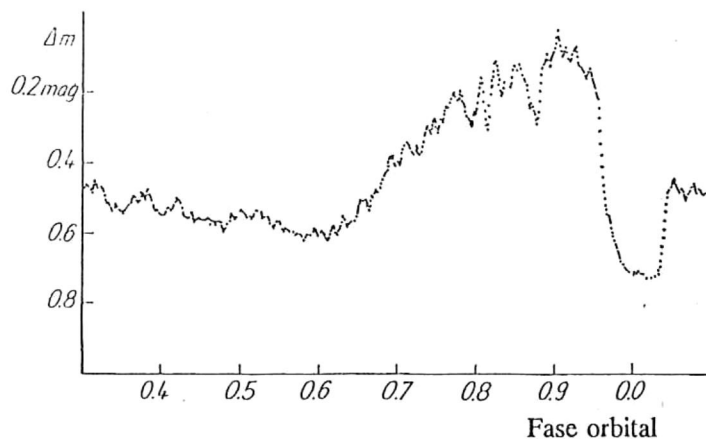


Figura 1.3.1 .- Curva de luz debida al eclipse de la estrella U Gem. Nótese la joroba generada por un objeto brillante y como desaparece el centelleo cuando éste es totalmente eclipsado. Hoffmeister et al. 1985.

En un trabajo antecesor a esta Tesis, Echevarría (1983) describe sus observaciones de novae enanas en el sistema UBVR de Johnson, complementadas con 36 medidas obtenidas de la literatura. Entre otros resultados obtuvo una gráfica de $U-B$ vs $B-V$ (Fig. 1.3.2) donde se nota que hay una clara separación entre las observaciones efectuadas durante el mínimo, representadas por círculos vacíos, y las hechas durante la erupción de los objetos (círculos llenos); éstas últimas tienden a concentrarse alrededor de $B-V \sim 0.0$ y $U-B \sim -0.8$. Es este tipo de resultados, entre otros posibles, los que se buscan encontrar en esta Tesis, pero empleando el sistema $uvby$, H_p de Strömgen.

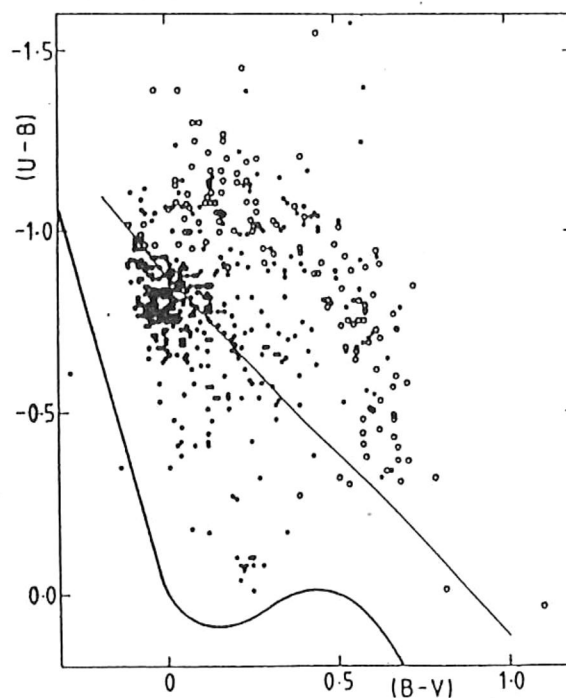


Figura 1.3.2 .- Diagrama color-color de novae enanas, los círculos vacíos representan observaciones durante el mínimo, y los llenos observaciones durante la erupción. La línea recta corresponde a un cuerpo negro y la curvada a la secuencia principal. Echevarría 1983.

I.4 CARACTERES ESPECTRALES DE LAS NOVAS ENANAS.

El espectro de las novae enanas muestra dos tipos de cambios: variaciones periódicas en los desplazamientos Doppler de las líneas espectrales, debidas al movimiento orbital en un sistema binario estrecho, y los complicados cambios espectrales que ocurren durante la erupción.

En el **mínimo** fotométrico, el espectro es similar al de las postnovae y al de las novae recurrentes también en el mínimo, con la diferencia de que el de las últimas corresponde a excitaciones mayores. El espectro de la gran mayoría de las novae enanas (en el mínimo) muestra en emisión las líneas de la serie de Balmer (del hidrógeno) sobre un débil continuo azul. Las líneas, además de ser intensas, son muy anchas (hasta de 20 \AA) y corresponden a velocidades radiales de más de $500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. En estos espectros siempre se observan las líneas del hidrógeno y del helio neutros (H I y He I); algunas veces también se observan líneas de helio una vez ionizado (He II) y de calcio también una vez ionizado (Ca II). Se han reportado líneas de Fe II en unos cuantos objetos. Es difícil detectar líneas débiles en estos objetos ya que, como se acaba de mencionar, las líneas son anchas y su mezcla dificulta la identificación de las más débiles.

Al principio de la **subida**, hacia el máximo, se da un fenómeno llamado *retardo del ultravioleta* en el que inicialmente se observan grandes aumentos en la región visible del espectro mientras que en la región ultravioleta no se presentan cambios sustanciales. Después de varias horas, o hasta un día, la parte ultravioleta comienza un rápido incremento en brillo. Eventualmente el continuo se torna más intenso y las líneas en emisión se tornan, en apariencia, más débiles, ya que su intensidad absoluta no parece cambiar de manera considerable. Finalmente, las líneas en emisión pasan a estar en absorción, siendo relativamente angostas y profundas.

En el **máximo**, las líneas en absorción se hacen más anchas y menos profundas. Algunas veces se detecta la línea $\lambda 4686$ de He II en emisión, así como delgadas líneas en emisión en los centros de las líneas en absorción del hidrógeno.

Conforme el brillo disminuye hacia el mínimo, las líneas en emisión se hacen gradualmente más prominentes y desaparecen las de los elementos más ionizados. En la figura I.4.1 se presenta un ejemplo típico del comportamiento espectral de una nova enana.

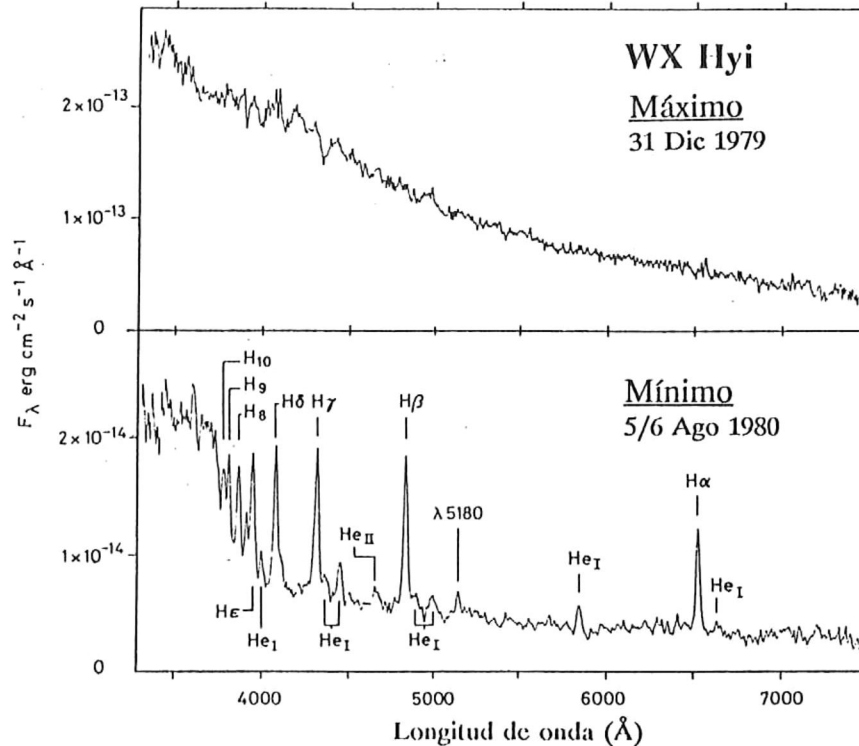


Figura I.4.1.- Espectro en el intervalo visible de la nova enana **WX Hydri** (tipo SU UMa) en distintos estados de su ciclo eruptivo. Se muestran algunas líneas del hidrógeno y del helio durante el estado latente. Estas mismas líneas se encuentran en absorción débil en el espectro tomado durante el máximo. Pringle y Wade 1985.

En la región ultravioleta del espectro de las novae enanas resaltan las intensas líneas de elementos altamente ionizados, especialmente las de C IV, Si IV y N V. Estas líneas (características de gases a alta temperatura ó sujetos a radiación ionizante muy energética) coexisten con las líneas de Mg II (asociadas a bajas temperaturas). En estado estacionario, estas líneas están en emisión; su presencia e intensidad no parecen estar correlacionadas con las del visible, ni de objeto a objeto, ni de observación a observación de la misma estrella. Esto podría indicar que las líneas ultravioletas se generan en una región diferente a aquellas donde se generan las del visible (producidas principalmente por el hidrógeno y el helio). En la Fig. I.4.2 se puede apreciar el espectro ultravioleta de WX Hyi en varios estadios de su erupción. En el máximo, las líneas pasan de estar en emisión a estarlo en absorción, de manera parecida a las del visible. En algunos objetos se ha encontrado la presencia de las mismas líneas tanto en emisión como en absorción. La componente en emisión se encuentra

aproximadamente centrada en la longitud de onda en reposo y la de absorción desplazada hacia longitudes de onda más cortas, correspondientes a velocidades entre 3 000 y 5 000 $km \cdot s^{-1}$. Se cree que estos perfiles tipo *P Cygni* son debidos a un viento de material alejándose del objeto.

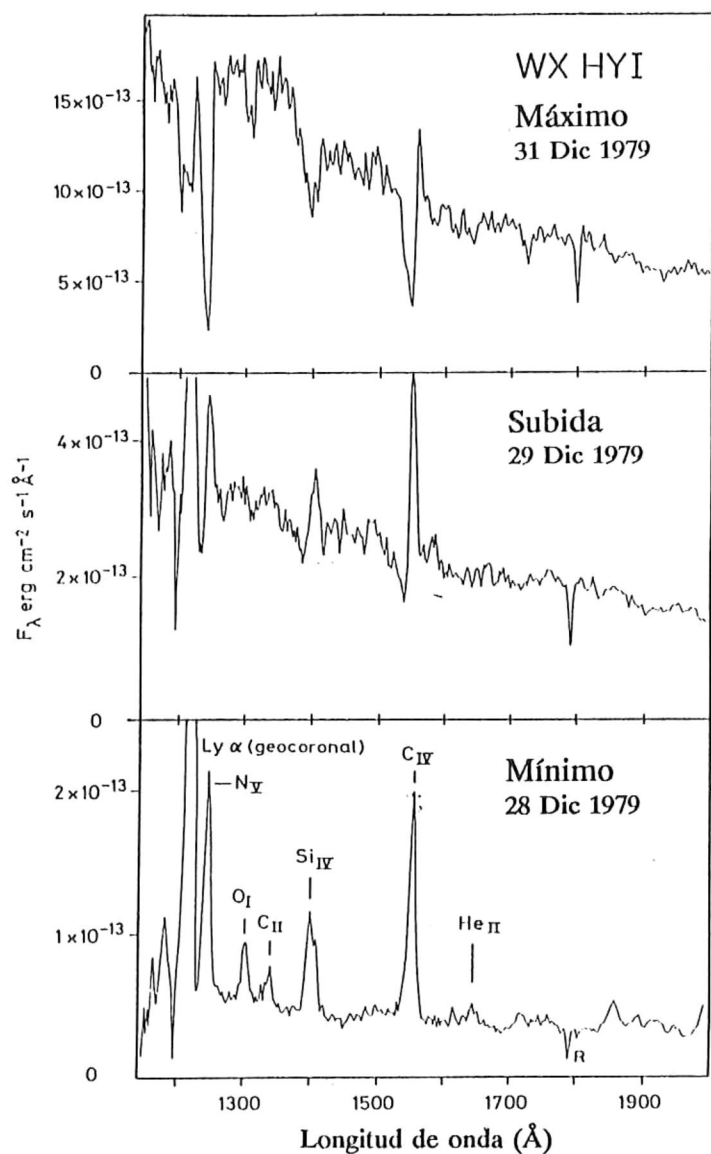


Figura L4.2 .- Espectro en el ultravioleta cercano de WX Hydri en tres estados de su ciclo eruptivo. (a) Máximo, (b) Subida y (c) Mínimo. Se han señalado algunas de las líneas más prominentes. Nótese como las líneas en emisión (en el mínimo) son reemplazadas por líneas en absorción o del tipo *P Cygni* (subida y máximo). Pringle y Wade 1985.

Capítulo II.

EL MODELO CLÁSICO DE LAS NOVAS ENANAS.

II.1 LA BINARIA EN SEMICONTACTO

Según el modelo clásico que trata de explicar los resultados de las observaciones de las novas enanas, este tipo de objetos son sistemas estelares binarios integrados por una estrella caliente y compacta, llamada **primaria**, y otra menos evolucionada y más fría, llamada **secundaria**. Esta última llena su lóbulo de Roche (véase al apéndice A), por lo que pierde material a través del punto Lagrangiano interno hacia la primaria, formándose un **chorro de gas** que entra en órbita alrededor de la estrella primaria, de tal manera que se origina un **disco de acreción**. Si la primaria es una estrella magnética compacta, el material es guiado por el campo y en vez de un disco se forma una **columna de acreción**. También se genera una región de choque turbulento donde el chorro se impacta contra el disco o contra la columna de acreción, formandose una **mancha brillante**. Una representación esquemática de este modelo se puede apreciar en la Fig. II.1.1.

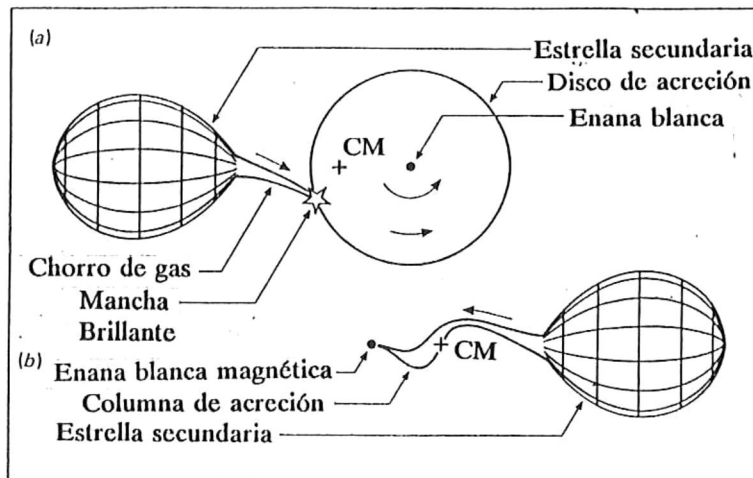


Figura II.1.1.- Modelos clásicos de novas enanas. (a) Un sistema con disco de acreción; las estrellas giran en sentido directo alrededor del centro de masa. (b) Un sistema con columna de acreción (enana blanca con intenso campo magnético); la columna de acreción no se encuentra necesariamente sobre el plano de la figura. En ambos casos, la enana blanca es tres veces más masiva que la estrella secundaria. Pringle y Wade 1985.

Las dos estrellas contribuyen al espectro del sistema con sus respectivos espectros, parecidos cada uno a los de estrellas similares pero aisladas. El disco emite radiación caracterizada por un amplio intervalo de temperaturas y, dependiendo de si el gas que lo forma es opaco o parcialmente transparente, dicha radiación tendrá un espectro continuo, o de líneas en emisión, o una mezcla de ambos (Fig. II.1.2). Tanto el chorro de gas como la mancha brillante generan radiación caracterizada por líneas en emisión.

Hay otras regiones que también podrían contribuir a la formación del espectro de las novae enanas, tales como la frontera interna del disco de acreción, que puede radiar tanta energía como el disco mismo, pues se genera en una región muy cercana a la estrella primaria. Además, es posible que haya gas caliente y tenue llenando el lóbulo de Roche de la estrella primaria, generado por el viento estelar emanado de la misma, cuya radiación estaría caracterizada por líneas en emisión. También podría contribuir al espectro el gas caliente localizado entre y alrededor de las dos estrellas del sistema, que en presencia de campo magnético puede dar origen a radiación continua en radio frecuencias y a líneas en emisión en el visible.

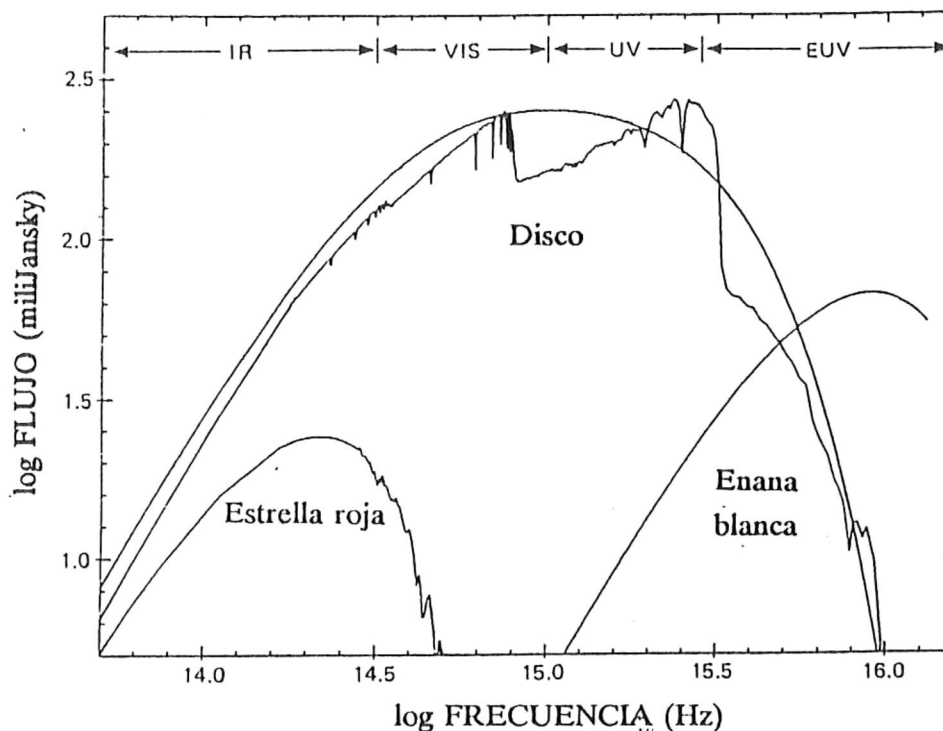


Figura II.1.2 .- Las contribuciones al espectro de los distintos componentes de una nova enana. Se supone que el sistema está formado por: a) una enana blanca con $M_1 = 0.8 M_{\odot}$, $r_1 = 7 \times 10^8 \text{ cm}$; b) una estrella roja de tipo espectral K7 con $M_2 = 0.57 M_{\odot}$, $r_2 = 0.6 R_{\odot}$ y c) un disco con temperaturas entre 5 500 y 55 000 K. Para este caso se supone una tasa de acreción de $4 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{año}$. La curva suave del disco se obtiene si se supone que éste radiara como un cuerpo negro y la otra si radiara como una atmósfera estelar. Pringle y Wade 1985.

II.2 FORMACIÓN DEL DISCO DE ACRECIÓN.

Las estrellas del sistema binario inicial se encuentran por completo separadas entre sí. En el curso de su evolución, la estrella secundaria aumenta su radio (o la separación entre las estrellas puede disminuir debido a la pérdida de momento angular, consecuencia de la pérdida de masa por viento estelar o por radiación). Eventualmente la estrella secundaria llena su lóbulo de Roche y transfiere material a la compañera. Aun cuando la fuerza de gravedad desaparece en la región del punto lagrangiano interno, el gas se expande hacia el volumen de menor densidad que hay en el otro lóbulo y se genera un chorro de gas (Fig. II.2.1). Para que la formación del disco sea posible, la energía cinética del chorro de gas debe de ser lo suficientemente pequeña como para permitir ser capturado por el campo gravitacional de la primaria, y su momento angular debe ser lo suficientemente grande como para prevenir su caída directa.

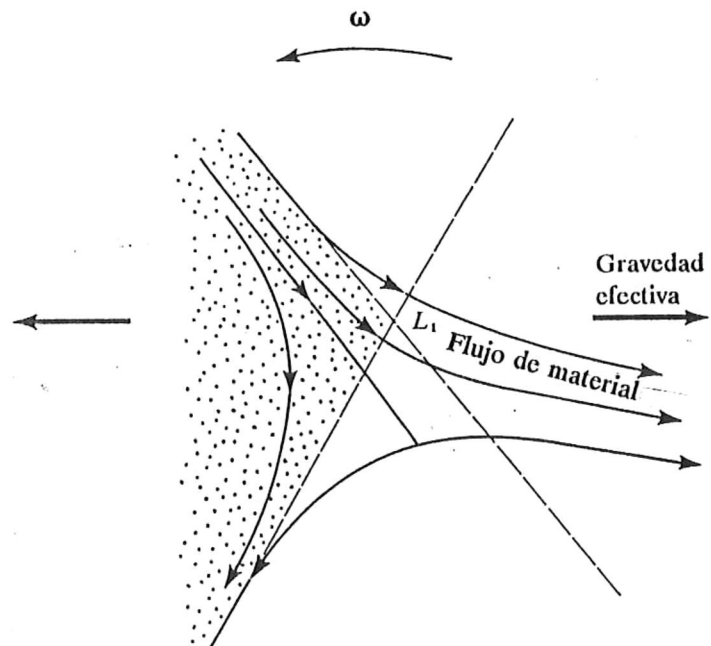


Figura II.2.1 .- Transferencia de masa en sistemas en semicontacto. El gas del lóbulo de la izquierda tiende a expandirse hacia el "vacío" del lado derecho. Ya que la fuerza de gravedad desaparece en L_1 , el gas no puede ser retenido y se genera un chorro de gas dirigido hacia el lóbulo de la derecha. La fuerza de coriolis, debida a la rotación del sistema, devuelve una fracción del gas. Shu 1982.

Para que se lleve a cabo la formación del disco de acreción, el sistema debe pasar por las siguientes etapas (Fig. II.2.2):

- a) El chorro de material proveniente de la estrella secundaria no choca contra la primaria directamente, sino que la mayor parte de él se mueve en una órbita muy excéntrica para después golpear al mismo chorro.

- b) Se forma una región de choque que no puede modificar el flujo supersónico del chorro, pero que cambia el flujo hacia una órbita circular con el mismo momento angular, con respecto al objeto compacto, que el chorro incidente.
- c) Se expande el anillo debido a fuerzas viscosas, transportando gran parte del material hacia la estrella primaria y una parte menor hacia afuera, para conservar el momento angular.
- d) La expansión hacia afuera continúa hasta alcanzar un radio, cercano al lóbulo de Roche de la primaria, donde las interacciones de marea con la compañera sustraen el momento angular transportado hacia afuera del disco, retroalimentando el material hacia el disco. A la vez la expansión interna del disco continúa, hasta alcanzar a la estrella o a la superficie magnetosférica de la misma.

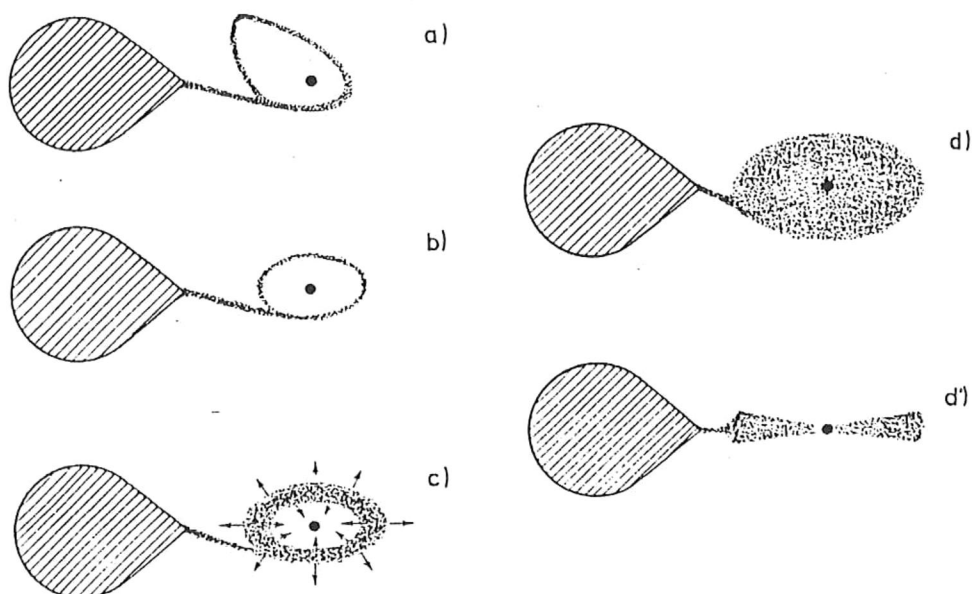


Figura II.2.2 .- Representación esquemática de la formación de un disco de acreción: a) chorro de gas inicial, b) formación de un anillo, c) el anillo se expande, d) se forma un disco y d') vista de canto. Verbunt 1982.

II.3 MECANISMOS DE ERUPCIÓN EN NOVAS ENANAS.

Hay varias teorías que tratan de explicar las erupciones observadas en las novae enanas. A continuación se presentan algunas de las más aceptadas.

Inestabilidades dinámicas cuasi-periódicas en la fotosfera de la estrella secundaria que ocasionalmente producen aumentos repentinos en la tasa de transferencia de masa. Durante estos eventos, las capas más externas de la secundaria son removidas, provocándose un gran aumento en la luminosidad (Bath 1972). Sin embargo, hay observaciones espectroscópicas recientes que contradicen esta teoría.

Fusión termonuclear intermitente del material (muy rico en hidrógeno) al acumularse sobre la superficie de la enana blanca. La explosión no es lo suficientemente intensa como para eyectar material del sistema. El material empujado como resultado de la explosión es frenado por el disco, el cual se calienta debido a esto. En contraste con las novae (explosiones violentas a intervalos largos), hay erupciones débiles en intervalos cortos debido a que las novae enanas tienen una estructura diferente a las novae (Starrfield et al. 1974).

Variaciones cuasi-periódicas en la densidad de masa del disco (y por lo tanto en la luminosidad), debidas a inestabilidades en la transferencia de masa de la estrella secundaria (Bath et al. 1974).

El disco de gas absorbe y re-emite energía mecánica y óptica originada en la estrella primaria (Nather y Robinson 1974).

Inestabilidades cuasi-periódicas en el disco mismo. En esta hipótesis las erupciones son responsables de disparar cambios cíclicos y repentinos en la viscosidad de las partes externas del disco (Meyer y Meyer-Hofmeister 1983).

II.4 EXPLICACIÓN DE LA EVIDENCIA OBSERVACIONAL.

Hay varios indicios de observación que ratifican la existencia de discos de acreción en las novae enanas. Algunos de ellos son los siguientes:

Del comportamiento de la curva de luz de los eclipses en novae enanas se puede inferir que hay una fuente de radiación luminosa de espectro continuo trasladándose alrededor de la enana blanca (disco de acreción) que se extiende hasta un radio comparable al lóbulo de Roche de ésta. Tal fuente tiene una distribución de temperaturas, siendo más fría en la periferia y caliente en las cercanías de la enana blanca. En la Fig II.4.1 se presenta un modelo que explica este fenómeno.

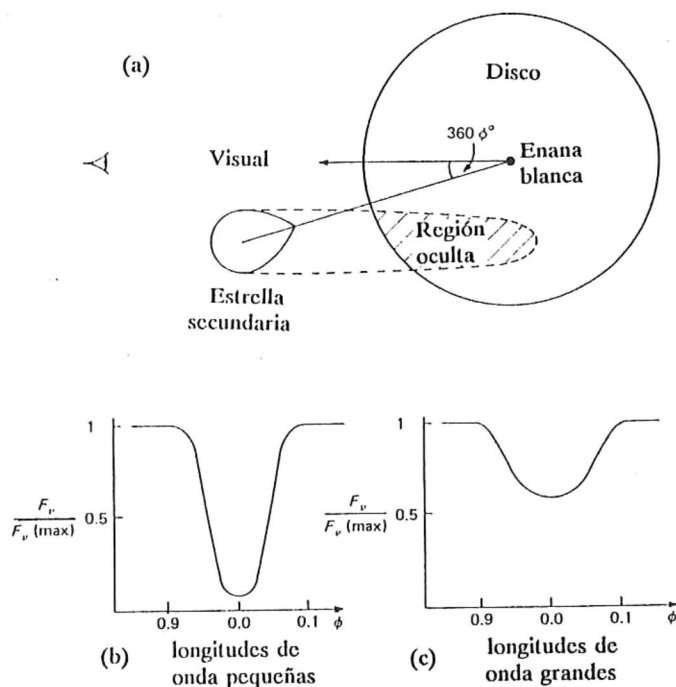
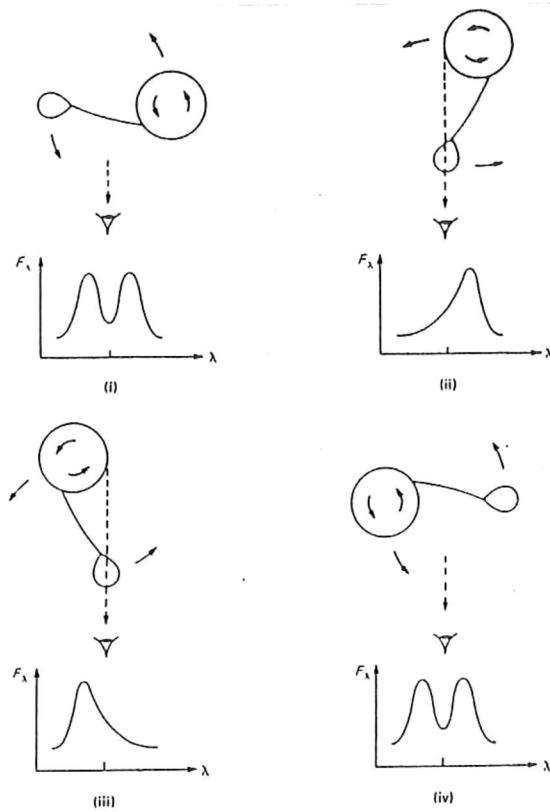


Figura II.4.1.- (a) Geometría de un eclipse en un sistema binario con un disco de acreción. Debido al marcado gradiente radial de temperaturas en el disco, las curvas de luz predichas para diferentes longitudes de onda son muy distintas, en este caso profundas y angostas para longitudes de onda cortas (b) y poco profundas y anchas en longitud de onda grandes (c). Frank et al. 1985.

Son muy comunes las líneas en emisión ensanchadas por efecto Doppler con intensidades correspondientes a las velocidades orbitales esperadas en el disco. Estas líneas algunas veces se observan dobles debido a las contribuciones de los dos lados del disco, tal y como se explica en la Fig II.4.2.

En DQ Her los cambios de fase, dependientes de la longitud de onda, no solamente permiten determinar las velocidades orbitales en el disco, sino que también indican que el disco y la estrella rotan en el mismo sentido (Chanan et al. 1978).

Figura II.4.2 .- Doble línea en emisión debida a un eclipse en una nova enana. La parte del disco que avanza hacia el observador es eclipsada primero (ii), produciendo la desaparición de la componente azul de la línea. Conforme el eclipse continúa, este lado del disco emerge y el otro es eclipsado; (iii) y como consecuencia reaparece la componente azul y desaparece la roja. En (i) y (iv) la línea aparece doble debido al movimiento circular del lóbulo de la primaria. No se muestran los corrimientos debidos a la rotación sobre el centro de masa. Frank et al. 1985.



Del comportamiento de los eclipses en algunos objetos, se hace evidente la presencia de una mancha brillante en cierta región de la periferia del disco de acreción (Fig. II.4.3).

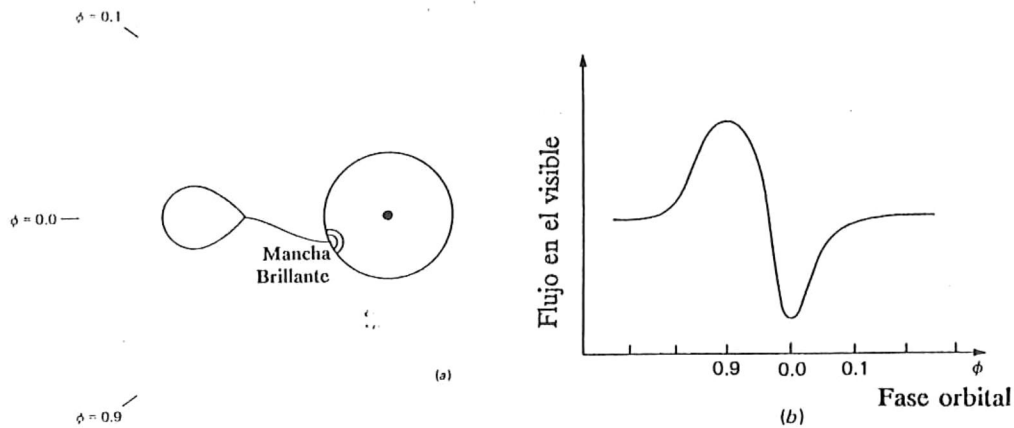


Figura II.4.3 .- La mancha brillante en las novas enanas. (a) geometría de la órbita, (b) curva de luz de un sistema eclipsante. Frank et al. 1985.

Como se ha dicho, y en base a las observaciones acumuladas, se ha encontrado que las novas enanas son un tipo de estrellas binarias, que forman parte de la familia de las variables cataclísmicas, donde la estrella primaria es una enana blanca y la secundaria una de secuencia principal o una gigante. En la siguiente tabla se presenta el tipo de componentes estelares y los sistemas a los cuales están relacionados.

ESTRELLA PRIMARIA		ESTRELLA SECUNDARIA			
		Secuencia Principal	Gigante	Enana Blanca	Estrella de Neutrones
Secuencia Principal		Binarias Eclipsantes Clásicas		-	-
Enana Blanca	Campo magnético intenso	AM Her Novas (?)	Estrellas simbióticas (Z And, novas muy lentas, novas recurrentes)	Estrellas AM CVn	-
	Campo magnético débil	Novas Clásicas y Enanas			
Estrella de Neutrones	Campo magnético intenso	Pulsares de rayos X de baja masa	Pulsares Masivos de rayos X, Simbióticas de rayos X (V2116 Oph)	KT TrA y 4U 1915-05 (?)	Pulsar Binario (PRS 1913+16)
	Campo magnético débil	Ráfagas de rayos X			
Objeto masivo compacto (>3 masas solares)		?	Cyg X-1 (V1357 Cyg)	?	?

Tabla II.4.I.- Variables cataclísmicas según sus componentes. Hoffmeister et al. 1985.

Capítulo III.

DISCOS DE ACRECIÓN.

III.1 LA ACRECIÓN COMO FUENTE DE ENERGÍA.

La acreción, como fuente de energía, fue por primera vez reconocida en el estudio de sistemas binarios, especialmente en binarias con emisión de rayos X. Estos sistemas siguen siendo el área de estudio más activa sobre el tema de los procesos de acreción, debido a que, por su naturaleza, los sistemas binarios son los que permiten extraer más información sobre los parámetros físicos que en ellos imperan (tales como las masas y las dimensiones), en contraste con los casos de otros objetos astronómicos. La importancia de la acreción es aún mayor cuando se considera que la mayoría de las estrellas son miembros de un sistema binario que en alguna fase de su evolución pasan por etapas de transferencia de masa.

El estudio detallado de los sistemas binarios interactuantes ha revelado la importancia del momento angular en la acreción. En muchos de los casos el material transferido no puede llegar a la estrella acretante hasta que no se deshace de la mayor parte de su momento angular. Esto causa la formación de discos mediante los que, de manera muy eficiente, se convierte energía gravitacional en radiación electromagnética. Esta propiedad hace de los discos de acreción buenos candidatos para explicar los cuasares y los núcleos galácticos activos.

Algunos de los caracteres generales de las fuentes más brillantes de rayos X ($L_x > 10^{36} \text{ erg}\cdot\text{s}^{-1}$) en nuestra galaxia y en la mayoría de las variables cataclísmicas pueden ser entendidos a partir de principios fundamentales del modelo de acreción de material sobre un objeto compacto. En las variables cataclísmicas el objeto compacto es una enana blanca ($R \sim 10^4 \text{ km}$), en las binarias de rayos X se trata de una estrella de neutrones o, tal vez, de un hoyo negro ($R \sim 10 \text{ km}$). La luminosidad esperada en estos objetos, por efecto de la acreción, está dada por

$$L = \frac{GM}{R} \dot{m} ; \quad (\text{III.1.1})$$

donde M es la masa del objeto compacto y \dot{m} la tasa de transferencia de masa. En el caso de acreción hacia un hoyo negro o hacia una estrella de neutrones, esta luminosidad corresponde a buena parte de la masa en reposo del material acretado.

Para tasas de transferencia de masa típicas ($\dot{m} \sim 10^{-8}-10^{-10} M_{\odot}/\text{año}$), se tiene de la ecuación anterior que $L \sim 10^{34}-10^{35} \text{ erg}\cdot\text{s}^{-1}$ en el caso de enanas blancas, y $L \sim 10^{36}-10^{38} \text{ erg}\cdot\text{s}^{-1}$ para estrellas de neutrones y hoyos negros.

Lo compacto del objeto receptor de masa permite la generación de radiación correspondiente a altas temperaturas. Cuando la energía de acreción se haya completamente termalizada (radiación distribuida sobre la función de Plank), la ley de Stefan ($L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{ef}}^4$) predice que las luminosidades dadas anteriormente implican las siguientes temperaturas: $T_{\text{ef}} \sim 10^5 \text{ K}$ ($\sim 10 \text{ eV}$) para enanas blancas, y $T_{\text{ef}} \sim 10^7 \text{ K}$ ($\sim 10 \text{ keV}$) para estrellas de neutrones y hoyos negros, ésto si se supone que la región emisora es comparable en tamaño al objeto compacto.

Pueden haber temperaturas características más altas si el objeto posee un campo magnético lo suficientemente fuerte como para desviar el material acretado hacia sus polos. Para los campos magnéticos más fuertes observados ($\sim 10^8 \text{ G}$ en la superficie de una enana blanca; $\sim 10^{12} \text{ G}$ en la superficie de una estrellas de neutrones) que pueden guiar el flujo de material a un área pequeña de la superficie de la estrella, se produce una superficie radiante efectiva muy pequeña y una T_{ef} un orden de magnitud mayor que en los casos mencionados en el párrafo anterior. Las temperaturas características pueden ser aún mayores si la termalización es incompleta. Sin embargo hay un límite máximo, dado por:

$$kT_{\text{máx}} \sim \frac{GM}{R} m_p, \quad (\text{III.1.2})$$

lo cual es válido si toda la energía de la partícula acretada se convierte en un solo fotón. Ésto conduce a: $T_{\text{máx}} \sim 10^9 \text{ K}$ ($\sim 100 \text{ keV}$) para enanas blancas, y $T_{\text{máx}} \sim 10^{12} \text{ K}$ ($\sim 100 \text{ MeV}$) para estrellas de neutrones u hoyos negros.

Tan altas temperaturas, necesarias para emitir las grandes luminosidades observadas en los objetos compactos, implican una fuerte emisión ultravioleta en el caso de las enanas blancas y una gran producción de rayos X por parte de las estrellas de neutrones y de los hoyos negros. Sin embargo, los argumentos anteriores muestran que los rayos X duros (de alta frecuencia), observados en enanas blancas, y la presencia de abundantes fotones con energía del orden de 100 keV en el espectro de Cyg X-1, sólo pueden ser explicados por medio de modelos de acreción si se involucra la existencia

de procesos no térmicos.

Pueden ocurrir variaciones de flujo en escalas de tiempo tan bajas como el período kepleriano de rotación cerca de la superficie del objeto compacto, igual al período de pulsación del objeto compacto:

$$\tau \sim \left(\frac{GM}{R^3} \right)^{-1/2}; \quad (\text{III.1.3})$$

cuyo valor es ~ 1 s para el caso de estrellas enanas blancas y $\sim 10^{-4}$ s para las estrellas de neutrones o de los hoyos negros.

III.2 EL MODELO DE LYNDEN-BELL.

Hemos visto que el material proveniente de la secundaria orbita a la primaria (debido a su alto momento angular) en vez de ser acretado directamente. Estos elementos del gas permanecerán en la misma órbita a menos que haya fuerzas viscosas, en cuyo caso gran parte del material seguirá una trayectoria en forma de espiral hacia la primaria, mientras que parte del material se desplazará hacia órbitas más altas, llevándose gran parte del momento angular.

En estado estacionario el flujo de masa, \dot{m} , permanece constante en todo el disco. El flujo de energía es función del radio, r , y está dado por (Shakura y Sunyaev 1973)

$$Q(r) = \frac{3GM_1\dot{m}}{8\pi r^3} \left[1 - \left(\frac{r_1}{r} \right)^{1/2} \right]; \quad (\text{III.2.1})$$

donde M_1 es la masa del objeto central (primaria) y r_1 es el radio más interno, última órbita estable, del disco (igual al radio de la primaria).

Si cada elemento del disco radía como un cuerpo negro a temperatura $T(r)$ (disco ópticamente grueso) entonces el flujo emergente a la frecuencia ν estará dado por la función de Plank

$$B_\nu[T(r)] = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right]^{-1}, \quad (\text{III.2.2})$$

ya que el flujo emergente integrado sobre todas las frecuencias está dado por la ley de Stefan-Boltzmann,

$$Q(r) = \sigma T(r)^4, \quad (\text{III.2.3})$$

donde σ es la constante de Stefan-Boltzmann. Al sustituir esta ecuación en (III.2.1) se obtiene la estructura de la temperatura:

$$T(r) = \left(\frac{3GM_1\dot{m}}{8\pi\sigma r^3} \left[1 - \left(\frac{r_1}{r} \right)^{1/2} \right] \right)^{1/4}. \quad (\text{III.2.4})$$

Si $r \gg r_1$, la ecuación anterior puede reducirse a la aproximación

$$T(r) = T_0 \left(\frac{r}{r_1} \right)^{-3/4}; \quad (\text{III.2.5})$$

donde T_0 esta dada por

$$T_0 = \left(\frac{3GM_1\dot{m}}{8\pi\sigma r_1^3} \right)^{1/4}. \quad (\text{III.2.6})$$

Esta aproximación no toma en cuenta el efecto de la atmósfera del disco al redistribuir la radiación sobre la frecuencia ν , por lo tanto, no representa bien el espectro detallado del disco, especialmente en aquellos intervalos de frecuencia donde la opacidad de la atmósfera varía muy rápidamente en función de la frecuencia.

Para un observador a distancia D , cuya visual forma un ángulo θ con respecto a la normal al plano del disco, el flujo a frecuencia ν del disco estará dado por

$$F_\nu = \frac{2\pi\cos\theta}{D^2} \int_{r_1}^{r_{\text{ext}}} I_\nu r \, dr, \quad (\text{III.2.7})$$

ya que un anillo entre r y $r+dr$ sustituye un ángulo sólido $2\pi r dr \cos\theta/D^2$, donde r_{ext} es el radio externo del disco.

Al suponer que la radiación es de cuerpo negro, (III.2.2), tenemos que

$$F_\nu = \frac{4\pi h\nu^3 \cos\theta}{c^2 D^2} \int_{r_1}^{r_{\text{ext}}} \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} r \, dr. \quad (\text{III.2.8})$$

La figura III.2.1 muestra el espectro dado por esta última ecuación.

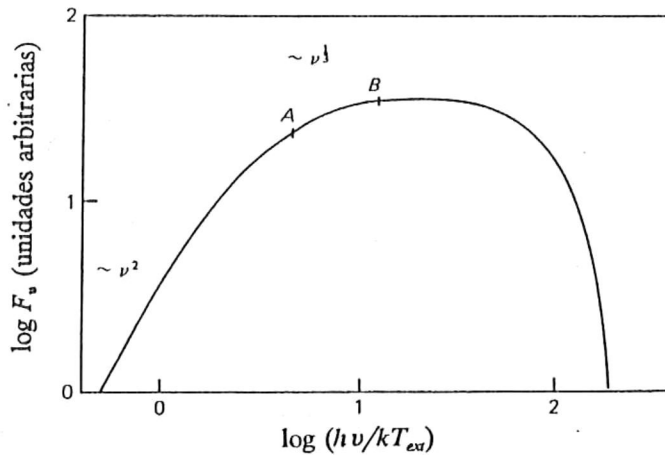


Figura III.2.1 .- El espectro continuo de un disco de acreción estacionario y ópticamente grueso, que radía como un cuerpo negro. En éste caso $r_{ext} = 250 r_J$. Nótese el tamaño relativo de la sección que va como $\nu^{1/3}$. Frank et al. 1985.

La forma de esta curva se puede deducir de la ecuación analizando ciertos intervalos:

- 1.- Para $\nu < kT(r_{ext})/h$ la función de Plank toma la forma de la de Rayleigh-Jeans ($2kT\nu^2/c^2$); por lo tanto, al evaluar (III.2.8) se encuentra que $F_\nu \propto \nu^2$.
- 2.- Para $\nu > kT_0/h$ la función de Plank toma la forma de la de Wien ($2h\nu^3 c^2 \exp(-h\nu/kT)$); la integral es dominada por las partes más calientes del disco ($T \sim T_0$) y el espectro integrado es exponencial.
- 3.- Para frecuencias intermedias tales que $kT(r_{ext})/h < \nu < kT_0/h$ hacemos el siguiente cambio de variable:

$$x = \frac{h\nu}{kT(r)} \sim \frac{h\nu}{kT(r_1)} \left(\frac{r}{r_1} \right)^{-3/4}, \quad (\text{III.2.9})$$

por lo cual (III.2.8) puede ser expresada como:

$$F_\nu \propto \nu^{1/3} \int_0^\infty \frac{x^{5/3}}{e^x - 1} dx \propto \nu^{1/3}, \quad (\text{III.2.10})$$

ya que el límite superior en la integral es $h\nu/kT(r_{ext}) > 1$ y el límite inferior es $h\nu/kT_0 < 1$.

El espectro integrado, F_ν , es como el de un cuerpo negro 'estirado'; la parte plana $F_\nu \propto \nu^{1/3}$ es considerada algunas veces como el espectro característico del disco. A menos que $T(r_{ext})$ sea apreciablemente menor que T_0 , esta parte de la curva puede ser muy corta y el espectro no muy distinto al de un cuerpo negro.

Un aspecto importante de estos resultados es que F_v es independiente de la viscosidad del disco. Ésto como consecuencia de las suposiciones de estado estacionario y de cuerpo negro. Ya que ambas suposiciones son válidas para algunos sistemas, se esperaría que el espectro especificado por la ecuaciones anteriores dieran al menos una primera aproximación al espectro observado para algunos sistemas, de la misma manera que un cuerpo negro nos da una aproximación del espectro de una estrella.

III.3 EL MODELO DE Mayo-Wickramasinghe-Whelan.

Para determinar el espectro emergente en un disco estacionario y ópticamente grueso, Mayo, Wickramasinghe y Whelan (1980) usaron la distribución de temperatura dada por (III.2.5) y una estructura de temperatura-profundidad óptica dada por la aproximación de Eddington:

$$T(\tau_{est}) = \frac{3}{4} T_e \left(\tau_{est} + \frac{2}{3} \right), \quad (III.3.1)$$

donde τ_{est} es tomada en dos longitudes de onda estándar ($\lambda_{est} = 4\,000 \text{ \AA}$ para $T > 10\,000 \text{ K}$ y $\lambda_{est} = 5\,000 \text{ \AA}$ para $T < 10\,000 \text{ K}$). La profundidad óptica se determina usando la dependencia total, en todas las frecuencias, de las opacidades continuas a partir de:

$$\frac{\partial \tau_\nu}{\partial \tau_{est}} = \frac{\chi_\nu}{\chi_{est}}. \quad (III.3.2)$$

Después se agregan las fuentes más importantes de opacidad en el continuo (H , H^- , H_2^- , He , He^- y He^+) y la dispersión por electrones libres para H , H_2 y He .

A continuación se muestra la distribución de radiación continua para el *modelo b1* en función del ángulo de inclinación.

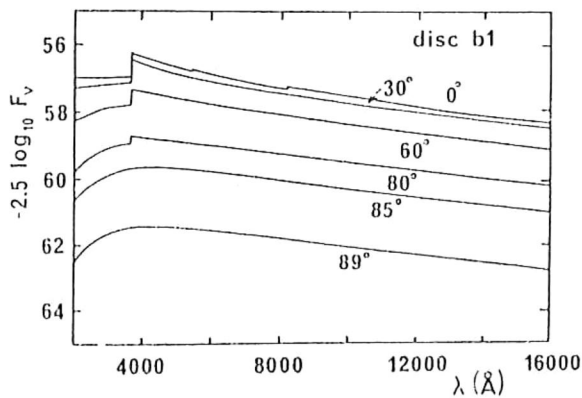


Figura III.2.1.- Espectro continuo para un disco de acreción, según el modelo b1 de Mayo, Wickramasinghe y Whelan (1980), para varios ángulos de inclinación. Se usaron los siguientes parámetros: $M_1 = 1 M_\odot$, $r_1 = 10^9 \text{ cm}$, $\dot{m} = 0.6 \times 10^{16} \text{ g s}^{-1}$ y $r_{est} = 0.44 \times 10^{10} \text{ cm}$.

III.4 EL MODELO de Williams-Tylenda.

Williams (1980) y Tylenda (1981) calcularon el flujo emergente para discos estacionarios dejando a la profundidad óptica como un parámetro libre, en vez de suponer *a priori* que el disco es ópticamente grueso en todas partes.

El disco es considerado como finito y de grosor óptico τ_v , y el flujo de radiación es

$$F_v = B_v(T) [1 - 2E_3(\tau_v)] , \quad (\text{III.4.1})$$

donde E_3 es la función integro-exponencial de tercer orden (Mihalas 1978)

$$E_n = \int_1^\infty t^{-n} e^{-xt} dt = x^{n-1} \int_x^\infty t^{-n} e^{-t} dt . \quad (\text{III.4.2})$$

El proceso de absorción incluye transiciones libre-libre y ligado-libre de H, H⁻, He y He⁺. La solución iterativa de las ecuaciones de la sección III.1 junto con las tres ecuaciones anteriores muestran que bajo ciertas condiciones la profundidad óptica es pequeña en el continuo. Para flujos de masa lo suficientemente pequeños, las partes más externas del disco son ópticamente delgadas en el continuo. La figura muestra la distribución de flujo calculada por Tylenda para varios discos de diferente flujo de masa. Nótese la aparición del salto de Balmer cuando el flujo de masa disminuye.

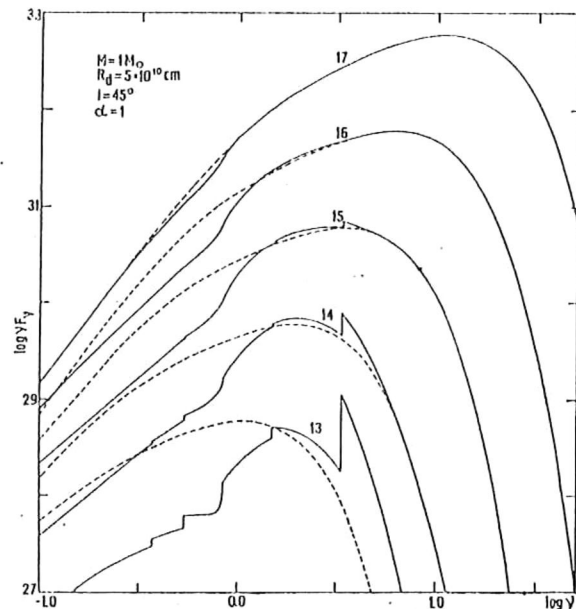


Figura III.4.1.- Distribución del flujo, calculado por Tylenda (1981), para un disco con distintas tasas de acreción (dado en $\log \dot{m} \text{ g s}^{-1}$). Las curvas punteadas son aproximaciones para un cuerpo negro.

Capítulo IV.

LAS OBSERVACIONES.

IV.1 OBJETOS EN EL PROGRAMA DE OBSERVACIÓN.

La adquisición de los datos fue llevada a cabo durante temporadas de observación efectuadas en enero, febrero y julio de 1986. Se escogieron ciertas novas enanas conocidas y algunos objetos que estaban reportados como posibles novas enanas, procurando que no fueran muy débiles y que pudieran ser observados no muy lejos del cenit.

Las observaciones se efectuaron con el fotómetro de seis canales (u , v , b , y , $H_{\rho n}$ y $H_{\rho w}$), mejor conocido como Fotómetro Danés. Éste tiene una lente acromática $f/6$ con distancia focal de $402mm$, una rejilla de difracción de 1200 rayas/ mm y utiliza fotomultiplicadores del tipo EMI 9789QA con cátodos bialcalinos. Se utilizó el telescopio de $1.5 m$ del Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir.

Con el Fotómetro Danés se puede observar simultáneamente en las cuatro bandas del sistema de Strömngren (u , v , b , y), o en las dos bandas del índice H_{ρ} ($H_{\rho n}$ y $H_{\rho w}$). Los de Strömngren se obtienen limitando los intervalos espectrales correspondientes con aperturas físicas en el plano focal del espectro producido por la rejilla de difracción y, además, mediante filtros de banda intermedia; las aperturas cortan las "colas" de la respuesta de los filtros cuando la transmisión de éstos cae como a 10%. Las dos bandas en H_{ρ} , la angosta y la ancha, se obtienen con un espejo semireflejante que desvía 90% de la luz hacia el filtro angosto $H_{\rho n}$ y el 10% restante al filtro ancho $H_{\rho w}$.

En la tabla IV.1.I se presentan los parámetros físicos de las novas enanas observadas. Las coordenadas están dadas para la época 2000.0. La tercera columna se refiere al tipo de objeto con las siguientes equivalencias: UG (U Gem), ZC (Z Cam), SU (SU UMa), DQ (DQ Her), NL (Tipo Nova), y XS (fuente de rayos X). P.Orb., la cuarta columna, es el período orbital en días. Las magnitudes son las V del sistema de Johnson; Mag1 es el máximo brillo en el *mínimo*, Mag2 es el mínimo brillo en el *mínimo*, Mag3 es el máximo brillo en el *máximo*, Mag4 es el brillo en *detención* para los objetos tipo Z Cam y el brillo en el *supermáximo* para los objetos tipo SU UMa. En la séptima columna se anota el tipo espectral de la estrella secundaria para los casos en que se ha podido determinar. q ($=M_1/M_2$) es el cociente de masas que se menciona en el apéndice A, i es la inclinación de la órbita con respecto a la visual, y M_1 y M_2 son las masas de las estrellas primaria y secundaria

respectivamente. Las referencias son: 1.- Catálogo de Ritter (1990) 2.- Catálogo UBVRI de Echevarría (1984), 3.- Echevarría (comunicación privada), 4.- Echevarría y Jones (1983).

Objeto	Asc. Recta Declinación	Tipo	P. Orb. (D/aa)	Mag1' Mag2'	Mag3 Mag4	T. Esp. secund.	q	l	M ₁	M ₂	Refs.
DX And	23 29 46.2 43 44 04	UG		16.4	10.9						3,4
UU Aql	19 57 18.5 -09 19 21	UG	0.1405:	16.1 16.7	11.0						1
VZ Aqr	21 30 24.1 -02 59 17	UG		16.5 18.4							3
FS Aur	05 47 48.3 28 35 11	UG	0.059:	16.2	14.4						1
SS Aur	06 13 22.4 47 44 26	UG	0.1828	14.5 14.8	10.5		2.80 1.00	38 16	1.08 0.40	0.39 0.20	1
TT Boo	14 57 44.7 40 43 41	SU	0.077:	<15.6	12.7						1
SV Cmi	07 31 08.4 05 58 49	ZC		16.3	13.0 14.9						2,3
YZ Cnc	08 10 56.6 28 08 36	SU,XS	0.0868	14.1 15.5	11.9 10.5		4.50	38 3	0.85 0.05	0.17	1
EM Cyg	19 38 40.0 30 30 28	ZC,XS	0.2909	13.3 14.4	12.5 12.9	K5/V	0.75 0.09	63 10	0.57 0.08	0.76 0.08	1
EY Cyg	19 54 40.7 32 21 55	UG	0.1814:	15.5	11.4	K0/V					1
SS Cyg	21 42 43.2 43 35 08	UG,XS	0.2751	11.4 12.1	8.2	K5/V	1.72 0.05	37 5	1.20 0.10	0.71 0.06	1
U Gem	07 55 05.3 22 00 06	UG,XS	0.1769	14.0 15.2	9.1	M4.5/V	2.11 0.01	70 1	1.12 0.13	0.53 0.06	1
IR Gem	06 47 34.3 28 06 23	SU	0.0684	16.3 17.0	11.7 11.2						1
ÅH Her	16 44 09.9 25 15 01	ZC,XS	0.2581	13.9 14.7	11.3 12.:	K2-M0/V	1.25 0.08	46 3	0.95 0.10	0.76 0.08	1
AG Hya	09 50 29.8 -23 45 17	UG		16.0	14.3						3
EX Hya	12 52 24.4 -29 14 56	NL,DQ,XS	0.0682	13.0 14.1	10.0	M5.5/V:	6.00 1.30	78 1	0.78 0.17	0.13 0.01	1
AY Lyr	18 44 26.6 37 59 52	SU,XS	0.0734	18.5	13.2 12.3						1
CY Lyr	18 52 39.7 26 45 13	UG		17.0	13.3						3
CN Ori	05 52 07.8 -05 25 01	ZC	0.1632	14.2 16.3	11.9 12.8		1.70 0.40	67 3	0.94 0.25	0.56 0.02	1
CZ Ori	06 16 43.2 15 24 11	ZC		16.3	11.8						3,4
RU Peg	22 14 02.5 12 42 11	UG,XS	0.3746	12.7 13.1	9.0	K2-3/V	1.29 0.20	33 5	1.21 0.19	0.94 0.04	1
TZ Per	02 13 52.6 58 22 51	ZC		15.6	11.9 13.4						2,3,4
BV Pup	07 49 05.3 -23 34 00	UG	0.225:	15.4	13.0						1
BX Pup	07 54 15.6 -24 19 36	ZC		15.7	13.8						2,3
UY Pup	07 46 31.2 -12 57 09	ZC		16.8	13.0						3
UZ Ser	18 11 24.6 -14 55 34	UG	0.1730	15.5 16.0	11.9						1
TW Vir	11 45 21.1 -04 26 05	UG,XS	0.1827	15.8 16.3	12.1	M2-4/V	2.30 0.60	43 13	0.91 0.25	0.40 0.02	1

Tabla IV.1.L.- Parámetros físicos de las novae enanas observadas.

En las tablas IV.1.II y IV.1.III se presentan las estrellas patrón utilizadas durante los períodos de enero-febrero y julio, respectivamente. Las referencias son: 1.- Crawford et al. 1971, 2.- Olsen 1983 y 3.- Crawford et al. 1966.

Nombre	V	$b-y$	m_1	c_1	β	T. E.	Refs.
HR 1662	6.17	0.397	0.186	0.349	2.588	G1/IV	2,3
HR 1861	5.34	-0.077	0.074	-0.002	2.612	B1/IV	1
HR 2622	6.29	0.358	0.194	0.401	2.609	G0/IV	2,3
HR 2835	6.54	0.324	0.123	0.356	2.610	F6/V	2,3
HR 4657A	6.12	0.317	0.117	0.334	2.622	F5/V	2,3

Tabla IV.1.II.- Estrellas patrón para las temporadas de enero y febrero.

Nombre	V	$b-y$	m_1	c_1	β	T. E.	Refs.
HR 5270	6.21	0.633	0.092	0.467	2.540	G0/VI	2,3
HR 5930	6.12	0.187	0.125	0.722	2.743	A2/III	2
HR 6189	6.35	0.323	0.127	0.402	2.613	F3/V	2
HR 6467	6.35	0.294	0.118	0.434	2.656	F4/V	2,3
HR 6577	6.12	0.382	0.151	0.573	2.626	F6/III	2,3
HR 6924	6.52	-0.029	0.096	0.353	2.692	B3/V	1
HR 7551	6.44	0.211	-0.045	-0.034	2.558	B0.5/II	1
HR 8455	6.18	0.446	0.212	0.326	2.545	G0/V	2,3
HR 8800	6.66	0.013	0.061	0.196	2.639	B2/V	2
HR 8899	6.69	0.327	0.120	0.405	2.640	F4/V	2,3
HR 9088	5.75	0.432	0.175	0.235	2.562	G3/V	2,3

Tabla IV.1.III.- Estrellas patrón para la temporada de julio.

En las tablas IV.1.IV y IV.1.V se muestran los datos, ya reducidos (véase el apéndice C), que se obtuvieron durante las tres temporadas. Se dan la magnitud V y los índices ($b-y$), m_1 , c_1 y β (véase el apéndice B). En las siguientes cinco columnas se dan las desviaciones estándar de las mediciones correspondientes. En las últimas tres columnas se tiene la fecha de observación, el tiempo total de integración en segundos y el estado eruptivo en que se encontraba el objeto al ser observado (m=Mínimo, S=Subida, M=Máximo, B=Bajada y D=Detención), estimado por medio de las observaciones de los astrónomos aficionados (Mattei 1986) y comparando las magnitudes V observadas

con las magnitudes dadas en la tabla IV.1.I.

OBJETO	V	b-y	m_l	c_l	β	σ_V	σ_{b-y}	σ_{m_l}	σ_{c_l}	σ_β	Fecha	TIn	Edo
DX And	15.00	.6031	.1906	-.1737	2.24	.01	.0927	.0517	.0808	.03	13JUL86	240	m
UU Aql	16.52	.4292	-.2887	-.2875	1.67	.12	.1134	.1030	.0761	.03	13JUL86	420	m
VZ Aqr	12.80	.0383	.0608	.1844	2.60	.01	.0045	.0081	.0048	.02	12JUL86	240	B
FS Aur	15.94	.3429	-.1922	-.4099	1.95	.05	.0579	.0952	.0834	.06	11ENE86	180	m
SS Aur	14.97 10.99 11.11	.1473 .0177 .0170	-.0225 .0976 .1084	-.4582 .0515 -.0371	1.75	.06 .01 .01	.0502 .0087 .0163	.0827 .0129 .0237	.0399 .0109 .0051	.09	10ENE86 06FEB86 10FEB86	60 40 60	m S M
SV CMI	13.04	.0449	.0882	.0642	2.51	.01	.0112	.0197	.0166	.02	11ENE86	180	M
YZ Cnc	13.47 15.17 12.13	.1314 .2117 .0057	-.0216 .0787 .1800	-.0804 -.5482 .2799	2.22	.01 .02 .01	.0365 .0745 .0149	.0653 .0460 .0222	.0452 .0284 .0195	.04	10ENE86 06FEB86 07FEB86	60 20 40	m m S
EM Cyg	13.16	.2918	.0836	-.1911	2.36	.01	.0042	.0111	.0089	.02	11JUL86	240	m
EY Cyg	14.79	.5303	.1390	.1219	2.46	.02	.0151	.0190	.0115	.02	11JUL86	480	m
SS Cyg	11.70	.5351	-.1317	-.4370	2.03	.01	.0072	.0104	.0076	.01	09JUL86	90	m
U Gem	14.19 14.59 13.84	.2409 .3158 .2943	-.0731 -.1173 -.1444	-.2441 -.3944 -.2113	2.09	.01 .01 .03	.0097 .0723 .0439	.0399 .1017 .0666	.0470 .0147 .0543	.05	10ENE86 05FEB86 10FEB86	60 40 40	m m m
IR Gem	12.79	.0090	.0979	.2945	2.66	.01	.0067	.0138	.0118	.01	11ENE86	180	S
AI Her	12.55 12.77	.1174 .1488	.0781 .0211	-.0690 -.0146	2.44 2.41	.01 .01	.0053 .0052	.0091 .0055	.0067 .0065	.01 .01	09JUL86 10JUL86	60 240	D D
AG Hya	14.27	-.0130	.2050	.0527	2.46	.01	.0099	.0349	.0562	.04	11ENE86	180	S
EX Hya	13.95	.1659	-.0928	-.0973	2.22	.03	.0223	.0492	.0707	.02	09ENE86	40	m
AY Lyr	13.20	.0109	.1267	.1194	2.65	.01	.0062	.0081	.0101	.02	09JUL86	120	M
CY Lyr	13.81 13.75	.1647 .1167	.0580 .0609	.2642 .0886	2.52 2.53	.01 .03	.0157 .0329	.0193 .0289	.0131 .0056	.02 .03	09JUL86 10JUL86	120 240	S M
CN Ori	14.10 12.91 12.66	.1206 .0596 .0404	.1170 .1202 .1395	.2139 .1564 .1483	2.76	.01 .02 .02	.0155 .0240 .0192	.0206 .0357 .0264	.0156 .0312 .0089	.04	12ENE86 06FEB86 10FEB86	180 40 60	S D D
CZ Ori	12.80 12.61	.0719 .0817	.0661 .0784	.0536 .0434	2.53	.01 .01	.0099 .0109	.0090 .0412	.0069 .0418	.02	11ENE86 07FEB86	180 40	B M
RU Peg	12.81	.5275	.1048	-.2315	2.23	.01	.0081	.0162	.0162	.02	10JUL86	240	m
TZ Per	14.42	.4287	-.1250	-.0691	2.24	.02	.0331	.0373	.0257	.03	12JUL86	240	m
BV Pup	13.99	.0583	.1437	.2594	2.28	.02	.0315	.0492	.0259	.10	11ENE86	180	S
BX Pup	13.82	.0783	.0510	.0489	2.54	.01	.0108	.0219	.0211	.07	12ENE86	180	D
UY Pup	15.50	.4666	-.3279	.0530	2.12	.07	.0968	.1588	.0930	.12	11ENE86	180	m
UZ Ser	16.23	.1680	.0838	-.1796	2.43	.17	.1616	.1838	.0887	.07	11JUL86	480	m
TW Vir	13.12	.0444	.0498	.0381	2.49	.02	.0291	.0405	.0076	.02	09ENE86	40	B

Tabla IV.1.IV .- Objetos observados.

OBJETO	V	b-y	m _l	c _l	β	σ_V	σ_{b-y}	σ_{m_l}	σ_{c_l}	σ_β	Fecha	TIn	Edo
TT Boo	15.22	.2878	-.0611	.3756	2.60	.03	.0519	.0718	.0671	.17	10ENE86	180	m
V630 Cyg	15.31	.7099	.6018	.8522	2.58	.02	.0386	.0152	.2004	.04	11JUL86	240	m
V433 Her	15.84	.4372	.2968	.4715	2.73	.03	.0168	.0345	.1437	.03	10JUL86	240	m
V699 Oph	16.44	.7653	.3226	.1826	2.43	.08	.0805	.1358	.1744	.13	11JUL86	720	m
V1063 Oph	12.42	.8942	.6337	.3480	2.58	.01	.0046	.0077	.0248	.01	12JUL86	240	M

Tabla IV.1.V.- Objetos observados y posteriormente rechazados.

Capítulo V.

INTERPRETACIÓN DE LOS DATOS.

V.1 INTERPRETACIÓN FÍSICA DE LAS NOVAS ENANAS A PARTIR DE LA FOTOMETRÍA DE STRÖMGREN.

El estudio de los diferentes índices de color en el sistema de Strömgen (véase el apéndice B) nos puede dar información sobre el estado físico en que se encuentra el disco de acreción así como, en muchos casos, información sobre los parámetros físicos de la estrella secundaria. Los filtros diseñados en el sistema de Strömgen nos permiten comparar pequeñas regiones del espectro de los objetos tal y como se puede apreciar en la figura V.1.1 en la que se muestra como un ejemplo típico, los espectros en el máximo y en el mínimo de la nova enana WX Hyi.

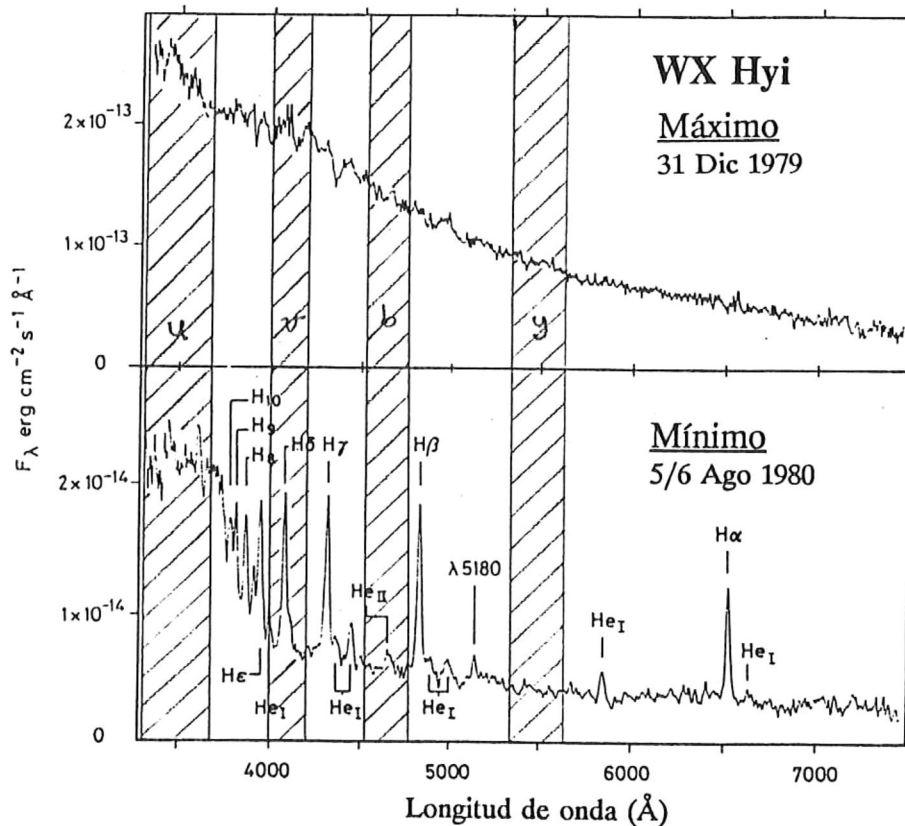


Figura V.1.1.- Filtros del sistema uvby y espectros de WX Hyi. Pringle y Wade 1985.

Las barras sombreadas corresponden a los intervalos espectrales cubiertos con los filtros uvby, puede notarse que el filtro y nos dá básicamente una medida del continuo ya que en este y otros objetos no existen líneas intensas (en emisión o en absorción) en esta región espectral. En menor

medida ésto también es cierto para el filtro **b**, salvo para aquellos objetos de alta excitación en los cuales las líneas del HeII pueden ser muy intensas. Ésto podría ser de importancia para los objetos tipo nova o los objetos AM Her, en los cuales la línea $\lambda 4686$ del HeII puede llegar a ser aún más intensa que la línea H_{β} . Por otro lado el filtro **v** nos proporciona, en gran medida, la intensidad de la línea H_{δ} y su continuo adyacente mientras que el filtro **u** es básicamente una medida de la parte ultravioleta del salto de Balmer.

Bajo estas condiciones el índice c_1 continua siendo, como en el caso de las estrellas normales, una medida del salto de Balmer en emisión o en absorción, mientras que el índice m_1 no corresponde a una medida de la metalicidad sino a una combinación de la intensidad de H_{δ} y de la presencia del continuo de la estrella secundaria (de tipo espectral tardío). Para el caso de aquellas variables cataclísmicas de período orbital corto, en las cuales la estrella secundaria no es visible, el índice **b-y** representa una medida de la temperatura del disco de acreción, mientras que en las novae enanas de período orbital mayor también es una medida de la contribución del continuo de dichas estrellas secundarias. El índice β , por otro lado, nos permite distinguir entre los objetos en el mínimo donde el disco de acreción presenta líneas de Balmer muy intensas en emisión y el máximo donde las líneas de Balmer se presentan en absorción. Como mostraremos a continuación este análisis no solo nos permite distinguir entre los distintos estados eruptivos sino que también nos permite confirmar o rechazar a candidatos reportados como variables cataclísmicas.

V.2 OBSERVACIONES RECHAZADAS.

En la Fig. V.2.1 se muestra el diagrama $[c_1], [m_1]$. La línea sólida corresponde a estrellas de la secuencia principal (Olsen 1984 y Crawford 1975a, 1975b, 1978 y 1979). Aunque estos índices, "libres de enrojecimiento" son válidos únicamente para estrellas, y no pueden ser usados para novae enanas, nos permiten identificar precisamente objetos reportados como novae enanas y que no lo son, así como determinar errores de identificación.

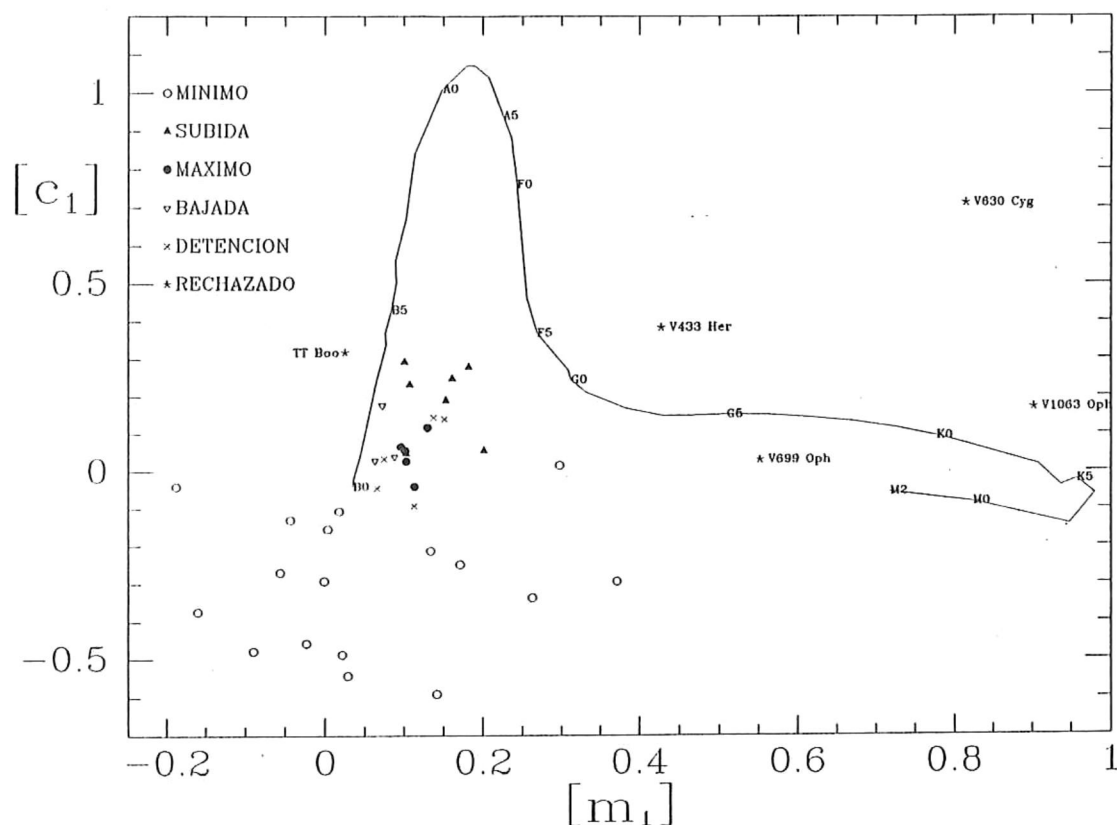


Figura V.2.1 .- Diagrama $[c_1], [m_1]$.

Puede observarse que hay una clara separación entre las estrellas de secuencia principal y las novae enanas en el mínimo y aún entre los otros estados eruptivos y estrellas de tipo espectral mayor que B5. Los objetos en el máximo tienden a acumularse en una pequeña región alrededor de $[m_1] \approx 0.1$ y $[c_1] \approx 0$. Hay una serie de observaciones que caen en regiones correspondientes a estrellas "normales". En el caso de TT Boo, que cae en una región correspondiente a una estrella gigante azul, se trata de una identificación errónea; lo cual fue confirmado al revisar su carta de identificación. V699 Oph,

V433 Her, V630 Cyg y V1063 Oph caen en regiones correspondientes a una estrella de tipo espectral M con líneas en emisión, a una gigante amarilla, a una supergigante roja y a una enana roja respectivamente. No descartamos que estas estrellas sean variables, pero definitivamente no presentan características de novas enanas. Tampoco descartamos los errores de identificación ya que estos objetos son muy débiles y las regiones del cielo en que se encuentran están densamente pobladas.

En la figura V.2.2 se muestra el diagrama β , $b-y$. La línea punteada $\beta=2.5$ separa la región en que H_β se encuentra en emisión de aquella en que se encuentra en absorción. También se muestra la línea donde las intensidades en b y y son iguales; hay que mencionar que $I_b > I_y$ hacia la izquierda de esta línea. Podemos notar que, a excepción de V699 Oph, todos los objetos rechazados tienen H_β en absorción. Ésto sugiere de nuevo que se trata de estrellas "normales" de tipo espectral tardío.

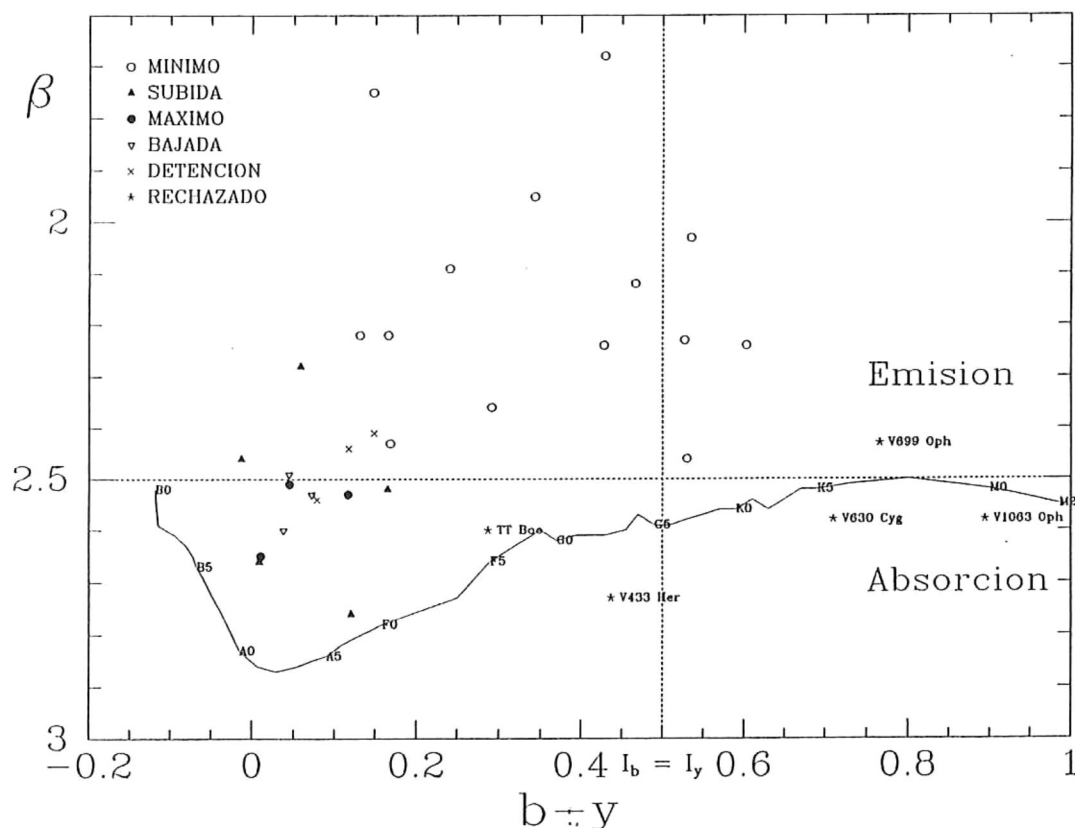


Figura V.2.2 .- Diagrama β , $b-y$.

V.3 DIAGRAMAS COLOR-COLOR DE NOVAS ENANAS.

Ya que la mayoría de las novas enanas se encuentran relativamente cerca, se espera que el enrojecimiento interestelar no afecte los colores de estos objetos. Por lo tanto en los siguientes diagramas no se corrige por extinción interestelar.

El diagrama $u-v, b-y$ (Fig. V.3.1) es equivalente al $U-B, B-V$ del sistema Johnson y coincide con los resultados obtenidos por Echevarría (1983) (véase la sección I.3). Como ya se mencionó anteriormente, $u-v$ mide básicamente el tamaño del salto de Balmer para un espectro en el máximo y el mismo salto junto con la línea H_α en el mínimo. En $b-y$ tenemos un indicador de la temperatura de estos objetos.

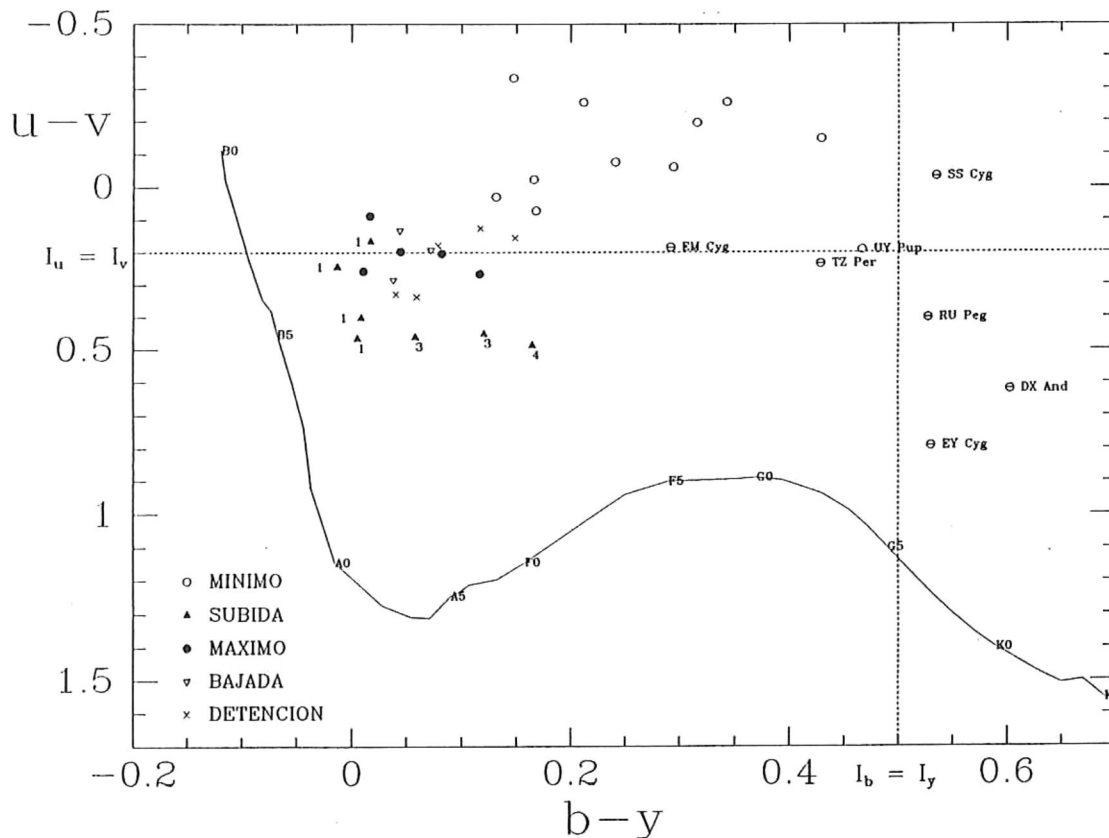
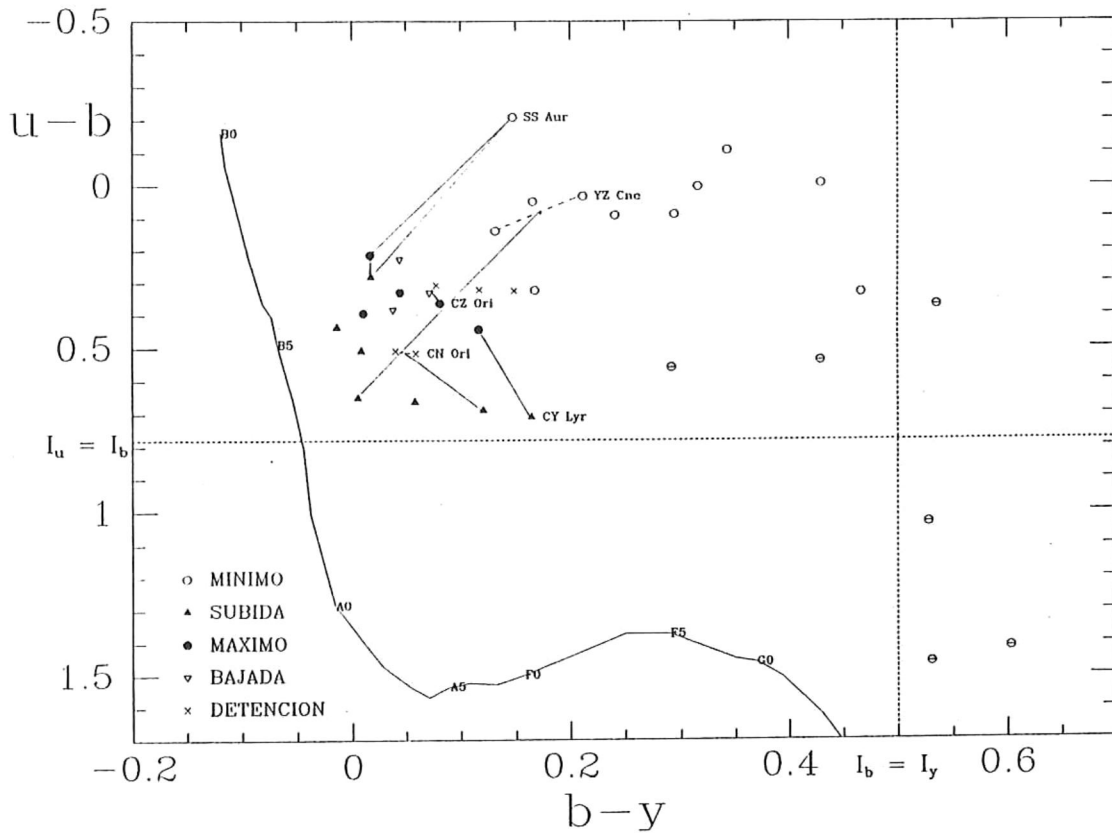


Figura V.3.1.- Diagrama $u-v, b-y$.

Se puede apreciar que los puntos se separan en regiones bien definidas según su estado, sobre todo el mínimo de los otros estados eruptivos. Además se ve que los objetos en el mínimo se separan en dos grupos, uno de sistemas con colores azules y otro de sistemas con colores rojos. Se han

marcado, con una raya horizontal, los objetos a los cuales se les conoce una prominente secundaria roja. RU Peg y EM Cyg son las novae enanas de mayor período orbital conocido y tienen una secundaria de tipo K3V y K5V respectivamente. En ambos casos se observa espectralmente una secundaria muy intensa y líneas de Balmer en emisión débil (Echevarría y Costero 1983). Se sabe que SS Cyg y EY Cyg tienen una secundaria de tipo K5V y K0V respectivamente (Ritter 1990). Bruch (1989) encontró que DX And presenta un espectro en el que hay una contribución considerable de una estrella secundaria roja. A TZ Per no se le ha hecho espectroscopía pero tiene observaciones en el sistema UVB que indican que es un objeto muy rojo. A pesar de que no hay información sobre UY Pup, por caer consistentemente cerca de los objetos anteriormente mencionados se sospecha que también tiene una secundaria roja contribuyendo al espectro. En los puntos en subida se indica el número de días que faltaban para que los objetos llegaran al máximo y se ve que hay una correlación entre éste y $b-y$. Los objetos se van haciendo cada vez más azules conforme se van acercando al máximo tal y como se explicó cuando se habló del retardo ultravioleta.

El diagrama $u-b, b-y$ (Fig. V.3.2) es muy parecido al $u-v, b-y$ presentado anteriormente debido a que v y b miden prácticamente el mismo continuo, con la diferencia de que en v se encuentra la línea H_δ . Así que podemos decir que se grafica el salto de Balmer contra la temperatura. Se puede apreciar que los puntos se separan en regiones bien definidas según su estado, sobre todo el mínimo de los otros estados. También en esta gráfica es clara la separación entre los dos grupos del mínimo. Fue posible observar algunos de los objetos en distintos estados eruptivos y se puede apreciar en la gráfica como pasan de una región a otra.

Figura V.3.2 .- Diagrama $u-b, b-y$.

La Fig. V.3.3 es similar a la Fig. V.2.1, pero con los índices sin desenrojecer. Se puede apreciar que los objetos en estado de erupción, particularmente en el máximo y bajada, tienen índices muy similares a los de estrellas B tempranas de la secuencia principal, lo cual es consistente con su apariencia espectral (continuo muy azul y líneas de Balmer débiles y en absorción). Los objetos en el mínimo ocupan una zona grande, abajo y a la izquierda de la secuencia principal. El intervalo que cubren en c_i no es muy grande y, con un valor promedio $c_i = -0.23$, corresponde a un salto de Balmer en emisión intenso. El intervalo en m_i es mucho mayor. Como se explicó anteriormente, este índice puede mostrar tanto la intensidad de H_δ en emisión como la presencia de la estrella secundaria en algunos casos. Este diagrama no es de mucha utilidad para distinguir entre objetos azules y rojos, en el mínimo, ya que éstos se entremezclan.

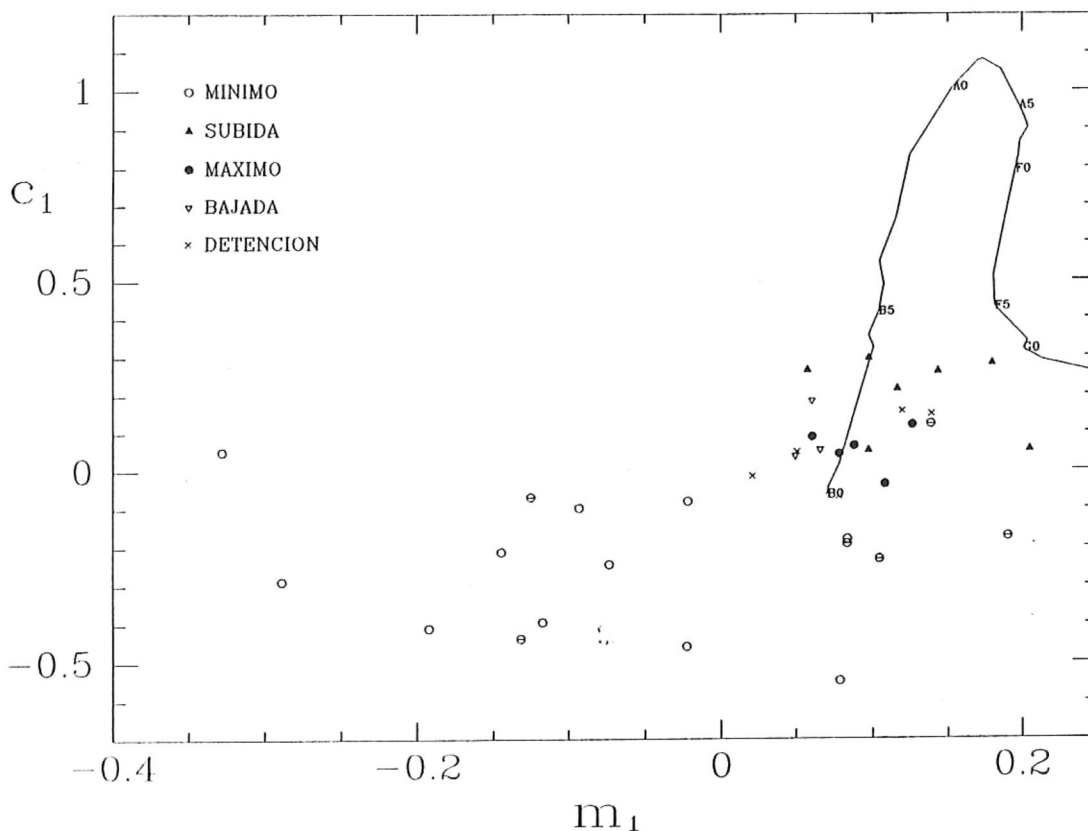


Figura V.3.3.- Diagrama c_1, m_1 .

En el diagrama $\beta, b-y$ (Fig. V.3.4) se muestra la mayoría de los objetos de la figura anterior. Se puede apreciar inmediatamente que los objetos en subida, bajada y detención se encuentran tanto en emisión como en absorción. Las líneas de Balmer en las novae enanas durante el máximo tienen intensidades similares a las de las estrellas B. Se puede notar que hay cierto corrimiento hacia la derecha, en $b-y$, de los puntos con respecto a la curva de la secuencia principal. Ésto indica que con respecto a las estrellas B, los discos de acreción tienen en general un continuo más frío lo cual es debido a que, como se mencionó en el capítulo anterior, el continuo en emisión de los discos es una suma de regiones de distintas temperaturas. Como es de esperarse todos los objetos en el mínimo están en emisión y aquellos en el máximo en absorción.

Aquí también se distingue la presencia de los dos grupos del mínimo. En el grupo en el cual no se ve la primaria se observa que la intensidad de la línea en emisión de H_β aumenta con $b-y$ (la temperatura) mientras que en el otro grupo la intensidad de H_β no cambia mucho. Ésto coincide con los cálculos teóricos de Tyndal (1981) donde se encuentra que el ancho equivalente de H_β y los

colores del disco aumentan conforme disminuye la tasa de transferencia de masa, \dot{m} , hasta $10^{14} \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$ y después disminuyen para tasa menores. Por lo tanto los valores pequeños de β , que tienen los sistemas de período orbital grande, se pueden entender no solo como un bajo contraste debido a la fuerte presencia de la secundaria sino que también a la baja contribución del disco a la intensidad total del sistema.

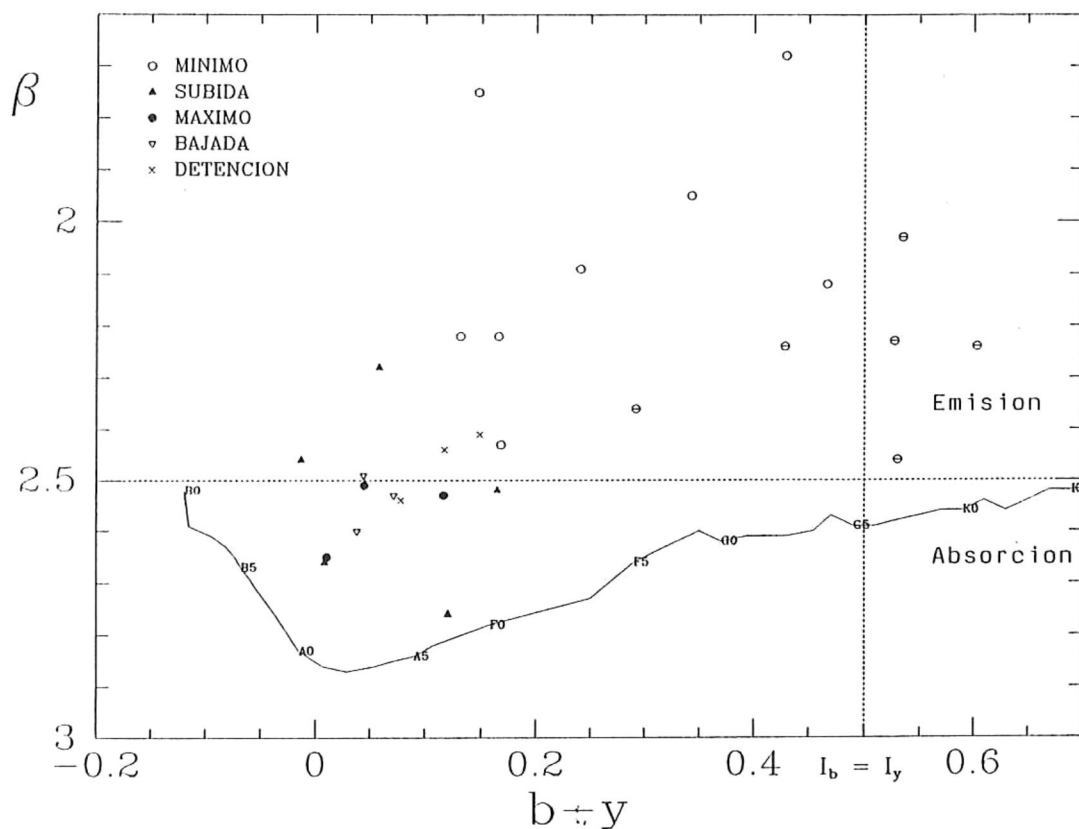


Figura V.3.4.- Diagrama $\beta, b-y$.

A continuación presentamos el diagrama $m_p, b-y$ (Fig. V.3.5). Lo primero que notamos es que si descartamos los objetos rojos en el mínimo, todos los demás puntos caen más o menos sobre una recta cuya ecuación es $m_l = -0.95 (b-y) + 0.15$ con un coeficiente de correlación $r = -0.93$. Si hacemos caso a esto esperaríamos que las novas enanas con secundaria poco notoria caigan alrededor de esta recta y además tengan $b-y > 0.1$, mientras que los otros casos caigan en una región extendida a la derecha de la recta.

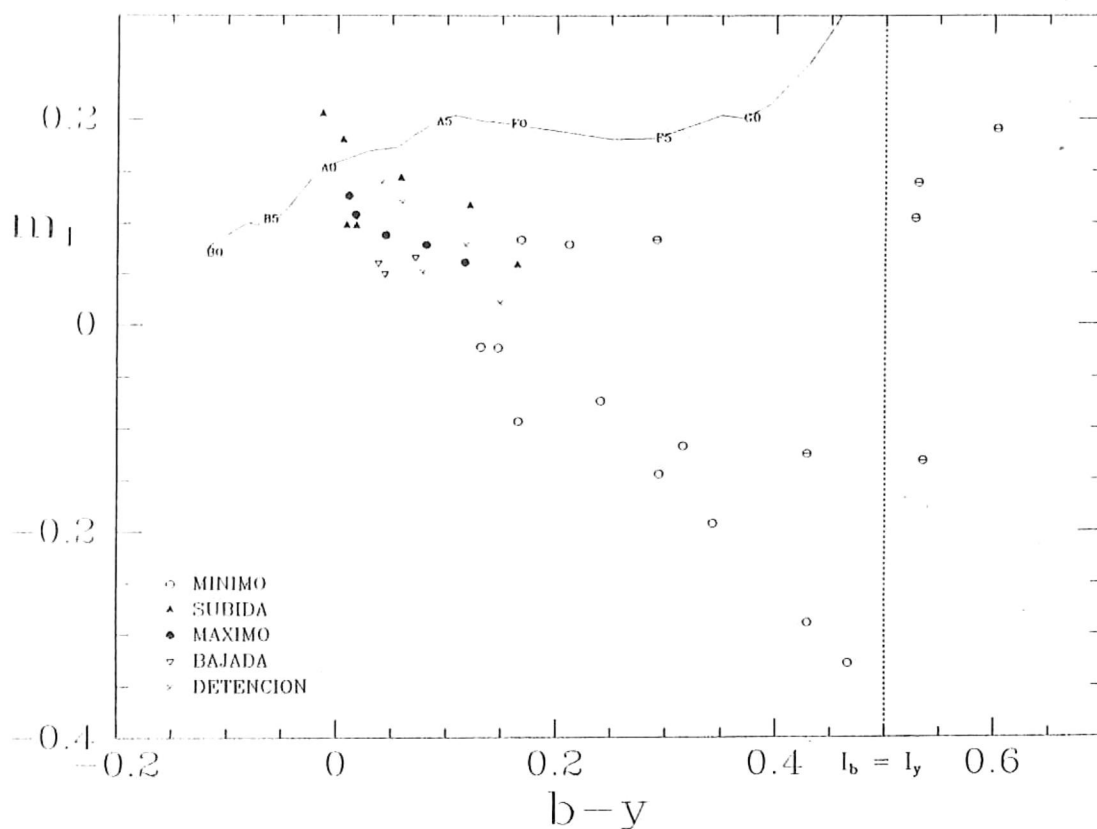


Figura V.3.5 .- Diagrama $m_1, b-y$.

El diagrama $v-b, b-y$ (Fig. V.3.6) es, en cierta manera, el mismo que el anterior ya que $v-b = m_1 + (b-y)$ y representa un tipo de medición de la línea H_α contra la temperatura. Todos los puntos, a excepción de los rojos, caen alrededor de la recta $v-b = 0.05(b-y) + 0.15$. Dicho en otras palabras; si no tomamos en cuenta los objetos con secundaria prominente, la mayoría de las observaciones tienen un $v-b \approx 0.15$.

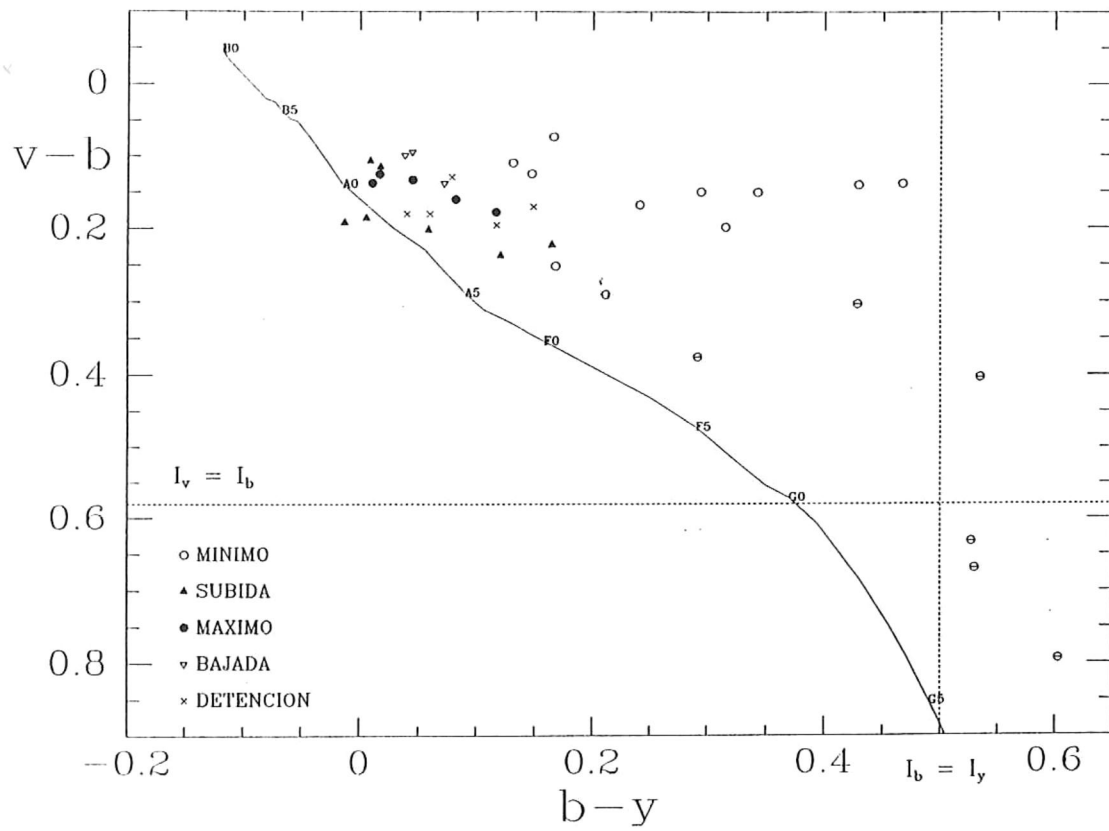


Figura V.3.6.- Diagrama $v-b, b-y$.

En el diagrama $v-y, b-y$ (Fig. V.3.7) también encontramos una recta con pendiente -1. Todos los puntos, a excepción de los rojos, caen alrededor de la recta $v-y = -1.05(b-y) + 0.15$ con un coeficiente de correlación $r = 0.94$.

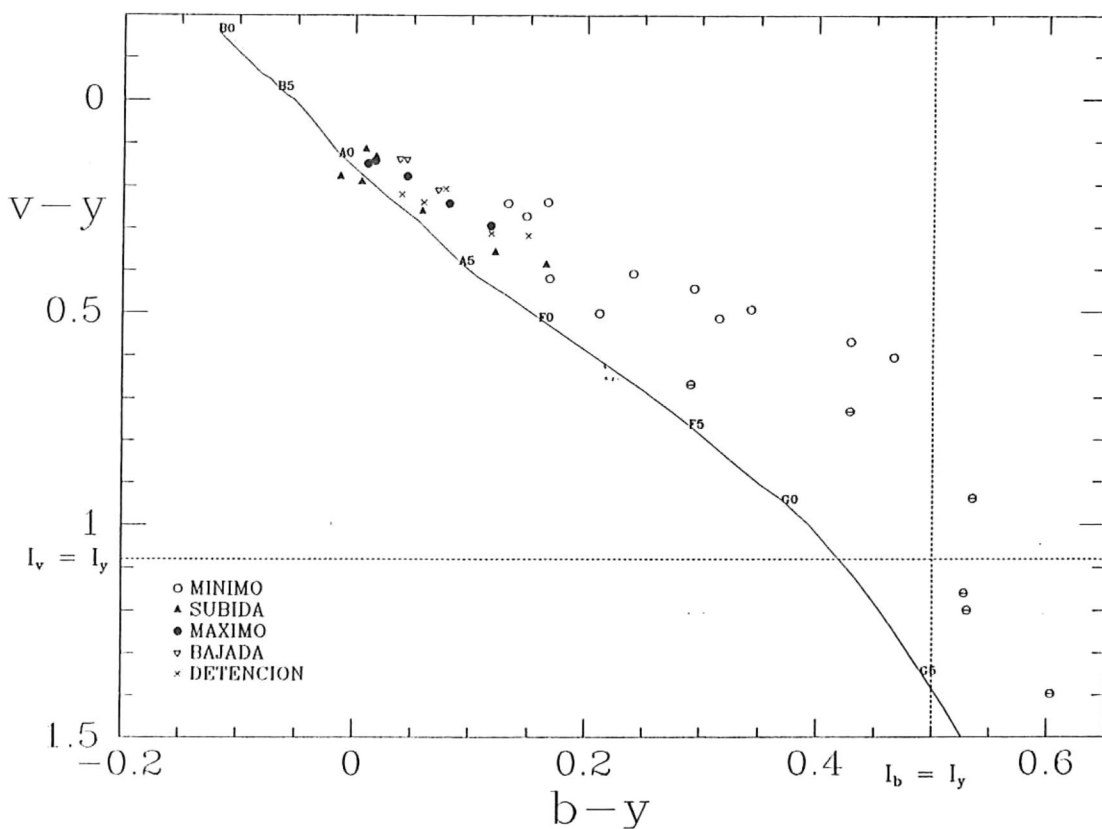
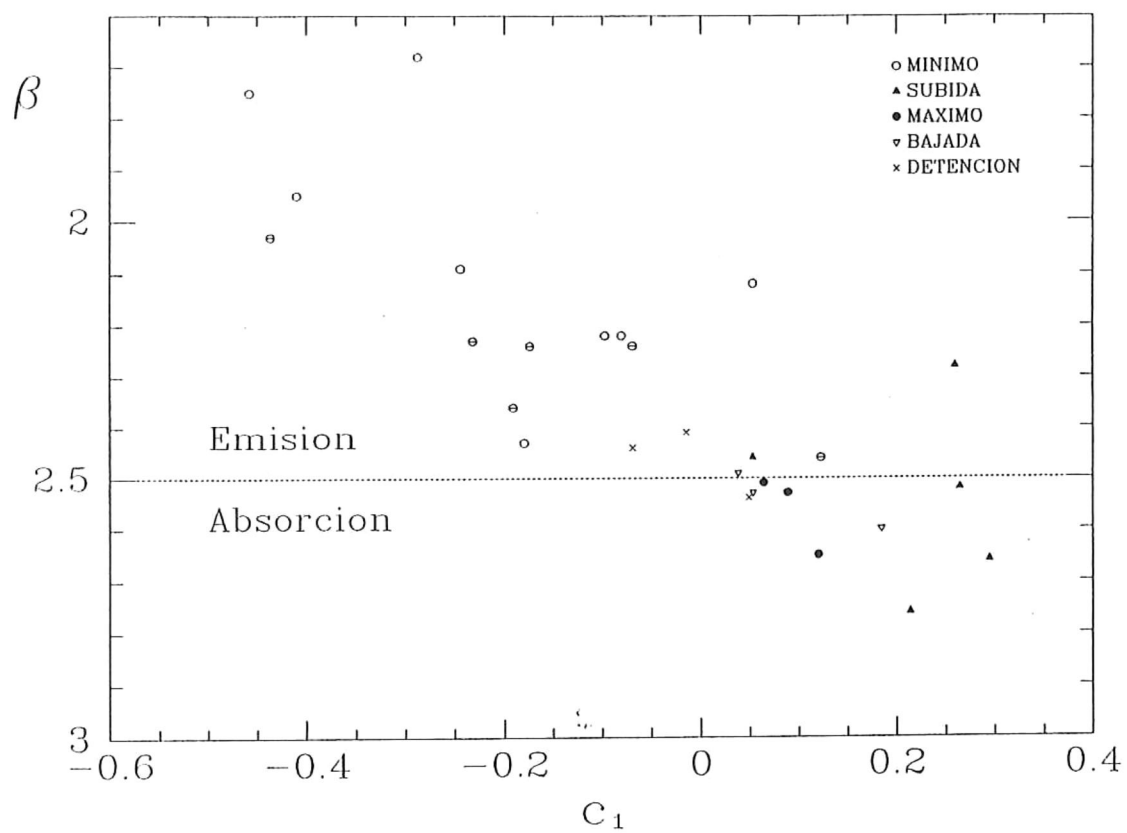


Figura V.3.7.- Diagrama v-y, b-y.

La gráfica de β vs c_1 (Fig. V.3.8), es la que mejor separa los distintos estados de la erupción. Casi todos los objetos caen sobre una recta. Los objetos en el máximo y mínimo están muy claramente separados. Se ve que los objetos en la subida están fuertemente en absorción ya que, como se dijo en los capítulos anteriores, las líneas espectrales en este estado son profundas y angostas. La absorción se hace menor en el máximo ya que las líneas se hacen menos profundas y más anchas. En el mínimo se encuentran en emisión y más agrupados que en la gráfica anterior ya que no se tienen contribuciones de y . Como era de esperarse durante la detención se encuentran en una región intermedia entre el máximo y el mínimo.

Figura V.3.8.- Diagrama β, c_1 .

Capítulo VI.

CONCLUSIONES.

Después de haber hecho, como parte de esta tesis, una revisión bibliográfica sobre las variables cataclísmicas se encuentra que aunque ya se entiende de manera general la naturaleza de estos objetos, es posible todavía hacer contribuciones importantes en este campo de la astronomía, sobre todo en el aspecto observacional. Es muy necesario hacer una gran cantidad de observaciones, tanto espectroscópicas como fotométricas, para casi la totalidad de este tipo de objetos. Estas deben ser, de preferencia, simultáneas y lo más detalladas posible.

Estudiando la muestra de 26 novae enanas por medio de la fotometría de Stromgren, encontramos que, en general, los índices de color de este sistema permiten una buena caracterización fotométrica ya que por medio de ellos es posible distinguir, de manera clara, entre los distintos estados eruptivos. Algunos diagramas son muy útiles como:

- 1) El $u-v, b-y$, que permite distinguir parte de la contribución de cada una de las componentes de estos objetos binarios con disco de acreción,
- 2) El diagrama $\beta, b-y$ es particularmente útil para distinguir si un objeto está en el máximo o en el mínimo, y
- 3) El diagrama $[c_1], [m_1]$, que nos sirve para confirmar o rechazar candidatos a variables cataclísmicas.

Analizando los distintos diagramas se encontró que las observaciones en el mínimo se separaban en dos grupos, uno con estrella secundaria muy prominente (o con disco de acreción débil) y otro en el que domina el disco de acreción.

APÉNDICE A

LÓBULOS DE ROCHE.

Este problema fue estudiado por primera vez por el matemático francés Edouard Roche en el siglo pasado. El método de Roche consiste en considerar la órbita de una partícula de prueba en el potencial gravitacional generado por dos cuerpos masivos que orbitan uno alrededor del otro. Estos cuerpos (en nuestro caso las dos estrellas de un sistema binario) son muy masivos comparados con la partícula de prueba, de tal manera que sus órbitas no se ven perturbadas; se trata, por lo tanto del problema restringido de tres cuerpos.

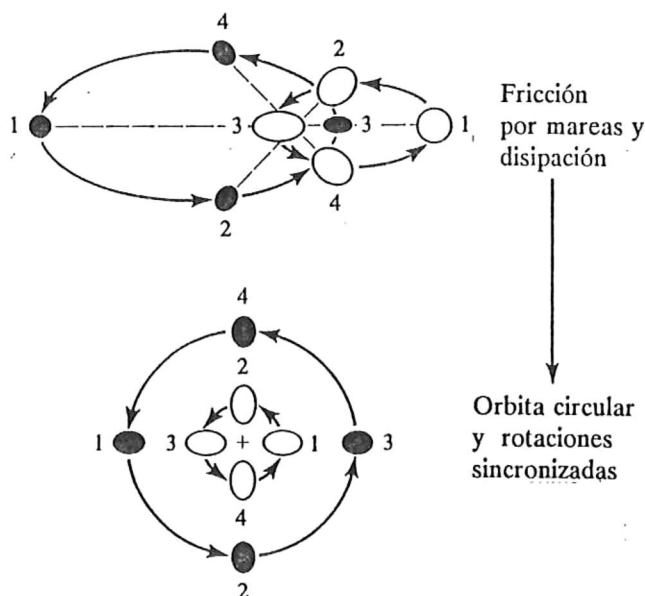


Figura A.2 .- Cuando la separación entre dos estrellas es del orden de los tamaños de las mismas, las fuerzas de marea generan abultamientos en las estrellas (a). Las interacciones de marea llevan a un cambio lento en la forma de las órbitas y las velocidades de rotación, a largo plazo se llega a un estado estable con órbitas circulares y rotaciones sincronizadas (b). Shu 1982.

Las dos estrellas tienen órbitas keplerianas sobre un plano; Roche supone además que éstas son circulares. Ésta es una buena aproximación ya que los sistemas con órbitas excéntricas y no corrotantes (Fig. A.1.a) están sometidos a fuerzas de marea de amplitud variable. Las pulsaciones generadas por estas fuerzas son amortiguadas por efectos de viscosidad y la disipación de energía así generada hace que el sistema eventualmente termine en un estado de mínima energía (para un momento angular fijo). En el estado de mínima energía las órbitas son circulares y las estrellas tienen un período de rotación igual al de traslación (estrellas corrotantes con el período orbital) tal y como se muestra en la Fig. A.1.b. Otra restricción es que las dos estrellas son esféricas, de tal manera que pueden considerarse como puntuales para los propósitos del análisis dinámico y, por lo tanto, dan origen a un potencial gravitacional del tipo r^{-1} .

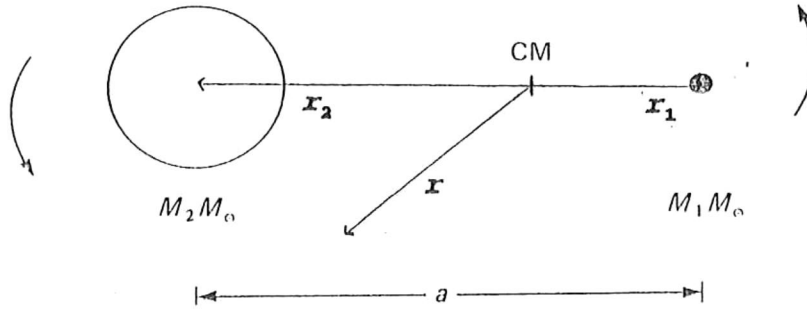


Figura A.2.- Un sistema binario con una estrella normal de masa $M_2 M_\odot$ y una estrella compacta de masa $M_1 M_\odot$. Separadas por una distancia, a , y orbitando alrededor de su centro de masa común, CM , con velocidad angular ω .

El potencial de Roche, Φ_R , está dado por la contribución de los potenciales gravitacionales de cada estrella y un potencial centrífugo debido a la rotación del sistema. Si tomamos al centro de masa como origen de nuestro sistema de referencia no inercial (Fig. A.2), el potencial total se puede expresar como:

$$\Phi_R = -\frac{GM_1 M_\odot}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_1|} - \frac{GM_2 M_\odot}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_2|} - \frac{1}{2} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r})^2, \quad (\text{A.1})$$

\mathbf{r}_1 y \mathbf{r}_2 son los vectores de posición de los centros de las estrellas y las masas de las dos estrellas, M_1 y M_2 , están dadas en unidades solares (M_\odot), por lo que sus valores estarán comprendidos entre 0.1 y 100 para todo tipo de estrellas. Además, ω , la velocidad angular de la binaria está dada por:

$$\boldsymbol{\omega} = \frac{2\pi}{P} \hat{\mathbf{n}} = \left[\frac{(M_1 + M_2) M_\odot G}{a^3} \right]^{1/2} \hat{\mathbf{n}}, \quad (\text{A.2})$$

ya que el período orbital P está dado en función de la separación entre las estrellas, a , por la ley de Kepler generalizada:

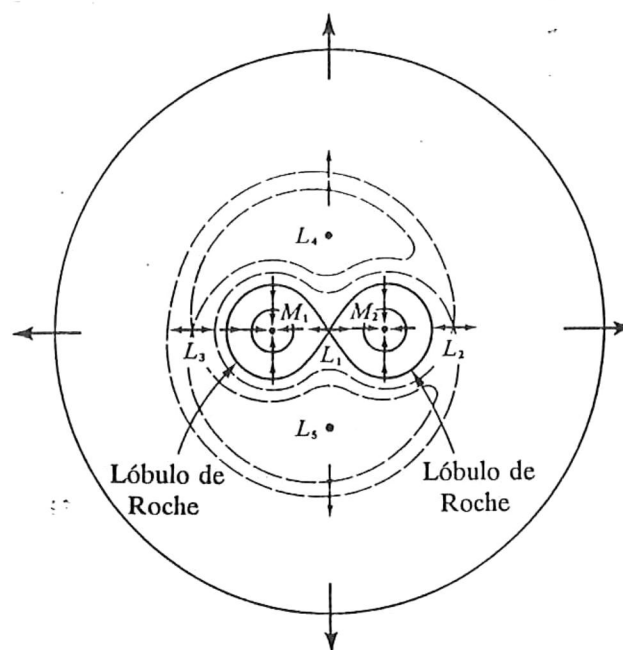
$$P^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G(M_1 + M_2) M_\odot}. \quad (\text{A.3})$$

Si además definimos la razón de masas, $q = M_2/M_1$, entonces la Eq. A.1 se puede escribir como:

$$\Phi_R = -GM_1M_\odot \left[\frac{1}{|\mathbf{x}-\mathbf{x}_1|} + \frac{q}{|\mathbf{x}-\mathbf{x}_2|} + \frac{1+q}{2a^3} (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{x})^2 \right]. \quad (\text{A.4})$$

Se puede visualizar el problema de la acreción graficando las superficies equipotenciales $\Phi_R = \text{constante}$ y en particular las líneas formadas con su intersección con el plano orbital (Fig A.3). Las propiedades cualitativas son válidas para cualquier q y a . La forma de las líneas equipotenciales está regida completamente por q , mientras que la escala está dada por a .

Figura A.3.- Superficies equipotenciales de Roche, graficadas en el plano ecuatorial para dos masas puntuales (M_1 y M_2). Las flechas representan el campo gravitacional efectivo en un sistema de referencia que rota junto con las masas. La gravedad efectiva desaparece en los cinco puntos Lagrangianos. Los primeros tres (L_1 , L_2 y L_3) están sobre la recta que une a las masas; los otros (L_4 y L_5) forman dos triángulos equiláteros con las dos masas. En esta gráfica $q=2/3$. Shu 1982.



La materia que orbita a grandes distancias ($|\mathbf{r}| \gg a$) del sistema ve a éste como una masa puntual ubicada en el centro de masa CM . Debido a que en estas regiones domina el potencial centrífugo, la fuerza efectiva está dirigida hacia afuera. De manera similar, hay secciones equipotenciales circulares alrededor de los centros de cada estrella, \mathbf{r}_1 y \mathbf{r}_2 . El movimiento, en estas zonas, es dominado por la estrella más cercana ya que el efecto de la otra estrella es muy pequeño. El rasgo más interesante del potencial es la equipotencial con forma de ocho. En tres dimensiones, esta superficie crítica tiene forma de mancuerna, las partes que rodean a cada estrella son llamadas

l6bulos de Roche. Los l6bulos se unen en el punto Lagrangiano interno, L_1 , el cual es un punto de equilibrio inestable. Al material dentro de los l6bulos, y en la vecindad de L_1 , le es m1s f1cil pasar a trav1s de L_1 hacia el otro l6bulo que escapar por cualquier otro punto.

Una manera m1s sencilla de visualizar 1sto es graficando el potencial en funci3n de la distancia sobre la l6nea que une los centros de las dos estrellas, tal y como se muestra en la Fig. A.4. Vemos que el potencial Φ_x tiene dos valles profundos centrados en S y P . Estos valles est1n conectados, para continuar con la analog1a, por una mont1a en L_1 . En base a la distribuci3n de material en los lobulos los sistemas binarios pueden ser clasificados en separados, en semicontacto y en contacto (Fig A.5).

Figura A.4 .- Se muestra el potencial de Roche, Φ_x , en funci3n de la distancia sobre la l6nea que une a las dos estrellas. Las estrellas (puntos S y P) son rodeadas por pozos de potencial muy profundos y entre ellas hay un m1ximo en L_1 . En los extremos hay otros m1ximos en L_2 y L_3 debido a que el potencial centr1fugo es dominante para distancias grandes. PRINGLE y WADE 1985.

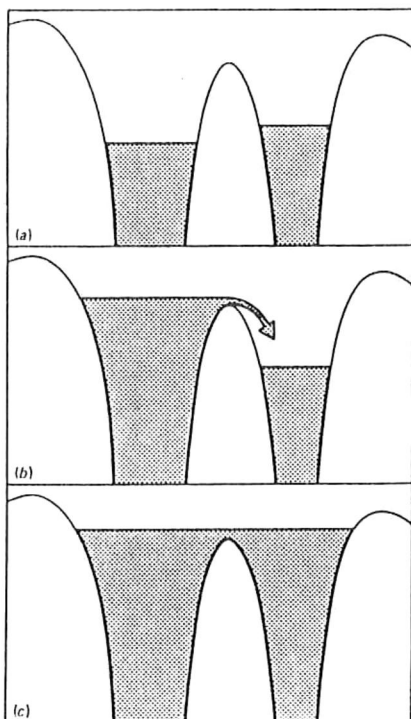
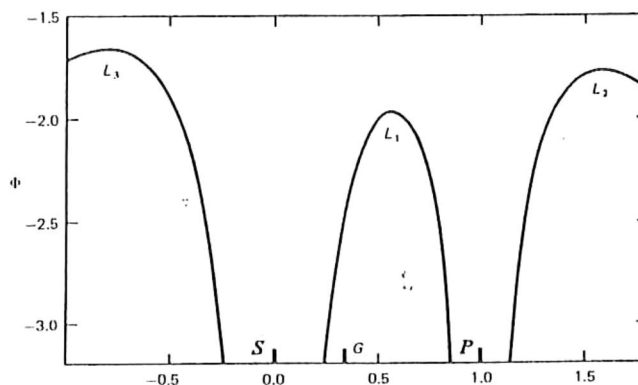


Figura A.5 .- Clasificaci3n de las estrellas binarias: (a) Separadas .- ninguna de las estrellas es lo suficientemente grande como para que su potencial superficial alcance el valor de L_1 . (b) En semicontacto .- el potencial superficial de una de las estrellas alcanza el punto L_1 . La materia fluye hacia el hoyo de potencial de la otra estrella. (c) En contacto .- ambas estrellas se han expandido m1s all1 de L_1 y tienen una envoltura com1n. Una binaria en contacto no puede expandirse m1s all1 del punto L_2 y seguir rotando de manera uniforme. PRINGLE y WADE 1985.

APÉNDICE B

FOTOMETRÍA DE STRÖMGREN.

El sistema fotométrico de cuatro colores (*uvby*) fue introducido por Strömgren a finales de la década de los años cincuenta (Strömgren 1964). Usa cuatro filtros de anchura intermedia, definidos de tal manera que el sistema provee información astrofísica importante y supera algunas de las limitaciones del sistema *UBV* de Johnson. Estos filtros son llamados *u* (ultravioleta), *v* (violeta), *b* (azul) y *y* (amarillo). Además de estos cuatro filtros, es frecuente agregar observaciones hechas con dos filtros, uno de banda intermedia, $H_{\beta w}$, y otro de banda angosta, $H_{\beta n}$. Ambos filtros están centrados en H_{β} y son usados para medir la intensidad de dicha línea del hidrógeno. En la siguiente tabla se presentan las características principales de dichos filtros.

Filtro	Longitud de onda central (Å)	Ancho a media altura (Å)
u	3500	340
v	4100	200
b	4700	160
y	5500	240
$H_{\beta w}$	4860	150
$H_{\beta n}$	4860	30

Tabla B.I

Los criterios de selección de los filtros fueron dados por varias razones, entre otras:

- u** .- Se encuentra entre el límite de la ventana atmosférica (3200 Å) y la discontinuidad de Balmer. Su diferencia con *v* y *b* mide la intensidad de esta discontinuidad.
- v** .- Esta centrado en H_{β} y contiene muchas líneas adicionales en estrellas más tardías que aproximadamente *A5*. Es un buen indicador de la metalicidad de las estrellas cuando se le compara con *b* y *y*.
- b** .- Elegido para registrar una región que generalmente carece de líneas intensas. Su diferencia con la magnitud medida en *y* se usa para medir el color de los objetos. El índice de color (*b-y*) es un buen indicador de temperatura en estrellas normales, pero está muy afectado por el

enrojecimiento interestelar.

y .- Está centrado en aproximadamente la misma longitud de onda en que lo está la banda V del sistema fotométrico UBV, para conservar una relación con las magnitudes V, que son muy usadas. Se encuentra en una región generalmente libre de líneas intensas de emisión o absorción.

$H_{\beta w}$.- Mide la línea H_{β} y el continuo adyacente.

$H_{\beta n}$.- Mide básicamente la línea H_{β} . La diferencia entre las magnitudes deducidas de estos dos filtros es una medida del ancho equivalente de la línea H_{β} del hidrógeno y es independiente de la extinción interestelar; además, es sensible a la temperatura para estrellas más tardías que A4, y a la luminosidad y temperatura para las más tempranas que A2.

Los índices de color más empleados en el sistema de Strömgen son $(b-y)$, $(u-b)$, c_1 y m_1 . Strömgen introdujo los índices c_1 y m_1 , en lugar de los índices $(u-v)$ y $(v-b)$ y los definió como:

$$c_1 = (u-v) - (v-b), \quad (B.1)$$

$$m_1 = (v-b) - (b-y). \quad (B.2)$$

Normalmente se publican los índices $(b-y)$, c_1 , m_1 y H_{β} . A partir de ellos se pueden calcular:

$$(u-b) = c_1 + 2m_1 + 2(b-y), \quad (B.3)$$

$$(u-v) = c_1 + m_1 + (b-y). \quad (B.4)$$

$(b-y)$ y $(u-b)$ sirven como indicadores de temperatura, aunque este último es también sensible a la aceleración de la gravedad en la superficie de la estrella (g).

El índice c_1 mide la discontinuidad de Balmer y es un sensible indicador de temperatura para estrellas de los tipos O a F. También está afectado por el valor de g , especialmente para estrellas A-G. Es muy poco sensible al enrojecimiento interestelar, y para el caso de extinción normal el índice correspondiente desenrojecido es $c_0 \approx c_1 - 0.2E(b-y)$, donde $E(b-y) = (b-y) - (b-y)_0$.

m_1 es un indicador del "line-blanketing" (opacidad por líneas); por lo tanto es sensible a la abundancia relativa de metales, especialmente para estrellas comprendidas en el intervalo espectral entre A5 y G. También está afectado por la temperatura superficial, sobre todo en el caso de las estrellas del intervalo mencionado. Está un poco más afectada por el enrojecimiento interestelar que c_1 ; el índice desenrojecido es $m_0 \approx m_1 + 0.3E(b-y)$, en el caso de extinción normal.

H_β es proporcional al logaritmo del cociente de H_{β_w} a H_{β_n} . Es indicador de luminosidad para estrellas *O-A* y de temperatura para las *A-G*. Sin embargo, es insensible al enrojecimiento interestelar. Para este último tipo de estrellas, H_β es el principal indicador de temperatura superficial, m_I de metalicidad y c_I de luminosidad.

Se deben de tomar en cuenta los efectos que tiene la absorción interestelar sobre aquellos índices fotométricos que son afectados por ella. Ya que el polvo interestelar dispersa y absorbe la luz visible de manera más eficiente en longitudes de onda cortas que en las largas, la luz transmitida no sólo es atenuada, sino que también es enrojecida. Además, es posible definir índices correspondientes a c_I y m_I que no están afectados por enrojecimiento interestelar. Estos son:

$$[c_I] = c_I - 0.2(b-y), \quad (\text{B.5})$$

$$[m_I] = m_I + 0.3(b-y), \quad (\text{B.6})$$

$$[u-b] = (u-b) - 1.5(b-y). \quad (\text{B.7})$$

Para su comparación con el sistema fotométrico de Strömgen, a continuación se describe someramente el sistema UBV de Jonhson.

El sistema UBV fue desarrollado a principios de los cincuentas por Johnson (Johnson 1953), para el estudio fotométrico de las estrellas en el sistema de Yerkes. Usa tres filtros de banda ancha llamados U (ultravioleta), B (azul) y V (visible) cuyas características que se muestran en la tabla B.II.

Filtro	Longitud de onda central (Å)	Ancho a media altura (Å)
U	3650	700
B	4400	1000
V	5500	900

Tabla B.II

Las bandas fueron escogidas más bien por razones históricas, esto es, tratando de hacerlas compatibles con con las magnitudes que ya existían.

V.- corresponde a la magnitud visible cualitativamente definida por Ptolomeo y cuantitativamente definida siglos después por Pogson.

B .- corresponde a las magnitudes registradas por las placas fotográficas que se han venido usando desde finales del siglo pasado.

U .- fue escogido de tal manera que se recibiera la mayor cantidad posible de radiación ultravioleta.

Con estos filtros se pueden generar dos índices de color independientes. La mayoría de los observadores usan $U-B$ y $B-V$ mientras que algunos usan $U-V$ y $B-V$. En la Fig. B.1 se muestra la respuesta de estos filtros junto con los del sistema de Strömgen. Conviene hacer notar que el filtro **U** va hasta 3000\AA , en tanto que la atmósfera es muy opaca a longitudes de onda menores que 3300\AA , aproximadamente; por lo tanto el límite ultravioleta de la magnitud **U** no esta fijo, sino que cambia dependiendo, sobre todo, de la altura del observatorio sobre el nivel del mar y varia de noche a noche junto con las condiciones atmosféricas. Ésto resulta en diferencias en la magnitud **U** para una misma estrella observada en distintos lugares y ocasiones.

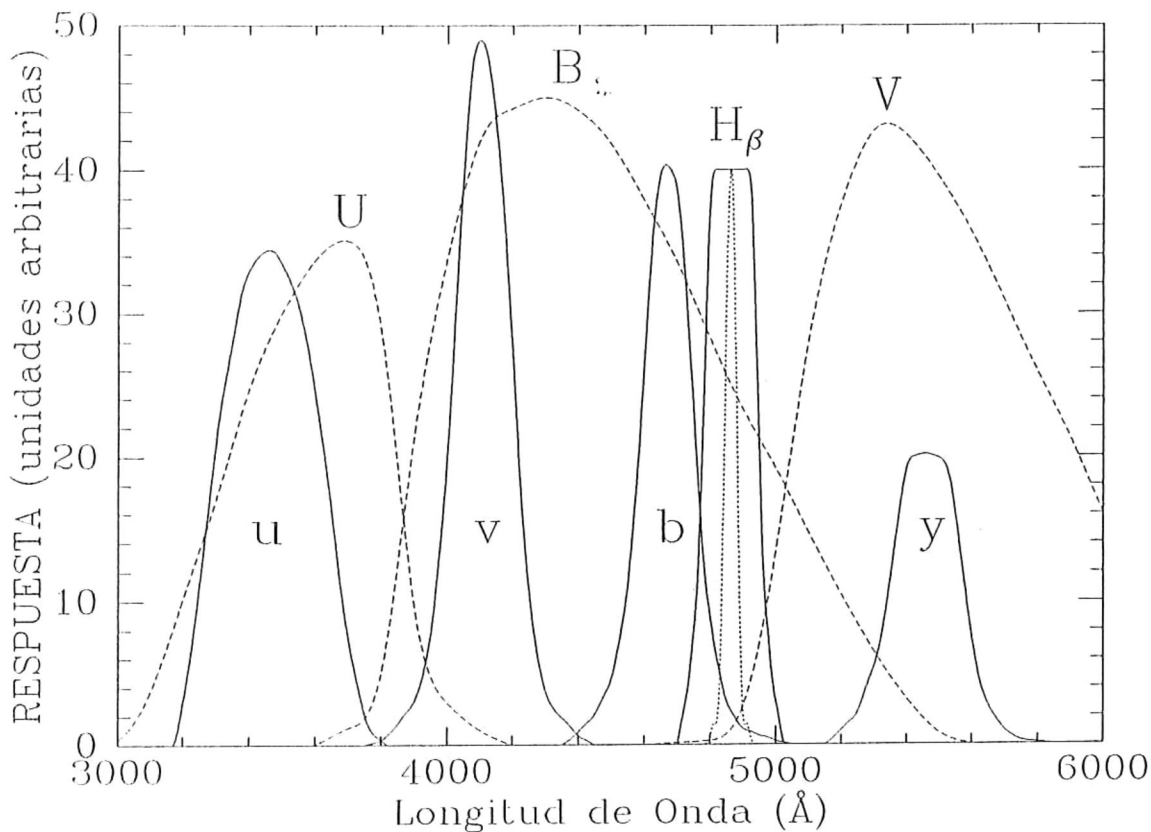


Figura B.1 .- Comparación de la respuesta de los filtros del sistema de Johnson con los de Strömgen.

APÉNDICE C

PROCEDIMIENTO DE TRANSFORMACIÓN DE LOS DATOS

Para llevar a cabo la reducción de los datos se utilizó un paquete de programas desarrollado por Echevarría (Reporte técnico a ser publicado), por medio del cual se hacen esencialmente dos cosas: La corrección de las observaciones por extinción atmosférica y después la transformación de las magnitudes y colores al sistema estándar de Strömgren.

La luz de las estrellas sufre pérdidas, por absorción y dispersión, al atravesar la atmósfera terrestre. A este fenómeno se le llama extinción atmosférica y es bien conocido que la magnitud que mediría un observador fuera de la atmósfera, m_o , esta dada por:

$$m_o = m_i - kX , \quad (c.1)$$

donde m_i es la magnitud instrumental medida dentro de la atmósfera, k es llamado el coeficiente de extinción el cual depende de las propiedades de la atmósfera y X , llamado masa de aire, es una cantidad adimensional que dá una medida del camino óptico y está normalizada con respecto al cenit.

De esta manera tenemos que los índices instrumentales de color estaran dados por:

$$y_o = y_i - k_y X , \quad (c.2)$$

$$(b-y)_o = (b-y)_i - k_{(b-y)} X , \quad (c.3)$$

$$m_{1o} = m_{1i} - k_{m1} X , \quad (c.4)$$

$$c_{1o} = c_{1i} - k_{c1} X . \quad (c.5)$$

La masa de aire esta dada (Hardie 1962) en función del angulo cenital, z , por:

$$X = \sec z - 0.0018167(\sec z - 1) - 0.002875(\sec z - 1)^2 - 0.0008083(\sec z - 1)^3 , \quad (c.6)$$

donde $\sec z$ es una función de la latitud del observador (ϕ), la declinación (δ) y el angulo horario (h) de la estrella y esta dada por: $\sec z = (\sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos h)^{-1}$.

Una vez calculados los índices instrumentales se procede a calcular, por métodos iterativos de regresión lineal, los coeficientes de transformación al sistema estándar dados por:

$$V = A + y_o + B(b-y)_o , \quad (c.7)$$

$$(b-y) = C + D(b-y)_o , \quad (c.8)$$

$$m_1 = E + Fm_{1o} + G(b-y)_o , \quad (c.9)$$

$$c_1 = H + Ic_{1o} + J(b-y)_o , \quad (c.10)$$

$$\beta = K + L\beta_1 . \quad (c.11)$$

BIBLIOGRAFÍA.

- ALLER, L.H. (1971): *Atoms, Stars, and Nebula*. Harvard University Press. Massachusetts. 351 pp.
- BATH, G.T. (1972): Time-dependent studies of dynamical instabilities in semidetached binary systems. *Astrophysical Journal*, **173**:121.
- BATH, G.T., EVANS, W.D., PAPALOIZOU, J. and PRINGLE, J.E. (1974): The accretion model of dwarf novae with applications to Z Chamaeleontis. *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, **169**:447.
- BOHIGAS, J., ECHEVARRIA, J., DIEGO, F., and SARMIENTO, J.A. (1989): Spectrophotometry of RS Oph during the nebular phase. *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, **238**:1395.
- BRUCH A. (1989): Spectroscopy of poorly known northern dwarf novae. Part I. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **78**:145.
- CHANAN, G.A., NELSON, J.E. and MARGON, B. (1978): Time-resolved spectrophotometry of DQ Herculis. *Astrophysical Journal*, **226**:963.
- CRAWFORD, D.L. (1975): Empirical calibrations of the uvby, β systems. I. The F-type stars. *The Astronomical Journal*, **80**:955.
- CRAWFORD, D.L. (1978): Empirical calibrations of the uvby, β systems. II. The B-type stars. *The Astronomical Journal*, **83**:48.
- CRAWFORD, D.L. (1979): Empirical calibrations of the uvby, β systems. III. The A-type stars. *The Astronomical Journal*, **84**:1858.
- CRAWFORD, D.L., BARNES J.V., FAVRE B.Q., GOLSON J.C. and PERRY C.L. (1966): Photoelectric H_{β} photometry for 127 stars brighter than $V=6.5$ mag. *The Astronomical Journal*, **71**:709.
- CRAWFORD, D.L., BARNES J.V. and GOLSON J.C. (1971): Four-colour, H_{β} and UBV photometry for bright B-type stars in the northern hemisphere. *The Astronomical Journal*, **76**:1058.
- ECHEVARRIA, J. (1983): Photometry and spectrophotometry of dwarf novae. D. Phil. Thesis. University of Sussex.
- ECHEVARRIA, J. and JONES, D. (1983): A photometric study of dwarf novae. *Rev. Mexicana Astron. y Astrof.*, **5**:301.
- ECHEVARRIA, J. (1983): Are the secondary stars in cataclysmic variables main sequence stars?. *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, **8**:109.
- ECHEVARRIA, J. and COSTERO, R. (1983): Spectrophotometry of dwarf novae. *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, **8**:141.
- ECHEVARRIA, J. (1984): UBVR Catalogue of dwarf novae. *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, **9**:99.
- ECHEVARRIA, J. (1987): *Estrellas Binarias Interactivas*. Fondo de Cultura Económica. 119 pp.

- ECHEVARRIA, J. (1987): Multi-wavelength observations of dwarf novae during outburst. *Astrophysics and Space Science*, **130**:103.
- ECHEVARRIA, J. (1988): A statistical analysis of the emission line ratios in cataclysmic variables. *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, **233**:513.
- ECHEVARRIA, J., DIEGO, F., TAPIA, M., COSTERO, R., RUIZ, E., SALAS, L., GUTIERREZ, L., and ENRIQUEZ, R. (1989): Echelle-MEPSICRON time-resolved spectroscopy of the dwarf nova SS Cygni. *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, **240**:975.
- ECHEVARRIA, J., DIEGO, F., MARTINEZ, A., RUIZ, E., SALAS, L., GUTIERREZ, L., and ENRIQUEZ, R. (1989): Spectrophotometry of cataclysmic variables with the MEPSICRON system. *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, **17**:15.
- EGGLETON P.P. y PRINGLE, J.E. (1985): *Interacting Binaries*. D. Reidel Publishing Company. Holland. 410 pp.
- FRANK, J., KING, A.R. y RAINE D.J. (1985): *Accretion Power in Astrophysics*. Cambridge Univ. Press, Cambridge. 273 pp.
- HARDIE, H.R. (1962): *Astronomical Techniques*. Ed. W.A. Hiltner. University of Chicago Press, Chicago, pág 178.
- HOFFMEISTER, G., RICHTER, G. y WENZEL, W. (1985): *Variable Stars*. Springer-Verlag. Berlin. 328 pp.
- JASCHEK, C. y JASCHEK, M. (1987): *The Classification of Stars*. Cambridge University Press. Cambridge. 413 pp.
- KOPAL, Z. (1989): *The Roche Problem*. Kluwer Academic Publishers. The Netherlands. 263 pp.
- JOHNSON, H.L. y MORGAN W.W. (1953): Fundamental stellar photometry for standards of spectral type on the revised system of the Yerkes Spectral Atlas. *The Astrophysical Journal*, **117**:313.
- MATTEI, J.A. (1986): International Astronomical Union, *Circulares* 184, 185 y 190.
- MAYO, S.K., WICKRANASINGHE, D.T. y WHELAN, J.A.J. (1980): *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, **193**:793.
- MEYER, F. and MEYER-HOFMEISTER, E. (1983): A model for the standstill of the Z Camelopardalis variables. *Astronomy and Astrophysics*, **121**:29.
- MIHALAS, D. (1978): *Stellar Atmospheres*. W.H. Freeman & Co. San Francisco.
- NATHER, R.E. and ROBINSON, E.L. (1974): Coherent oscillations in UX Ursae Majoris. *Astrophysical Journal*, **190**:637.
- PRINGLE, J.E. (1981): *Accretion Disks in Astrophysics*. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **19**:137.

- OLSEN, E.H. (1983): Four-colour *uvby* and H_{β} photometry of A5 to G0 stars brighter than 8.3 mag. *Astron. Astrophys. Supplement Series*, 54:55.
- OLSEN, E.H. (1984): Preliminary *uvby* calibrations and for G and K type dwarf stars. *Astron. Astrophys. Supplement Series*, 57:433.
- RITTER, H. (1990): Catalogue of cataclysmic binaries, Low-Mass X-Ray Binaries and Related Objects (fifth edition). *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 85:1179.
- SHAKURA, N.I. and SUNYAEV, R.A. (1973): Black holes in binary systems: Observational appearance. *Astronomy and Astrophysics*, 24:337.
- SHU, F. (1982): *The Physical Universe*. University Science Books. Mill Valley California. 584 pp.
- STARRFIELD, S., SPARKS, W.M., TRURAN, J.M. (1974): Abundances and hydrodynamic models of the nova outburst. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 28:247.
- STROMGREN, B. (1964): Spectral classification through photoelectric narrow-band photometry. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 4:433.
- TYLEND, R. (1981): Radiation from optically thin accretion discs. *Acta Astronomica*, 31.2:127.
- VERBUNT, F. (1982): Accretion disks in stellar X-ray sources. *Space Science Reviews*, 32:379.
- WEBBINK, R. (1989): Cataclysmic variable stars. *American Scientist*, 77:248.
- WILLIAMS, R.E. (1980): Emission lines from the accretion disks of cataclysmic variables. *The Astrophysical Journal*, 235:939.