



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA  
ASTROFÍSICA OBSERVACIONAL

PARÁMETROS ORBITALES Y FÍSICOS DE LA VARIABLE  
CATACLÍSMICA SS CYG

TESIS  
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:  
MAESTRO EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:  
IVÁN MORA ZAMORA

TUTOR PRINCIPAL:  
DR. JUAN MANUEL ECHEVARRÍA ROMÁN  
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA, UNAM

Ciudad Universitaria, CDMX. 2021  
Diciembre



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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

1.- Datos del alumno

Mora

Zamora

Iván

55 3949 4010

Universidad Nacional Autónoma de México

Instituto de Astronomía

308123629

2.- Datos del tutor

Dr.

Juan Manuel

Echevarría

Román

3.- Datos del sinodal 1

Dr.

Jesús Alberto

Toalá

Sanz

4.- Datos del sinodal 2

Dra.

Aida

Kirichenko

5.- Datos del sinodal 3

Dr.

Alan Morgan

Watson

Foster

6.- Datos del sinodal 4

Dr.

Víctor Manuel

Patiño

Álvarez

6.- Datos del sinodal 5

Dr.

Miguel

Chávez

Dagostino

# Agradecimientos

A la UNAM, al Colegio de Ciencias y Humanidades Plantel Oriente, a la Facultad de Ciencias y al Instituto de Astronomía, por todo el conocimiento que he adquirido en sus aulas, permitiéndome cumplir mi meta de vida de ser astrofísico.

A mi director de tesis, el Dr. Juan Manuel Echevarría Román por haberme aceptado como su alumno y por todo el conocimiento y apoyo que me brindó a pesar de solo habernos visto en persona los primeros meses de la maestría. Aún con la difícil situación mundial agradezco el poder adaptarnos a trabajar a distancia y tu disposición

A mis sinodales Jesús Alberto Toalá Sanz, Dra. Aida Kirichenko, Dr. Alan Morgan Watson Foster, Dr. Víctor Manuel Patiño Álvarez y Dr. Miguel Chávez Dagostino por haber aceptado este papel y por el tiempo dedicado a leer y corregir este trabajo.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por la beca otorgada durante estos dos años (CVU:1047189).

A todos los profesores que me brindaron clases durante estos años, que no solo ofrecieron sus conocimientos a los alumnos sino que también dedicaron parte su tiempo a poder adaptarse a las clases en línea siendo que esto no fue fácil para ninguno.

Al Instituto de Astronomía UNAM que me ha dado mucho durante varios años, y del cual quiero seguir parte de el varios años mas.

A todos aquellos integrantes del IA que se preocuparon y cuidaron a todos los estudiantes desde el inicio de la pandemia, logrando una gran labor.



# Dedicatoria

A mi mamá Lourdes, que es mi más grande motor en mi vida y a mi papá Isaías, que me ha dado todo el apoyo posible durante toda la vida. Gracias por todo tu amor y cariño, por todas las veces que me han ayudado, por todo el impulso que han dado, sin el cual no habría llegado tan lejos. Ya sean buenos o malos tiempos siempre han estado por y para mí y siempre nos estaremos apoyando.

A mi hermano e ingeniero Héctor, con el que siempre puedo contar para todo, ayudándonos mutuamente. Juntos hemos logrado nuestras metas y seguiremos creciendo y alcanzando nuestras metas.

A mi “segunda familia”, los Guerrero Rojas (incluyendo a los primos Tapia). Ha sido toda una vida de ser vecinos, amigos y familia. Gracias por todo el cariño, risas y grandes momentos que hemos tenido y que sé que así será por el resto de nuestras vidas.

A mis amigos que hice en el CCH Oriente: A mis amigos de “la banca del N-O” y del 222, a “los Idiotas”, a mis amigos del 307 y a los que conocí por otras personas. Ya es casi media vida de haberlos conocido y que fueron parte de la mejor etapa de mi vida. Han sido muchas grandes vivencias con todos ustedes y todas las que nos faltan por vivir.

A aquellos amigos que hice en la Facultad de Ciencias: A “los Baricéntricos”, a todas aquellas amistades que formé a lo largo de la carrera, y no solo físicos, sino también de las demás carreras de la facultad, a los que tuve privilegio de conocer y aquí también incluyo a los “PIAmigos”, mis grandes compañeros del Servicio Social. Muchas cosas que he aprendido de todos y que siempre agradeceré ser parte de mi formación como físico.

A mis compañeros y amigos del Posgrado con los cuales compartí clases, conocimientos y demás vivencias. A pesar que solo fueron unas semanas de clases presenciales es un honor haberlos coincidido en las aulas y trabajar juntos. Y a aquellos que aún no conozco en persona ya llegará el tiempo en que nos podamos ver en persona.

# Resumen

La variable cataclísmica SS Cygni es un prototipo de las estrellas de tipo *nova enana* y posiblemente una de las más estudiadas. Se trata de un sistema binario con un período orbital de alrededor de 6.5 horas, compuesto por una enana blanca (primaria) y una estrella de tipo tardío (secundaria) la cual está llenando su Lóbulo de Roche y por lo tanto, está donando materia a la enana blanca, materia que, debido al alto momento angular de la binaria, forma un disco de acreción alrededor de la estrella primaria. Dicho disco se caracteriza por mostrar espectroscópicamente un continuo con fuertes líneas de emisión. Esta variable presenta *erupciones* de manera periódica, es decir aumentos en la luminosidad del sistema, y por lo tanto un aumento en su magnitud visual. Cuando SS Cyg se encuentra en su estado de quietud su magnitud es de alrededor de 12, mientras que en su máximo de erupción llega a magnitud 9. En el estado de quietud es posible ver con claridad las líneas de absorción de la componente secundaria y, como veremos más adelante, se detectan también durante el declive del máximo hacia el estado mínimo. Para poder encontrar los parámetros orbitales del sistema se debe poder detectar ambas componentes: las líneas de absorción de la componente secundaria y las líneas de emisión del disco de acreción. Para poder obtener sus respectivas curvas de velocidad radial es conveniente observar el objeto en su estado de quietud.

En el presente trabajo se busca determinar los parámetros orbitales de ambas componentes: es decir buscamos encontrar las masas de cada componente y su ángulo de inclinación del plano orbital con respecto al observador. Asimismo presentamos Tomografía Doppler para determinar el estado del disco de acreción. Para realizar este trabajo se utilizaron espectros obtenidos durante seis noches con el espectrógrafo Echelle montado en el telescopio de 2.1 m localizado en el Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir, Baja California entre el 18 al 25 de septiembre del 2015. Las observaciones de las primeras tres noches se dieron cuando la binaria se encontraba durante el declive de una erupción mientras que las últimas tres noches se dieron en el estado de quietud. Se decidió trabajar con todas las observaciones. A estos espectros se les realizó una reducción especial

para obtener espectros unidimensionales.

Para obtener las velocidades radiales de la componente secundaria se utilizó el método de la correlación cruzada FXCOR el cual utiliza las líneas de absorción pertenecientes a la componente secundaria y las correlaciona con las líneas de absorción con el espectro de otra estrella de tipo espectral similar y cuya velocidad radial es conocida. Para el caso de la componente primaria se midieron las líneas de emisión del disco, utilizando un método de convolución de dos Gaussianas para ajustar las alas de las líneas de emisión pertenecientes al disco de acreción. Una vez obtenidas las velocidades radiales se procedió a obtener los parámetros orbitales con ayuda del programa CONVRV y ORBITAL. Para la tomografía Doppler se utilizó el paquete PYDOPPLER desarrollado por [Hernandez Santisteban \(2021\)](#). Los resultados obtenidos se comparan con trabajos anteriores como [Echevarria et al. \(1989\)](#) y [Hill et al. \(2017\)](#).

# Índice general

<b>Resumen</b>	<b>III</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. Estrellas binarias interactivas</b>	<b>3</b>
2.1. Estrellas binarias . . . . .	3
2.2. Lóbulo de Roche . . . . .	5
2.3. Clasificación de binarias interactivas . . . . .	6
2.4. Parámetros orbitales en una binaria . . . . .	8
<b>3. Variables cataclísmicas</b>	<b>12</b>
3.1. Componentes estelares . . . . .	13
3.1.1. Enana blanca (WD): Primaria . . . . .	13
3.1.2. Estrella de secuencia principal tardía: Secundaria . . . . .	14
3.2. Punto caliente, disco de acreción y erupciones . . . . .	15
3.2.1. Disco de Acreción . . . . .	15
3.2.2. Punto caliente . . . . .	16
3.2.3. Erupciones . . . . .	16
3.2.3.1. Origen de la viscosidad . . . . .	18
3.2.3.2. Turbulencia magnética . . . . .	19
3.2.3.3. Inestabilidad térmica . . . . .	19
3.2.3.4. Causas de las diferentes curvas de luz durante las erupciones	23
3.3. Evolución . . . . .	24
3.4. Clasificación . . . . .	26
<b>4. La nova enana SS Cyg</b>	<b>31</b>
4.1. Introducción general . . . . .	31
4.2. Espectroscopía en el Visual . . . . .	33

4.3. Observaciones en el ultravioleta: ¿es SS Cyg demasiado brillante? . . . . .	33
<b>5. Observaciones con el Echelle</b>	<b>37</b>
5.1. Intervalo de observación . . . . .	39
<b>6. Método para crear espectros unidimensionales</b>	<b>41</b>
<b>7. Parámetros orbitales del objeto</b>	<b>47</b>
7.1. Componente secundaria . . . . .	47
7.1.1. Curva de velocidad radial de la componente secundaria . . . . .	49
7.2. Componente primaria . . . . .	52
<b>8. Tomografía Doppler</b>	<b>63</b>
8.1. Formación de perfiles por proyección . . . . .	64
8.2. Métodos de inversión . . . . .	66
8.3. Axiomas de la tomografía Doppler . . . . .	68
8.4. Interpretación de la tomografía Doppler . . . . .	68
<b>9. Discusión</b>	<b>79</b>
9.1. Velocidades Radiales y Masas . . . . .	79
9.2. Tomografía Doppler . . . . .	84
<b>Conclusiones</b>	<b>87</b>
9.3. Trabajo a futuro . . . . .	88
<b>A. Intercambio de momento angular en un disco de acreción</b>	<b>97</b>
<b>B. El origen de la curva-S</b>	<b>99</b>
<b>C. Tablas de velocidades radiales de ambas componentes</b>	<b>100</b>

# Capítulo 1

## Introducción

El estudio de las estrellas ha sido de vital importancia dentro de la astrofísica. Conocer la física de las estrellas; su formación, su evolución y sus etapas finales, así como sus propiedades y distribución ha sido un gran desafío que ha incluido varias ramas de la física para comprender su naturaleza. Los mejores candidatos para obtener parámetros físicos de las estrellas son aquellas que se encuentran en sistemas binarios. Los sistemas binarios son muy importantes debido a que por un lado los sistemas no interactivos son la única fuente primaria del conocimiento de sus masas y por otro, los sistemas interactivos, nos ayudan a entender la evolución estelar forzada por la transferencia de masa que modifica su tiempo evolutivo con respecto al de las estrellas solas.

Las variables cataclísmicas son sistemas binarios interactivos que presentan un comportamiento variable en sus curvas de luz debido a que propias componentes tienen variaciones continuas en su luminosidad. Esto se debe a distintos fenómenos que ocurren durante el proceso de acreción, siendo que la componente secundaria está donando materia a la componente primaria. También se deben a que algunos sistemas son eclipsantes. Al estudiar dichas curvas de luz se han propuesto diferentes modelos físicos para intentar explicar dicha variabilidad. La variable cataclísmica SS Cyg ha sido una de las más estudiadas desde su descubrimiento a principios del siglo XX y ha sido considerada como un estándar de las variables cataclísmicas debido a que muestra tanto la componente secundaria como el disco de acreción. Se han hecho un gran número de estudios de esta binaria, incluyendo la determinación de sus parámetros orbitales como así como sus masas.

El motivo para realizar el presente trabajo consiste en obtener, de una manera precisa los parámetros físicos y orbitales de sus componentes. Para esto se realizó un estudio espectroscópico de las líneas de absorción, pertenecientes a la componente secundaria, así como de las líneas de emisión, pertenecientes al disco de acreción. Esta estrella puede ser

el objeto patrón para estudiar un grupo de estrellas que están ligeramente evolucionadas, por lo que conocer con buena precisión sus parámetros físicos puede ser de utilidad para mejorar los modelos evolutivos. Estos parámetros ya han sido obtenidos por numerosos trabajos espectroscópicos previos (e.g. [Hessman et al., 1984](#); [Joy, 1956](#); [North et al., 2002](#)), sin embargo, no se han presentado trabajos recientes que obtengan las velocidades de ambas componentes, y ciertamente no ha habido un trabajo en el presente siglo que haya obtenido el valor de la semiamplitud de la velocidad radial de la componente primaria  $K_1$  tal y como lo mostramos en la [9.1](#) en el [Capítulo 9](#). Es por esto que en nuestro trabajo buscamos obtener las velocidades radiales de ambas componentes y así calcular y verificar sus parámetros físicos y orbitales verificar los valores ya encontrados por trabajos previos. En especial buscamos obtener los valores de las semiamplitudes  $K_1$  y  $K_2$  con incertidumbres  $\lesssim 1 \text{ km s}^{-1}$  y así calcular con más precisión las masas.

Este trabajo se presenta de la siguiente forma: en el [Capítulo 2](#) introducimos el concepto de estrellas binarias y sus diferentes tipos de clasificación, centrándose en la clasificación de acuerdo a la interacción que tienen las componentes entre sí, en el [Capítulo 3](#) damos el marco teórico acerca de las variables cataclísmicas, en el [Capítulo 4](#) mostramos algunos estudios previos sobre la naturaleza de SS Cyg hechas en diferentes longitudes de onda, en el [Capítulo 5](#) se presentan las observaciones utilizadas para el desarrollo de este trabajo así como un pequeño análisis del estado en el que se encontró SS Cyg al momento de obtener dichas observaciones, en el [Capítulo 6](#) detallamos el algoritmo utilizado para crear espectros unidimensionales con los que se trabajó, en el [Capítulo 7](#) se realiza el análisis para obtener las velocidades radiales de cada componente y sus respectivos parámetros orbitales, en el [Capítulo 8](#) se describe la tomografía Doppler y se muestran los tomogramas obtenidos para las líneas de emisión de Balmer de SS Cyg y finalmente se discuten los resultados obtenidos en el [Capítulo 9](#).

## Capítulo 2

# Estrellas binarias interactivas

En este capítulo introducimos al abundante y variado grupo de estrellas en semi-contacto. Para ello explicamos los conceptos de estrellas binarias separadas, semiseparadas y en contacto. Damos algunos ejemplos y en particular explicamos el concepto de lóbulo de Roche y su importancia para definir a las estrellas binarias que están transfiriendo masa de una componente a la otra.

### 2.1. Estrellas binarias

Una estrella binaria es un sistema estelar compuesto por dos estrellas que orbitan mutuamente alrededor de su centro de masa. Se estima que más del 50% de las estrellas pertenecen a sistemas que contienen dos o más miembros (e.g. [Duchêne & Kraus, 2013](#)). Estos sistemas pueden ser triples, cuádruples o inclusive de más estrellas interactuando entre sí; estos conjuntos suelen recibir también el nombre de estrellas múltiples.

Los sistemas binarios se pueden clasificar según la forma en la que son detectados. Los sistemas *binarios visuales* (Figura 2.1, arriba-izquierda) son aquellos que se pueden ver como dos componentes separadas, con separación del orden de unos arcossegundos, esto debido a distintos limitantes en las observaciones, como por ejemplo la turbulencia atmosférica (e.g. [Echevarría, 2003](#)). Sistemas binarios visuales, cuyos componentes se encuentran muy cercanos entre sí, se han podido detectar por técnicas de alta resolución, principalmente por interferometría, observando directamente a las componentes. A estas estrellas se les llama *binarias interferométricas* (Figura 2.1, arriba-centro). Las *binarias astrométricas* (Figura 2.1, derecha) son aquellas en las que solo se ve un componente, pero su movimiento propio oscila como consecuencia de la influencia gravitacional de un segundo componente invisible. Las *variables eclipsantes* (Figura 2.1, abajo-centro) son aquellos



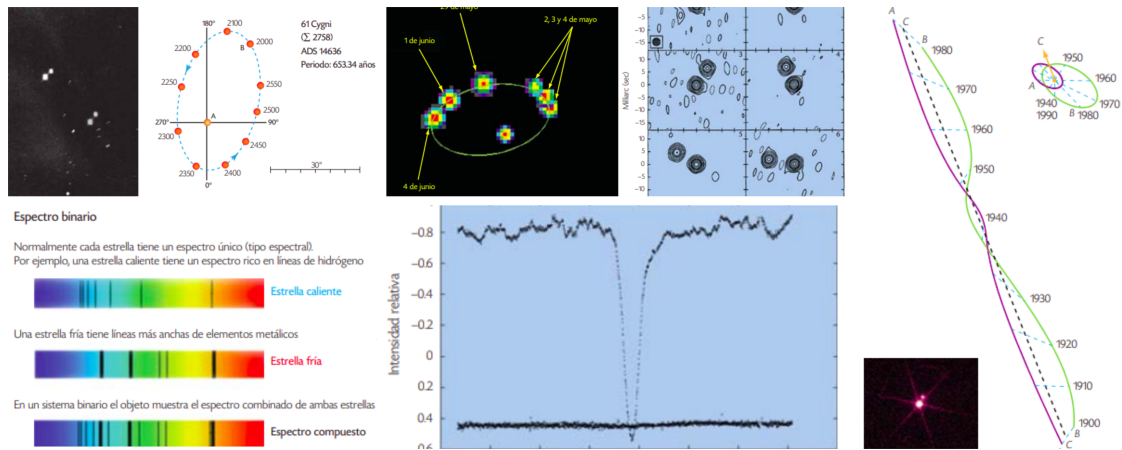


Figura 2.1: Ejemplo de distintos tipos de binarias (tomado de Echevarria (2009), véase texto).

sistemas en la que los componentes del par, desde el punto de vista del observador, pasan regularmente uno frente al otro, causando un cambio en la magnitud aparente del sistema. Las *estrellas binarias espectroscópicas* (Figura 2.1, abajo-izquierda) se descubren en base a sus espectros, en los que se observan uno o dos conjuntos de líneas espectrales que, por su desplazamiento Doppler de la luz, oscilan periódicamente, lo que indica un compañero invisible muy cercano, en el caso de un solo sistema de líneas (single-lined spectroscopic binaries, SB1 por sus siglas en inglés) o de dos componentes si son dos sistemas de líneas (double-lined spectroscopic binary, SB2 por sus siglas en inglés).

Las estrellas binarias pueden proveer información sobre sus masas y radios (cuando son eclipsantes). La mayoría de las estrellas forman sistemas binarios o múltiples (e.g. Figura 1.1 de Mora, 2020). En particular, las estrellas binarias son de gran importancia para el entendimiento de cómo se forman las estrellas, y en particular, en el caso de las binarias eclipsantes separadas, son la fuente principal del conocimiento de las masas y radios (e.g. Andersen, 1991).

Las binarias también suelen ser clasificadas, por razones físicas, en *binarias separadas* (no interactivas) y *binarias interactivas*. La razón es muy simple. Cuando la estrella no comparte material con la compañera su evolución es muy parecida al correspondiente para estrellas solitarias en el diagrama HR. Si por el contrario, hay transferencia de masa entre las componentes, la forma y velocidad de su evolución es distinta. Esta simple división en dos clases se puede explicar de manera muy sencilla. Si el radio de las dos componentes es muy pequeño comparado con la separación entre las dos estrellas, la binaria es separada. En caso contrario, es interactiva. Para clasificar las estrellas binarias como interactivas o

no interactivas se utiliza el concepto de Lóbulo de Roche, el cual se explica a continuación.

## 2.2. Lóbulo de Roche

Las binarias interactivas son sistemas en los que tiene lugar una interacción significativa adicional a la simple ley de la gravitación universal de Newton que aplica para masas puntuales. Esta interacción adicional es la transferencia de masa entre una o las dos estrellas. Para entender este proceso de interacción es conveniente verlo en términos de la tercera ley de Kepler:

$$P_{\text{orb}}^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{GM_1 M_2} \quad \text{o} \quad a = 3.53 \times 10^{10} M_{\text{p}}^{1/3} (1+q)^{1/3} P_{\text{orb}}^{2/3} (h) \text{ cm}, \quad (2.1)$$

donde  $G$  es la constante de gravitación universal,  $a$  es la separación entre los centros de masa de las componentes estelares,  $M_1$  y  $M_2$  son las masas de la primaria y secundaria respectivamente,  $q$  es la relación de masa  $M_2/M_1$  y  $M_{\text{p}} = M_1/M_{\odot}$ . Cuando las componentes están muy cerca una de la otra, sus superficies no son esféricas sino que se distorsionan formando superficies elipsoidales. Es fundamental conocer la forma de esta distorsión. Para ello se requiere un modelo de la distribución de la densidad del material en función del radio a lo largo de la estrella. Suponiendo que la masa está inicialmente condensada en un punto central se puede adoptar la aproximación de Roche ([Kopal, 1978](#)), que asume que el campo gravitacional de un estrella es simétrico justo en el centro, i.e. sin presentar distorsión.

Si tomamos un conjunto de coordenadas cartesianas  $(x, y, z)$  que rotan con la binaria, con origen en la componente primaria, donde el eje  $x$  se encuentra a lo largo de la línea que une los centros de las estrellas; el eje  $z$  es perpendicular al plano orbital y el eje  $y$  está en la dirección del movimiento orbital de la primaria, entonces el potencial total en cualquier punto  $\Phi_{\text{R}}$ , que es la suma de los potenciales gravitacionales de las dos estrellas y el potencial efectivo de la fuerza centrífuga ficticia, es:

$$\Phi_{\text{R}} = -\frac{GM_1}{(x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}} - \frac{GM_2}{((x-a)^2 + y^2 + z^2)^{1/2}} + \frac{1}{2}\Omega_{\text{orb}}^2[(x-\mu a)^2 + y^2] \quad (2.2)$$

donde  $\Omega_{\text{orb}} = 2\pi/P_{\text{orb}}$  es la frecuencia angular del sistema y  $\mu = M_2/(M_1 + M_2)$  la masa reducida de la componente secundaria. Usando [2.1](#) y [2.2](#) tenemos

$$\Phi_{\text{R}} = \frac{GM_1}{a} F\left(\frac{x}{a}, \frac{y}{a}, \frac{z}{a}, q\right) \quad (2.3)$$

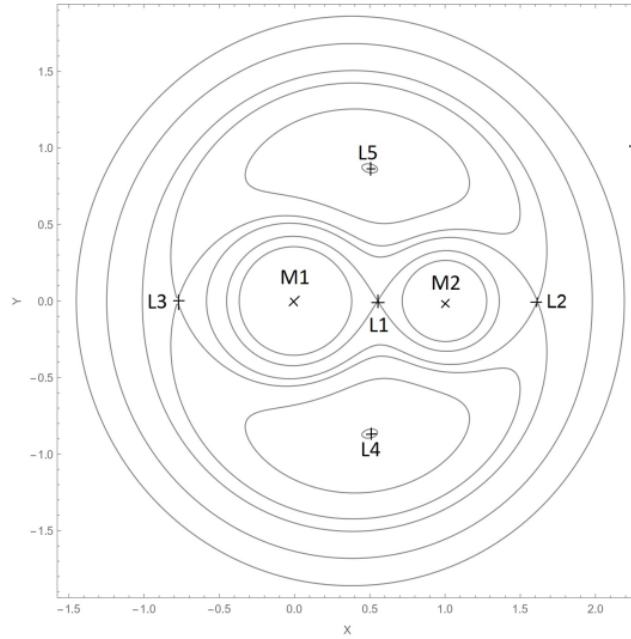
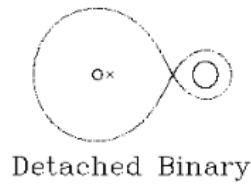


Figura 2.2: Equipotenciales de Roche para un valor de relación de masa  $q = 0.6$ . La imagen fue graficada utilizando MATHEMATICA utilizando un código basado en [Bryant \(2005\)](#).

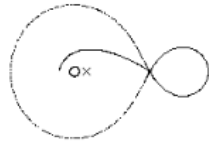
Las formas de los equipotenciales de Roche  $\Phi_R = cte$  son funciones solo de  $q$  y su escala está determinada por  $a$ . Las superficies equipotenciales se muestran en la Figura 2.2. La superficie de una estrella que gira sincrónicamente se encuentra en  $\Phi_R = cte$ , por lo que los equipotenciales definen la forma de las estrellas. La forma está determinada por dos factores: la rotación, que aplana la estrella a lo largo de su eje de rotación, y la fuerza de marea, que alarga la estrella en la dirección de su compañera. Supongamos que es la componente secundaria la que se expande. Si su radio es relativamente pequeño, la secundaria será casi esférica, como lo muestra el equipotencial más interno alrededor de la estrella con masa  $M_2$  en la Figura 2.2. Si la componente secundaria se expande, su superficie se distorsiona más hasta que llena la superficie que pasa por el punto etiquetado como  $L_1$ , llamado punto interior de Lagrange, que es un punto de nodal de  $\Phi_R$ . Esa superficie, conocida como el lóbulo de Roche de la componente secundaria, es el equipotencial cerrado más grande que puede contener la masa de la componente secundaria. Cualquier expansión adicional resultará en una transferencia de masa de la secundaria hacia al lóbulo de Roche de la componente primaria.

### 2.3. Clasificación de binarias interactivas

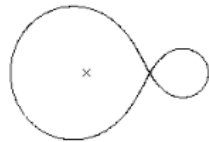
[Kopal \(1955\)](#) identificó tres tipos generales de sistemas binarios, basados en el grado en que cada superficie estelar llena su lóbulo crítico de Roche. La Figura 2.3 muestra



Detached Binary



Semi-Detached Binary



Contact Binary

Figura 2.3: Diferentes tipos de sistemas binarios interactivos basados en el concepto del Lóbulo de Roche. Figura obtenida de [Kopal \(1955\)](#).

un diagrama esquemático de estos sistemas binarios. Si la superficie de cada estrella se encuentra debajo de su respectivo lóbulo de Roche, Kopal describió la binaria como un *sistema separado*. En este caso, ninguna de las componentes llenan sus lóbulos de Roche. Un ejemplo de una binaria separada es la binaria eclipsante KP Aql ([Lacy, 1987](#)). Si solo una componente llena su lóbulo de Roche, es decir su superficie coincide con el tamaño del lóbulo de Roche, entonces el sistema se describe como un *sistema semiseparado*. En este caso la masa de la componente secundaria comienza a salir a través del punto interior de Lagrange  $L_1$  y podría formar un disco de acreción alrededor de la otra estrella como es el caso de HT Cas ([Neustroev et al., 2016](#)). Si ambas componentes llenan su lóbulo de Roche o incluso se extienden más allá de sus lóbulos de Roche, la binaria se describe como un *sistema en contacto*, en cuyo caso, una envoltura común rodea a ambas estrellas. Tal es el caso de la estrella de tipo W UMa ([Kopal, 1955](#)). Otros ejemplos son los objetos BL And y GW Tau observados por [Zhu & Qian \(2006\)](#).

En sistemas semiseparados y de contacto, la superficie de una estrella o las superficies de ambas estrellas, respectivamente, coinciden con sus respectivos lóbulos de Roche. [Kuiper \(1941\)](#) se dio cuenta de la importancia de la geometría del lóbulo de Roche para comprender la evolución de los componentes del sistema binario. Si la presión en la fotosfera estelar no está en equilibrio cerca de los puntos  $L_1$ ,  $L_2$  o  $L_3$ , la masa puede moverse fácilmente a

través de estos puntos. En la configuración semiseparada, la transferencia de masa puede ocurrir a través del punto  $L_1$ , creando una corriente de materia que sale de una estrella y *cae* hacia la otra estrella. En un sistema de contacto, la materia puede salir a través de los puntos  $L_2$  y  $L_3$ , creando una capa circumbinaria alrededor de ambos componentes o creando un viento binario que se lleve la masa.

## 2.4. Parámetros orbitales en una binaria

Una órbita Kepleriana está definida en general en una binaria si se conocen siete parámetros fundamentales (Karttunen et al., 2017). A continuación hago un resumen que aunque puede encontrarse en varias monografías, es importante describir aquí sus fundamentos para poder llegar a las soluciones de órbitas circulares que como veremos son las soluciones para el caso de las variables cataclísmicas. Fundamentalmente estos siete parámetros son, el periodo  $P$ , la época del periastro  $\tau$ , el semieje mayor  $a$ , la excentricidad  $e$ , el ángulo de inclinación  $i$ , la longitud del nodo ascendente  $\Omega$  y la longitud del periastro  $\omega$ .

Éstos parámetros se definen de la siguiente manera:

1. Período orbital  $P$ : Es el tiempo que tardan las componentes de la binaria en completar una órbita;
2. Época del periastro  $\tau$ : Es la fecha Juliana Heliocéntrica inicial del paso por el periastro;
3. Semieje mayor  $a$ : Es el promedio de las distancias entre las componentes en el periastro y en el apoastro;
4. Excentricidad  $e$ : Es la cantidad que cuantifica el grado en el que la órbita difiere de un círculo. La excentricidad es la razón entre su semidistancia focal (longitud del segmento que parte del centro de la elipse y acaba en uno de sus focos), denominada por la letra  $c$ , y su semieje mayor  $a$ ,  $e = c/a$ ;
5. Inclinación  $i$ : Es el ángulo entre el plano orbital y el plano del cielo;
6. Longitud del nodo ascendente  $\Omega$ : que es el ángulo que se mide desde la dirección Norte y hacia el Este hasta la línea del nodo ascendente;
7. Longitud de periastro  $\omega$ : Es el ángulo desde el nodo ascendente hasta el periastro, medido en la dirección del movimiento.

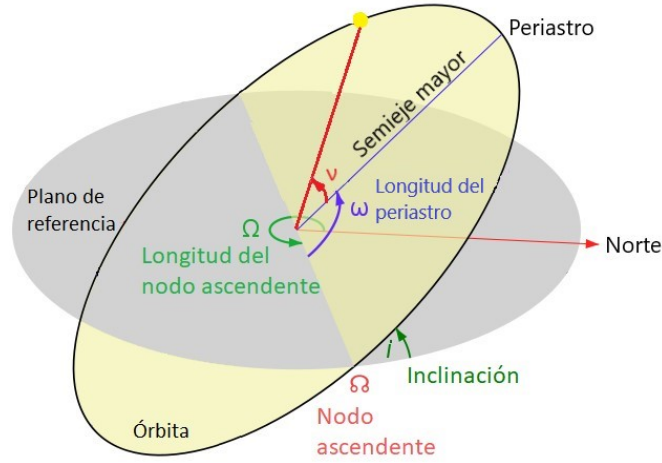


Figura 2.4: Diagrama que muestra algunos de los parámetros orbitales para su ilustración. En el diagrama el observador está arriba y el plano de referencia es el plano del cielo.

Por otra parte, la anomalía verdadera  $\nu$  es el ángulo medido desde el periastro hasta la posición de la estrella en su órbita con respecto al foco de la elipse. Este ángulo define la posición del cuerpo en órbita a lo largo de la elipse en un momento específico  $t$ . En la Figura 2.4 se señalan algunos de estos parámetros para su ilustración.

Los parámetros orbitales se estiman de la ecuación

$$V_{\text{rad}} = K[\cos(\nu + \omega) + e \cos(\omega)] + \gamma, \quad (2.4)$$

donde  $V_{\text{rad}}$  es la velocidad radial heliocéntrica,  $K$  es la semiamplitud de la velocidad,  $\nu$  es la anomalía verdadera,  $\omega$  es la longitud del periastro,  $e$  es la excentricidad y  $\gamma$  es la velocidad sistémica. Seguimos ahora el procedimiento de Heintz (1978) para calcular las masas y la separación de una binaria espectroscópica doble que tiene una órbita excéntrica.

Los elementos se definen como en el caso de binarios visuales;  $P_{\text{orb}}$  y  $\tau$  (que están ocultos en la variable  $\nu$ ) simplemente han cambiado de unidad.  $\gamma$  es la cantidad seis por determinar. Los puntos extremos  $V_1$  y  $V_2$  (Figura 2.5) de la curva dan inmediatamente:

$$K = \frac{V_2 - V_1}{2} \quad \text{y} \quad \bar{V} = \gamma + Ke \cos \omega = \frac{V_2 + V_1}{2} \quad (2.5)$$

para el eje central  $\bar{V}$ . La observación proporciona la órbita de uno o ambos componentes alrededor del centro de masa, y no la órbita relativa como en la binaria visual. Por lo tanto, las amplitudes  $K_1$  y  $K_2$  están relacionadas con las fracciones

$$a_1 = \frac{M_2 a}{M_1 + M_2}, \quad a_2 = \frac{M_1 a}{M_1 + M_2} \quad (2.6)$$

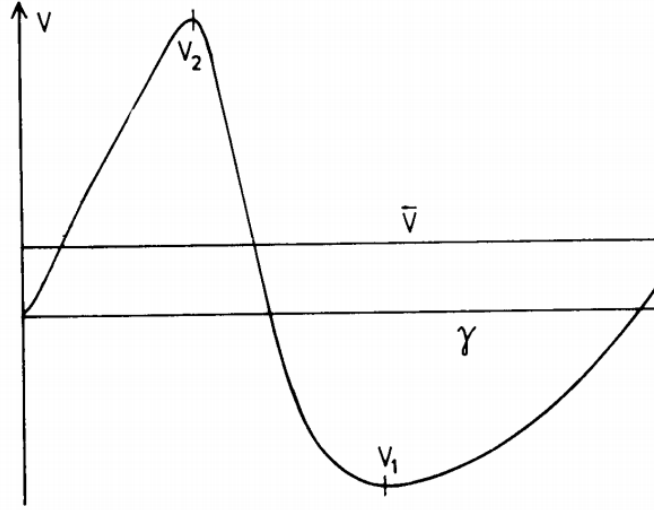


Figura 2.5: Curva de velocidad radial con la velocidad media  $\bar{V}$  y la velocidad sistémica  $\gamma$ , ambas como función del tiempo. Figura obtenida de [Heintz \(1978\)](#).

del semieje mayor de la órbita relativa. Con la unidad como se describe, y el período sustituido por el movimiento medio  $\mu$ , las semiamplitudes se expresan así

$$K_{1,2} = \frac{2\pi}{86400} \frac{\text{sen } i}{P} a_{1,2} (1 - e^2)^{-1/2}, \quad \text{o} \quad (2.7)$$

$$a_{1,2} \text{sen } i = 13751 K_{1,2} P (1 - e^2)^{1/2}.$$

Evidentemente, las velocidades radiales no pueden separar los semiejes mayores de  $\text{sen } i$ . En un par de una sola línea, además, se desconoce  $K_2$ . La inserción de la cantidad  $a_1 \text{sen } i$  en esta ley muestra que las masas y el factor  $\text{sen } i$  aparecen en una combinación inseparable  $f(M)$  llamada función de masa

$$f(M) = \frac{(M_2 \text{sen } i)^3}{(M_1 + M_2)^2}. \quad (2.8)$$

Esta función de masa también se puede escribir como una función de  $a_1$  y  $P$  resultando  $f(M) = 3.985 \times 10^{-20} (a_1 \text{sen } i)^3 P^{-2}$ ; o de manera similar como función de  $K_1$  y  $P$  siendo  $f(M) = 1.036 \times 10^{-7} K_1^3 P (1 - e^2)^{3/2}$ . En un objeto de doble línea (SB2) se conoce la relación de la masa  $q = M_2/M_1 = K_1/K_2$ . De modo que la función de masa se puede escribir como:

$$M_1 \text{sen}^3 i = 1.306 \times 10^{-7} P K_2 (K_1 + K_2)^2 (1 - e^2)^{3/2} \quad (2.9)$$

$$M_1 \sin^3 i = 1.306 \times 10^{-7} P K_1 (K_1 + K_2)^2 (1 - e^2)^{3/2} \quad (2.10)$$

Las fuerzas de marea que actúan sobre la componente secundaria en sistemas binarios tan cercanos hacen que la excentricidad se disipe obligando al sistema a entrar a órbitas circulares (e.g. [Davis et al., 2013](#)). En este caso las ecuaciones se simplifican mucho al tener  $e = 0$ . Entonces las ecuaciones [2.9](#) y [2.10](#) se pueden escribir como:

$$M_1 \sin^3 i = \frac{P K_2 (K_1 + K_2)^2}{2\pi G} \quad (2.11)$$

$$M_2 \sin^3 i = \frac{P K_1 (K_1 + K_2)^2}{2\pi G}, \quad (2.12)$$

mientras que la ecuación [2.8](#) para la separación entre las componentes se convierte simplemente en:

$$a \sin i = \frac{P(K_1 + K_2)}{2\pi} \quad (2.13)$$

Estas tres ecuaciones están en unidades solares,  $K_{1,2}$  en  $kms^{-1}$  y el período en días.

Como puede verse, estas ecuaciones tienen solución para las masas y la separación siempre y cuando sepamos el ángulo de inclinación  $i$  entre el plano de la órbita con respecto al observador.



## Capítulo 3

# Variables cataclísmicas

En este capítulo describimos el caso particular de las variables cataclísmicas, que son un subgrupo de las estrellas binarias interactivas. Describimos como, a partir de una descripción fenomenológica, un variado grupo de estrellas como las novas, novas recurrentes, estrellas tipo nova y novas enanas pertenecen a un mismo tipo de binarias en las que la estrella primaria es una enana blanca que acreta material proveniente de una estrella secundaria de tipo espectral tardío que está alimentando un disco de acreción que se forma alrededor de la estrella primaria.

Las variables cataclísmicas (CVs por sus siglas en inglés) son sistemas binarios interactivos compuestos por una enana blanca (WD) siendo esta la estrella primaria y una estrella de tipo espectral tardío, la estrella secundaria. Estos sistemas son caracterizados por su gran actividad y se debe principalmente a que la estrella secundaria se expande hasta llenar su lóbulo de Roche y parte del material se transfiere al pozo de potencial de la estrella primaria el cual forma un disco de acreción. Un esquema de esta configuración se muestra en la Figura 3.1.

Las novas se conocen desde hace muchos siglos, aunque fue solo en las primeras décadas del siglo XX cuando se distinguieron claramente por primera vez de las supernovas aún más poderosas (Filippenko, 1997). Las novas enanas se descubrieron mucho más recientemente, y de manera bastante gradual, con la primera erupción observada de U Geminorum en 1855 y en segundo lugar, con una erupción de SS Cygni, que se observó hasta 1896 (Smith, 2007; Warner, 2003). Por su similitud con las curvas de luz de las novas, pero en pequeña escala se clasificaron como novas enanas. Posteriormente se encontraron muchas novas enanas en estudios fotográficos a principios del siglo XX. Sin embargo, no fue hasta la década de 1960 que se confirmó una sospecha inicial de que todas las novas y novas enanas ocurren en estrellas binarias (Kraft, 1964). La evidencia provino en parte de estudios espectroscópicos

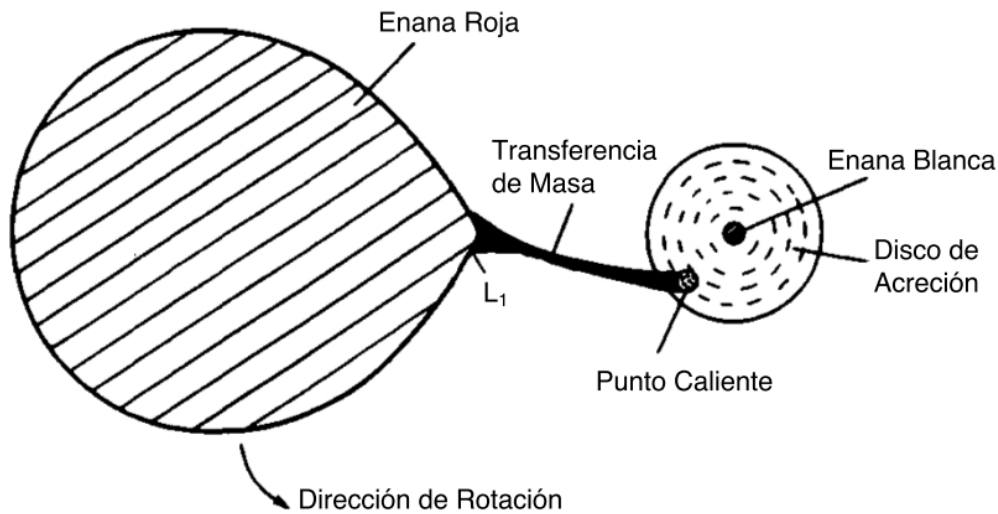


Figura 3.1: Modelo esquemático de una CV vista desde el plano orbital del sistema. Imagen obtenida de Warner (2003).

que revelaron velocidades radiales que variaban periódicamente y en parte del desarrollo de la fotometría fotoeléctrica que permitió el estudio intensivo del parpadeo a corto plazo que es característico de muchas novas enanas en reposo. Estos estudios también descubrieron fortuitamente una serie de binarias eclipsantes. Los estudios iniciales se concentraron en la parte óptica del espectro, que reveló principalmente el disco y ocasionalmente la WD. La llegada de satélites ultravioleta permitió la detección más regular de los componentes de las CVs. Los satélites de rayos X encontraron una población completamente nueva de binarias de rayos X, algunos de las cuales resultaron ser CV, en su mayoría sistemas con WDs magnéticas. Hoy en día, es común que se empleen estudios de multi-frecuencia para obtener la máxima información sobre un sistema.

### 3.1. Componentes estelares

#### 3.1.1. Enana blanca (WD): Primaria

Las componentes primarias de las CVs fueron identificadas como WDs que acretan material de las componentes secundarias gracias a los trabajos estadísticos realizados por Crawford & Kraft (1956). Son pocos los casos en los que se han podido estudiar directamente a las WDs y sus propiedades, siendo estos casos cuando el ángulo de inclinación  $i$  es muy alto o la transferencia de masa es muy baja. Se ha podido medir la masa de estos objetos compactos a través de la duración de eclipses o de asumir relaciones  $M_2$  vs.  $P_{orb}$ . Bailey (1990) ha desarrollado un método estadístico para determinar el  $q$  promedio para

un grupo de CV eclipsantes. El método estadístico de Bailey arroja relaciones de masa media, resultando  $\bar{q} = 0.29$  para nueve CVs por debajo de la  $P_{\text{orb}} \lesssim 2,2$  h y  $\bar{q} = 0.64$  para CV con  $P_{\text{orb}} \gtrsim 3.1$  h. Aunque la luz de la primaria suele verse opacada por la del disco, el punto caliente o la componente secundaria, pueden darse las condiciones para hacer posible medir su distribución de flujo en varios casos. En caso de poder obtener el flujo de la WD se compara con un modelo de atmósfera de una WD. Las temperaturas medias obtenidas para distintas clasificaciones de CV (Sección 3.4), a partir de mediciones bien determinadas (Sion, 1984), son 50000 K para NL, 19200 K para DN y 13500 K para polares, todas las cuales son más altas que la mediana 10000 K para las WDs de campo. Por lo tanto, aunque las masas de WDs en sistemas de CV promedio son más grandes que las de las WDs de campo, sus luminosidades son altas.

### 3.1.2. Estrella de secuencia principal tardía: Secundaria

Una estrella de secuencia principal (MS) de tipo tardío es una estrella fría, de tipo espectral entre G y L con temperaturas efectivas de 5000 a 2000 K, respectivamente. El flujo de la estrella contribuye sustancialmente a la parte roja e infrarroja. En un espectro de una CV se puede llegar a ver líneas de absorción, los cuales son producidas debido a la presencia de esta estrella fría. La componente secundaria llena el lóbulo de Roche. El radio característico,  $R_L$ , se puede aproximar por la siguiente ecuación (Echevarria, 1983):

$$\frac{R_L}{a} = 0.47469 \left( \frac{q}{1+q} \right)^{1/3}. \quad (3.1)$$

La estrella secundaria tendrá una densidad media,  $\bar{\rho}_2$ , dentro del lóbulo dado por la relación período-densidad (Warner, 2003)

$$\bar{\rho}_2 = 107 P_{\text{orb}}^{-2} [h] \text{ g cm}^{-3}. \quad (3.2)$$

La clasificación espectral de estas estrellas frías ha sido un problema al cual se le ha atacado desde varias perspectivas. El principal problema para clasificarlas radica en la evolución propia del sistema. La estrella secundaria continúa donando masa ( $\dot{M}_2$ ) y desestabilizando la estructura de la estrella. Si el tiempo de pérdida de masa ( $\tau_{\dot{M}_2} \sim M_2/\dot{M}_2$ ) es mayor al tiempo térmico  $\tau_{\text{KH}} = \frac{HM_2^2}{R_2L_2}$  la estrella deberá seguir una evolución determinada por la traza evolutiva de una estrella de MS. Pero en caso contrario la estrella se encuentra en desequilibrio térmico y provocará un aumento del radio a valores mayores que si fuera una estrella aislada (Knigge, 2011). Para valores típicos de CVs, estos dos tiempos caracterís-

ticos son del mismo orden de magnitud ( $\tau_{\text{KH}} \sim \tau_{\dot{M}_2}$ ). La estrella secundaria se encuentra fuera de equilibrio térmico.

## 3.2. Punto caliente, disco de acreción y erupciones

### 3.2.1. Disco de Acreción

Los discos de acreción son formados por el material que cae dentro del pozo de potencial de la estrella primaria. Las CV presentan las oportunidades más ricas para la observación e interpretación de discos astrofísicos. Se pueden encontrar tanto discos estables como no equilibrados, a menudo en el mismo objeto en distintos momentos. La luz de muchas CVs en el visible mientras se encuentra en su estado estable, y ciertamente de todos los DN en el pico del erupción, está dominada por la emisión del disco. El modelo usualmente utilizado en CVs es un disco estacionario geoméricamente delgados y ópticamente gruesos, que rotan de manera Kepleriana alrededor de la WD

$$\Omega_{\text{K}(r)} = \left( \frac{GM_1}{r^3} \right)^{1/2}. \quad (3.3)$$

La temperatura de estos discos en función del radio se calcula de de la siguiente forma (Warner, 2003):

$$T_{\text{eff}} = \left( \frac{3GM_1\dot{M}_2}{8\pi\sigma R_1^3} \right)^{1/4} \left( \frac{R_1}{r} \right)^{3/4} \left[ 1 - \left( \frac{R_1}{r} \right)^{1/2} \right]^{1/4}, \quad (3.4)$$

donde  $\dot{M}_2$  es la tasa de transferencia de masa de la estrella secundaria a la primaria y  $\sigma$  la constante de Stefan-Boltzmann. Esta ecuación predice que un disco de acreción en estado estable tiene una temperatura superficial que aumenta desde su borde exterior hasta un máximo cerca del componente primario. Para  $\dot{M}_2 \sim 10^{16} - 10^{18} \text{ g s}^{-1}$  (valores típicos) se espera que los discos de acreción alrededor de las WDs sean fuertes emisores de UV en sus regiones interiores y emisores débiles en el IR (e.g. Figura 7 de Hernández Santisteban et al., 2019). La estratificación de la temperatura es claramente muy diferente a la de una atmósfera estelar. Las simulaciones de los discos de acreción siguen siendo hasta la fecha, un problema abierto ya que no se ha podido reproducir completamente el espectro de CVs en el UV, siendo que los modelos predicen espectros más azules que los observados (Sion et al., 2010). Se requieren modelos que incluyan una componente ópticamente delgada en las partes externas del disco, así como la contribución de la emisión de la parte interna del disco debida a la WD.

### 3.2.2. Punto caliente

Con el disco completamente establecido, la corriente de materia proveniente de la componente secundaria impacta en su borde exterior a velocidades supersónicas, creando un área calentada por choque que puede irradiar tanta o más energía en longitudes de onda ópticas como todos los demás componentes (primario, secundario, disco) combinados. A esta zona de choque se le conoce como el punto caliente (*hot spot*). Debido al momento angular con el que el material sale del punto  $L_1$ , este choque no envía material por encima del plano orbital, lo cual alimenta de manera continua al disco de acreción. El chorro de gas que se transfiere de una estrella a otra es ópticamente delgado y frío, por lo que su emisión es despreciable en el continuo, aunque podría contribuir a la formación de líneas de emisión en el IR. Sin embargo, el punto caliente y su contribución al brillo del sistema en el visible no es menor y sigue siendo un problema abierto. El punto caliente es fácilmente detectable en las Tomografías Doppler (Capítulo 8) debido a que domina la emisión de algunas líneas, principalmente de hidrógeno. En la curva de luz aparece como una joroba. Este punto es el responsable del centelleo en las curvas de luz, cuyos tiempos característicos son de segundos.

### 3.2.3. Erupciones

De todos los fenómenos que muestran las variables cataclísmicas, el más evidente, el más característico y el que da lugar al nombre de “cataclísmico” son las erupciones. Por ejemplo, las erupciones de U Gem se han estado siguiendo desde su descubrimiento en 1855. Al saltar de magnitud 14 a 9, U Gem se ilumina en un factor de 100 en solo un día, lo que llevó a los primeros observadores a concluir que algún cataclísmico había envuelto la estrella. Los sistemas eclipsantes son los que proporcionan la mayor cantidad de información. A medida que aumenta la intensidad, el perfil del eclipse cambia de uno dominado por la WD y el punto caliente a uno dominado únicamente por el componente del disco. Por lo tanto, el sistema está en erupción porque el disco se ha iluminado dramáticamente.

Osaki (1974) sugirió una causa para las erupciones, basada en una inestabilidad en el disco de acreción. Si el material se transfiere desde la estrella secundaria en una proporción constante, y si esta proporción fuera más alta de lo que podría ser transportado a través del disco por interacciones viscosas, entonces el material se acumularía en el disco. Eventualmente, el amontonamiento podría hacer que el disco se volviera inestable, aumentando la viscosidad, aumentando enormemente el transporte del momento angular y extendiendo así el exceso de material tanto hacia adentro como hacia afuera sobre la WD. El aumento

de acreción sobre la WD aumenta la luminosidad del sistema y drena el disco de su material. Pronto, el disco vuelve a caer en un estado inactivo y de baja viscosidad, donde se repone gradualmente por la corriente de transferencia de masa, construyéndolo hacia una nueva erupción. Durante muchos años hubo una discusión entre el modelo de Osaki de la inestabilidad del disco y una alternativa basada en la inestabilidad de la estrella secundaria. Desarrollado principalmente por Geoff Bath (e.g. [Bath, 1984, 2004](#)), este modelo sugiere que los picos secundarios se mueven por transferencia de masa que fluyen hacia el disco y elevan su temperatura y luminosidad. Las opiniones se han asentado a favor del modelo de inestabilidad de disco de Osaki por dos razones: respaldo observacional y el desarrollo de un modelo teórico convincente de la inestabilidad.

La principal dificultad para el modelo de Bath fue la observación de que la luminosidad del punto caliente se mantiene aproximadamente estable durante las erupciones, mientras que uno esperaría que su luminosidad aumentara en proporción al aumento del flujo de masa hacia el punto caliente. Esta conservación de la luminosidad durante la erupción apoya fuertemente el modelo de inestabilidad del disco. Otro problema se relaciona con los cambios en el radio del disco durante el ciclo de erupciones. En el modelo de inestabilidad del disco, la viscosidad aumentada esparce el material tanto hacia afuera como hacia adentro, de modo que el disco se expande al inicio de la erupción. Luego, durante la quietud, la adición de más material de la corriente hace que el disco se contraiga gradualmente hasta que se produzca la siguiente erupción. Por el contrario, la ráfaga de transferencia de masa del modelo de Bath haría que el disco se encogiera al inicio de la erupción, acumulando material en el radio de circularización. En quietud, este material se esparciría de manera viscosa, expandiéndose gradualmente por el disco. Las observaciones muestran claramente que el disco se contrae durante la quietud y se expande durante la erupción, favoreciendo así el modelo de inestabilidad del disco ([Smak, 1984](#)).

El principal argumento presentado por Osaki en apoyo de una explicación de la inestabilidad del disco para que se dé una erupción se basa en la comparación de la luminosidad del punto caliente en quietud con su luminosidad durante la erupción. La transferencia de masa constante de la componente secundaria a una tasa de  $\dot{M}_2$  llegará al punto caliente y liberará energía gravitacional a una tasa

$$L_{\text{spot}} = \frac{GM_1}{R_{\text{disc}}} \dot{M}_2, \quad (3.5)$$

donde  $R_{\text{disc}}$  es el radio del borde exterior del disco. Además, la acumulación en la WD durante la erupción (*outburst*) a una tasa  $\dot{M}_{\text{out}}$  libera energía

$$L_{\text{out}} = \frac{GM_1}{R_1} \dot{M}_{\text{out}}. \quad (3.6)$$

Para U Gem Osaki estimó  $R_{\text{disc}}/R_1 \sim 32$  para obtener

$$\frac{L_{\text{out}}}{L_{\text{spot}}} \approx 32 \frac{\dot{M}_{\text{out}}}{\dot{M}_2}. \quad (3.7)$$

Ahora, si la masa transferida desde la componente secundaria se acumula en el disco durante el intervalo de recurrencia entre erupciones  $t_{\text{rec}}$ , y se acumula durante una erupción con una duración  $\Delta t$ , entonces al igualar las masas tenemos  $\dot{M}_2 t_{\text{rec}} = \dot{M}_{\text{out}} \Delta t$ . Tanto  $t_{\text{rec}}$  como  $\Delta t$  se miden fácilmente a partir de una curva de luz: en U Gem son  $\sim 100$  días y  $\sim 10$  días respectivamente, lo que lleva a

$$\frac{\dot{M}_{\text{out}}}{\dot{M}_{\text{spot}}} \approx 10 \quad \text{y} \quad \frac{L_{\text{out}}}{L_{\text{spot}}} \approx 320. \quad (3.8)$$

A partir de la amplitud de la joroba orbital en U Gem, el punto caliente emite aproximadamente la mitad de la luz en quietud, por lo que se especula  $L_{\text{out}}/L_{\text{quies}} \approx 160$ , que corresponde a un brillo de 5.5 magnitudes. Esto concuerda con las erupciones observadas, por lo tanto, apoya firmemente su hipótesis de la inestabilidad del disco.

### 3.2.3.1. Origen de la viscosidad

Para que se genere  $\dot{M}$  en el disco se requiere que haya un mecanismo que haga que el material externo del disco, que en principio está girando a una velocidad kepleriana fija, aumente su momento angular. Este mecanismo puede ser la viscosidad como veremos mas adelante. Veamos cual puede ser el proceso.

Supongamos que tenemos dos anillos adyacentes en la parte exterior del disco. Cada anillo del disco gira a las velocidades keplerianas locales. El material que está girando más rápidamente trata de deslizarse a través de material que está mas afuera. Cualquier viscosidad en el material se opone al movimiento de deslizamiento e intenta forzar a los anillos adyacentes a girar a la misma velocidad. El anillo exterior se acelera mientras que el interior se desacelera; por tanto, la viscosidad hace que el momento angular fluya hacia afuera. La mayor parte del material fluye hacia adentro y libera energía gravitacional, aunque una parte debe extenderse hacia afuera para llevar el momento angular (véase Apéndice A). Los discos son tan difusos que la viscosidad molecular es demasiado débil por un factor de  $10^9$  para explicar este comportamiento, por lo que este tipo de viscosidad está descartado. Por otro lado se ha propuesto que los discos tienen turbulencia, por lo que los

anillos adyacentes intercambian continuamente burbujas de material (Shakura & Sunyaev, 1973). Esto transfiere momento angular y actúa como una viscosidad. Shakura & Sunyaev (1973) propusieron que los remolinos de turbulencia deben ser más pequeños que la altura vertical del disco,  $H$ , y que, dado que las moléculas de gas se mueven aproximadamente a la velocidad del sonido, los remolinos transfieren material hasta la velocidad del sonido en el gas,  $c_s$ . Por lo tanto, parametrizaron la viscosidad  $\nu$  como

$$\nu = \alpha c_s H, \quad (3.9)$$

donde  $\alpha$ , un número menor que 1, denota el tamaño de la viscosidad como una fracción del caso límite. Estos discos se denominan comúnmente *discos alfa* y son el modelo teórico estándar. Son discos delgados, levemente cóncavos, ensanchados en sus bordes exteriores y su masa total es insignificante en comparación con la de la WD central. Al comparar los modelos de disco alfa en las curvas de luz de las novae enanas, se puede deducir que  $\alpha$  tiene que ser de aproximadamente 0.01-0.05 en el disco frío de una nova enana en quietud y un valor aproximado de 0.1-0.5 durante una erupción. Sin embargo, la prescripción alfa en sí misma no da ninguna pista sobre la causa de la turbulencia necesaria para crear la viscosidad.

### 3.2.3.2. Turbulencia magnética

Hawley & Balbus (1998) desarrollaron una teoría de la turbulencia causada por inestabilidades magnéticas. Consideremos una línea de campo magnético que conecta dos burbujas de gas ionizado, una situada a un radio ligeramente mayor que la otra. La burbuja interior orbita más rápido, por lo que la línea de campo se estira e intenta hacer que las burbujas vuelvan a juntarse, lo que acelera la otra, dándole un momento angular, y frena a la interior, disminuyendo su momento angular. Pero la ganancia de momento angular hace que la burbuja interna caiga hacia adentro, por lo que el efecto neto es que la línea de campo se estire aún más. La línea de campo estirada es equivalente a un campo magnético más fuerte, por lo que los campos iniciales pequeños se amplifican en gran medida por este efecto. En última instancia, a medida que el campo crece, los flujos ordenados se rompen en turbulencia magnética, un proceso que ahora se conoce como *inestabilidad Balbus-Hawley*.

### 3.2.3.3. Inestabilidad térmica

La inestabilidad Balbus-Hawley requiere un fuerte acoplamiento entre el campo magnético y el material del disco. Esto ocurre cuando el disco está caliente e ionizado. Pero



en un disco frío, los electrones están recombinados con los núcleos y los átomos son eléctricamente neutros, es decir, no hay electrones libres que generen campos magnéticos que cierren la inestabilidad Balbus-Hawley. Ésta es la diferencia esencial entre el disco frío de baja viscosidad en una nova enana en estado de quietud y el disco caliente de alta viscosidad en una erupción. Por lo tanto, un mecanismo que pueda hacer elevar la temperatura del disco para que se generen campos eléctricos y por lo tanto magnéticos puede a su vez ser la causa misma de una erupción. Veámoslo de esta manera. Los fotones interactúan fuertemente con partículas cargadas y solo débilmente con átomos neutros. El material frío no ionizado tiene, por tanto, una baja opacidad a la radiación. Sin embargo, cuando el hidrógeno se calienta a 7000 K, algunos electrones se desprenden de sus átomos y el gas se ioniza parcialmente, lo que aumenta la opacidad. Si se intenta calentar más el gas, la mayor parte de la energía se destina a crear más iones en lugar de calentar el gas, de modo que un pequeño aumento de temperatura produce un gran aumento de ionización. El efecto general es que, en un gas de hidrógeno parcialmente ionizado, la opacidad es extremadamente sensible a la temperatura. Esto podría provocar que el disco fuera inestable. Suponiendo que la temperatura en una parte de un disco estable fluctúa un poco hacia arriba, esta fluctuación aumentaría el movimiento aleatorio de las partículas de gas y, por lo tanto, aumentaría la viscosidad; el aumento de la viscosidad aumenta el flujo de material hacia el interior, vaciando la región. La densidad más baja reduce el calentamiento de la viscosidad, por lo que la temperatura vuelve a la normalidad y la región se llena de nuevo. Por tanto, la situación es estable.

Ahora reconsiderando la fluctuación se da cuando el hidrógeno está parcialmente ionizado. El aumento de temperatura provoca un enorme aumento de la opacidad; la opacidad atrapa el calor creado por la interacción viscosa, por lo que la temperatura sube aún más. La viscosidad está aumentando, vaciando la región y, por lo tanto, reduciendo la cantidad de calor producido por las interacciones viscosas, pero la reducción se ve superada por la retención de energía dentro del disco. Por tanto, la temperatura sigue subiendo hasta que el hidrógeno se ioniza por completo. En el punto en que la opacidad pierde su extrema sensibilidad a la temperatura, el disco se asienta en un nuevo estado de equilibrio a una temperatura mucho más alta. En el estado caliente y altamente viscoso, el flujo de material hacia adentro a través del disco excede el que ingresa al disco desde la corriente de transferencia de masa. Por lo tanto, el nuevo estado caliente no se puede mantener por mucho tiempo y el disco debe eventualmente volver a su estado original.

Los cambios descritos anteriormente se pueden considerar como un ciclo en una gráfica

de la densidad de la superficie del disco frente a su temperatura de la superficie (Figura 3.2). En quietud, la nova enana se encuentra en el punto A, en el que el disco es estable. Sin embargo, suponiendo que la transferencia de masa desde la componente secundaria es mayor que el flujo a través del disco de baja viscosidad, el disco se llenará, aumentando gradualmente su densidad superficial  $\Sigma$ . El mayor calentamiento viscoso del disco más masivo eleva su temperatura y el disco se mueve hacia B en el plano temperatura-densidad. En B, donde se establece la ionización, cualquier aumento adicional en la densidad de la superficie produce un aumento descontrolado de la temperatura. Dado que la escala de tiempo para el calentamiento es mucho mayor que el tiempo para el intercambio viscoso de material, la densidad de la superficie permanece aproximadamente constante a medida que aumenta la temperatura hasta que el hidrógeno se ioniza por completo, llegando al punto C. Se establece un nuevo equilibrio en el que el aumento de luminosidad resultante de una temperatura más alta se sostiene debido al alto incremento del flujo de material hacia adentro que es mucho más alto generado por la alta viscosidad del estado ionizado. Sin embargo, este flujo es mayor que el reabastecido por la componente secundaria. Por tanto, la densidad de la superficie desciende, provocando una caída correspondiente de temperatura hasta que el disco alcanza el punto D. En este punto, el hidrógeno se vuelve a ionizar parcialmente, la alta opacidad vuelve y el calor para mantener la alta temperatura de la superficie ya no puede escapar. La temperatura desciende, los iones se recombinan, la viscosidad cae y el disco vuelve al estado frío e inactivo. La curva S (Apéndice B) fuerza al disco a seguir el ciclo límite A-B-C-D-A.

En realidad la inestabilidad se desarrolla primero en un anillo del disco en lugar de desarrollarse uniformemente sobre todo el disco. La viscosidad más alta luego esparce el material caliente desde ese anillo hacia los anillos adyacentes, empujándolos por encima del umbral de inestabilidad, y así sucesivamente en un efecto dominó. La *onda de calentamiento* resultante se propaga a través del disco, provocando una erupción.

La evolución de la erupción depende de la distribución de material en el disco cuando comienza la erupción y del radio en el que se desencadena la erupción. El primer punto es que las dos densidades superficiales críticas  $\Sigma_{\max}$ , la densidad máxima en la rama inferior de la relación T- $\Sigma$  y  $\Sigma_{\min}$ , la densidad mínima de la rama inferior, ambas dependen del radio en el disco. Por lo tanto, dado que el flujo de materia depende de la densidad (flujo  $\propto \nu\Sigma$ ), el disco puede soportar una  $\Sigma$  más alta en radios más grandes sin llegar al límite de estabilidad. El efecto de la erupción anterior es dejar el disco en un estado en el que  $\Sigma$  se encuentra entre los dos valores críticos. Luego se llena durante la inactividad, de una

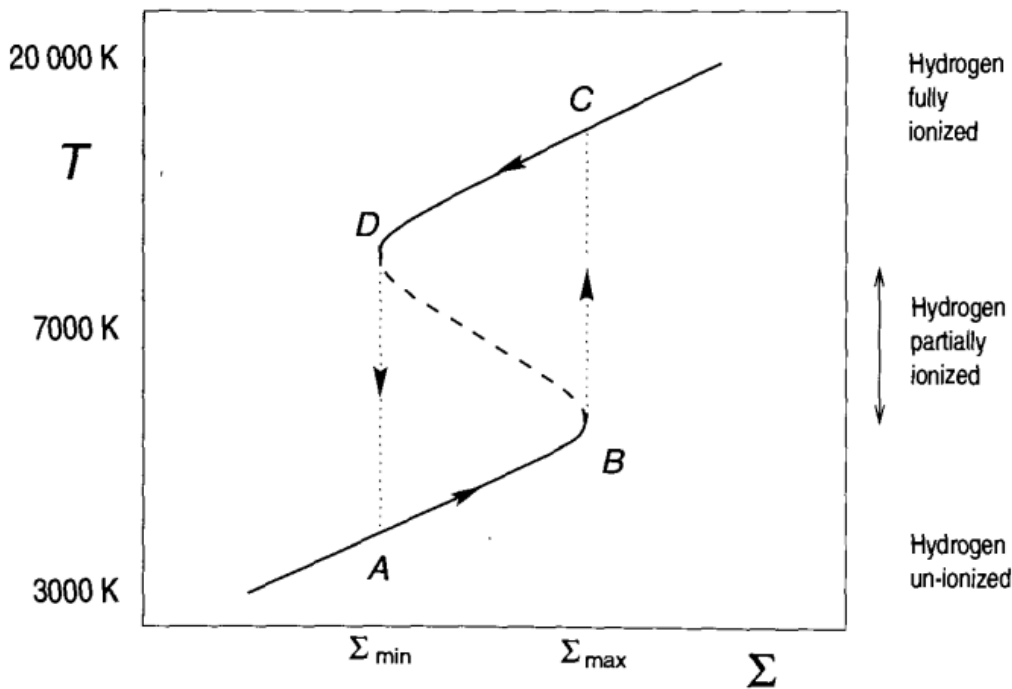


Figura 3.2: Ciclo de una nova enana graficado como una relación densidad superficial  $\Sigma$  en función de la temperatura superficial del disco de acreción. Figura obtenida de [Hellier \(2001\)](#).

manera que depende de la tasa de transferencia de masa desde la componente secundaria. A velocidades de transferencia bajas, el material tiene tiempo para difundir la viscosidad hacia el interior y, por lo tanto, se acumula en radios pequeños.  $\Sigma$  luego llega a  $\Sigma_{\max}$  primero en el disco interno. A altas tasas de transferencia, el material no tiene tiempo para difundirse hacia adentro, se acumula en grandes radios y, por lo tanto, desencadena la inestabilidad en el disco exterior. Cuando el detonante de la erupción está en el disco interno, la onda de calor empuja hacia afuera, creando una erupción *de adentro hacia afuera*. A medida que cada nuevo anillo cambia a alta viscosidad, la materia que fluye hacia las regiones internas aumenta, aumentando  $\Sigma$  y aumentando la tasa de acreción en la WD. En el caso opuesto de una erupción *de afuera hacia adentro*, la onda agitada viaja hacia adentro, trayendo con una mejora de densidad. El resultado final, en el *estado estacionario* de la erupción, es similar en los dos casos: el perfil de densidad se invierte y  $\Sigma$  es ahora mayor en el disco interno.

La tasa de acreción más alta durante la erupción drena el disco de su material hasta que  $\Sigma$  se reduce a  $\Sigma_{\min}$  en algún anillo, que siempre está en el disco exterior. Este anillo se desprende del estallido y una *ola de enfriamiento* se propaga hacia adentro. Las regiones que se encuentran justo dentro de la onda de enfriamiento tienen una viscosidad más alta que las regiones que se encuentran fuera de ella, por lo que empujan el material hacia

afuera a través del frente de enfriamiento. Esto reduce  $\Sigma$  en el anillo justo dentro a  $\Sigma_{\min}$ , de modo que también sale de la erupción y la onda de enfriamiento barre hacia adentro, succionando material de regreso a radios más grandes a medida que pasa. Finalmente, todo el disco vuelve a estar en estado de quietud, dejando un perfil de densidad similar al que comenzó.

#### 3.2.3.4. Causas de las diferentes curvas de luz durante las erupciones

Las curvas de luz de las erupciones, incluso en una misma estrella, no son uniformes. Las causas de las distintas formas de la erupción en la curva de luz se muestran a continuación y se ilustran en la Figura 3.3:

- Las *subidas rápidas* son causados por erupciones de afuera hacia adentro. La onda de calentamiento que corre hacia adentro viaja rápidamente porque (1) la viscosidad hace que fluya más material hacia adentro que hacia afuera; (2) los radios exteriores contienen una mayor densidad de superficie, por lo que esparcir este material tiene un gran efecto en los anillos más hacia adentro, y (3) los anillos en los radios más pequeños tienen menor densidad superficial, de modo que el material de canalización hacia adentro aumenta la densidad. Los tres combinados permiten que una onda de calentamiento que corre hacia adentro sobrepase el siguiente anillo rápida y fácilmente, de modo que la onda atraviese rápidamente el disco. La acreción aumenta repentinamente cuando la onda de calentamiento y la inundación que la acompaña, el material llega a la WD. La velocidad de la onda de calentamiento es  $\alpha_{\text{hot}}c_s$  (donde  $\alpha_{\text{hot}}$  significa alfa en el lado caliente de la inestabilidad), lo que combinado con el conocimiento del tiempo de subida y la distancia recorrida (el radio del disco) nos permite estimar  $\alpha_{\text{hot}}$  como  $\sim 0.1-0.3$ .
- Los *ascensos lentos* son provocados por una erupción de adentro hacia afuera. Los tres factores anteriores obstaculizan una ola de calor que corre hacia afuera, en lugar de ayudarla, de modo que viaja más lentamente. La acreción aumenta gradualmente a medida que más disco participa en el envío de material adicional hacia adentro.
- Las *erupciones cortas* ocurren cuando la onda de calentamiento no se propaga directamente al borde exterior del disco. La región fría restante luego succiona material de la región caliente, iniciando una ola de enfriamiento casi de inmediato y apagando el estallido.
- Las *mesetas* ocurren cuando todo el disco entra en erupción, y lo sostiene, con la

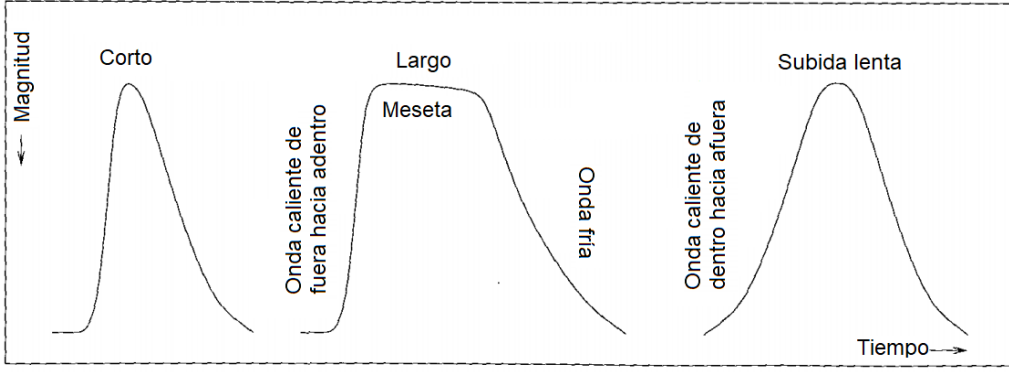


Figura 3.3: Ejemplos de los tipos de erupciones esquemáticos vistos por su comportamiento en las curvas de luz. Imagen obtenida de [Hellier \(2001\)](#).

materia drenando sobre la WD, hasta que  $\Sigma$  cae a  $\Sigma_{\min}$  en el disco externo (el ligero declive durante esta fase corresponde al declive de C a D). Algunos autores sostienen que la transferencia de masa mejorada en el estallido debido a la irradiación de la componente secundaria ayuda a mantener las mesetas.

Las erupciones largas y cortas tienden a alternarse. Cuando las regiones ultraperiféricas no participan en una erupción breve, se quedan con más material, lo que aumenta la probabilidad de que participen en la próxima inestabilidad. Dado que la onda de enfriamiento siempre se origina en el disco externo y se mueve hacia adentro, las disminuciones de todos los estallidos son similares.

### 3.3. Evolución

El principal mecanismo de evolución del sistema binario es la pérdida de momento angular ([King & Kolb, 1995](#)):

$$\frac{\dot{M}_2}{M_2} = \frac{\dot{J}}{JD} < 0, \quad (3.10)$$

con  $\dot{J}$  la tasa de pérdida de momento angular  $J$  del sistema, donde  $J$  está dado por

$$J = M_1 M_2 \left( \frac{Ga}{M_{\text{tot}}} \right)^{1/2}, \quad (3.11)$$

y  $D$  se expresa como

$$D = \left( \frac{5}{6} + \frac{\zeta}{2} \right) - \frac{M_2}{M_1} + \alpha \left( \frac{M_2}{M_1} - \frac{1}{3} \frac{M_2}{M_{\text{tot}}} \right) - \nu, \quad (3.12)$$

donde  $\zeta = d \ln R_2 / d \ln M_2$  es el índice masa-radio de la estrella secundaria evaluada en la rama evolutiva,  $\alpha = \dot{M}_{\text{tot}} / \dot{M}_2$  es la razón de la masa que pierde el sistema completo respecto a la que pierde la estrella secundaria. Si la masa no es eyectada se trata de la masa que se encuentra orbitando en el disco de acreción. Por último,  $\nu$  es la razón de pérdida de momento angular consecuente (consequential angular momentum loss, CAML) debida al proceso de transferencia de masa:

$$\nu = \frac{\dot{J}_{\text{CAML}}/J}{\dot{M}_2/M_2}. \quad (3.13)$$

La ecuación 3.10 nos muestra que sin esta pérdida de momento angular, las estrellas no alcanzan el límite de Roche y no habría transferencia de masa. Todos estos sistemas binarios pierden momento angular debido a radiación gravitatoria (gravitational radiation, GR), donde la tasa  $\dot{J}_{\text{RG}}$ , está dada por Paczyński (1967),

$$\dot{J}_{\text{GR}} = -\frac{32}{5} \frac{G^{7/2}}{c^5} \frac{M_1^2 M_2^2 M_{\text{tot}}^2}{a^{7/2}} \text{ dyn cm}. \quad (3.14)$$

Este mecanismo no puede ser el único en juego. Un probable mecanismo adicional usualmente invocado es el frenado magnético. Las estrellas de baja masa tienen un débil viento estelar. Siendo que el viento estelar es un gas ionizado, cuando es atrapado por las líneas de campo magnético producido por la estrella secundaria fuera del radio de Alfvén (radio donde la presión debida al campo magnético de un objeto es igual al del material que acreta hacia el interior), la estrella pierde momento angular y se provoca una torca que frena su movimiento. Al disminuir el momento angular se provoca una reducción de  $a$  y, por consiguiente, de  $P_{\text{orb}}$ . Las fuerzas de marea entre ambos objetos en el sistema permiten mantener la sincronía de los períodos rotacionales y orbitales, por lo que un cambio en uno de ellos, provoca un ajuste del sistema. El modelo usualmente adoptado en trabajos de evolución de CVs, debido a su flexibilidad para ajustar trazas evolutivas, es el de Rappaport et al. (1983), en el que el cambio de momento angular por frenado magnético (MB) está dado por:

$$\dot{J}_{\text{MB}} \approx -3.8 \times 10^{-30} M_2 R_{\odot}^4 \left( \frac{R}{R_{\odot}} \right)^{\gamma} \Omega_{\text{orb}}^3 \text{ dyn cm}, \quad (3.15)$$

donde  $\gamma$  es el exponente de la ley de potencias que rige el frenado magnético.

Cuando la estrella secundaria pierde suficiente masa y al punto de llegar a  $M_2 \simeq 0.2 - 0.3 M_{\odot}$ , su interior se vuelve completamente convectivo, apagándose así el frenado magnético. Este fenómeno se explica por la desaparición de la interfaz entre el núcleo

radiativo y la envolvente convectiva ocurre el anclaje del campo magnético. Al disminuir abruptamente el frenado magnético (alrededor  $P_{\text{orb}} \simeq 3$  h y, por consiguiente, la transferencia de masa, la estrella secundaria no puede adaptarse con suficiente rapidez y se encoge, perdiendo contacto con el lóbulo de Roche. Aunque el frenado magnético desaparezca, el sistema continua perdiendo momento angular debido a la GR. Cuando el sistema llega a un  $P_{\text{orb}} \simeq 2$  h,  $a$  es suficiente para que la estrella vuelva a llenar su lóbulo de Roche y se reanude la transferencia de masa. La estimación más reciente de este *period gap* fue hecha por Knigge (2006) de  $P_{\text{gap,-}} = 2.15 \pm 0.03$  h y  $P_{\text{gap,+}} = 3.18 \pm 0.04$  h. Observacionalmente, es clara la distribución bimodal, separada por una zona comprendida entre 2 h y 3 h (Figura 3.4).

La disminución en la separación entre ambas estrellas lleva a un valor mínimo del período orbital de alrededor de 80 min, conocido como el período mínimo. El cambio en el período orbital se determina a través de la ecuación:

$$\frac{\dot{P}_{\text{orb}}}{P_{\text{orb}}} = \frac{3\zeta - 1}{2} \frac{\dot{M}_2}{M_2}. \quad (3.16)$$

Una estrella en equilibrio (como suponemos que se encuentra la estrella al salir del period gap por no existir ninguna interacción entre las estrellas) tiene un índice masa-radio  $\zeta \simeq \zeta_{\text{eq}} \simeq 0.8$ . Sin embargo, la estrella secundaria continua perdiendo masa por lo que este índice disminuye hasta llegar al límite donde la estrella deja de quemar hidrógeno en su núcleo ( $M_{\text{H}} \sim 0.07 M_{\odot}$ ) cuando  $\zeta \simeq -1/3$ . De la ecuación 3.16, en el transcurso entre el estado de equilibrio y el cese de quemado de hidrógeno, el índice alcanzará el valor crítico  $\zeta = 1/3$ , donde el cambio en  $P_{\text{orb}}$  se detiene. A partir de este punto, la órbita y su período orbital crecen. Este tipo de sistemas, cuyo  $P_{\text{orb}}$  aumenta, se conocen como *sistemas en rebote* (bounce back system).

### 3.4. Clasificación

El sistema actual de asignación de CV individuales a tipos específicos es una simplificación de esquemas anteriores. Todas las clasificaciones iniciales se basaron en la morfología de la curva de luz. Las CV se agruparon en cuatro grupos:

*Novas clásicas (CN)*: Estas tienen, por definición, solo una erupción observada. El intervalo desde el brillo de la prenova hasta el brillo máximo es de 6 a más de 19 magnitudes y está fuertemente correlacionado con la velocidad a la que la nova se desvanece después del máximo. Las erupciones de mayor amplitud, de menor duración, se encuentran en

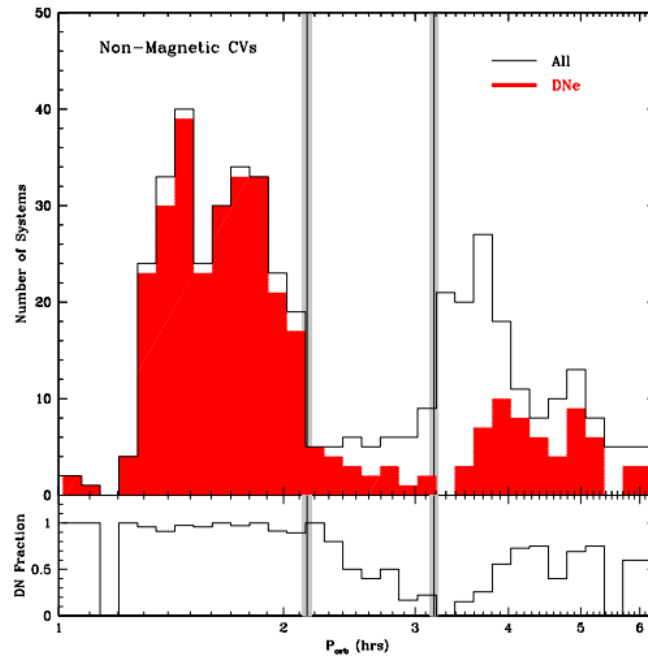


Figura 3.4: Distribución del período orbital de CV no magnéticos y la fracción DN asociada, las cuales se muestran como una función del período orbital. Las líneas verticales y las regiones sombreadas en gris marcan la ubicación de los bordes del intervalo de período superior e inferior. Imagen obtenida de [Knigge et al. \(2011\)](#).

novas muy rápidas; las amplitudes más bajas, en erupciones que pueden durar años, se encuentran en las novas lentas. Las erupciones de CN están modeladas satisfactoriamente como fugas termonucleares del material rico en hidrógeno que se acumula en la superficie de la WD.

*Novas enanas (DN)*: Este tipo de CV tiene erupciones típicamente de 2 a 5 magnitudes, salvo algunas excepciones, por ejemplo, WZ Sge, con un alcance de hasta 8 magnitudes ([Patterson, 1980](#)). El intervalo entre erupciones es de  $\sim 10$  d a decenas de años con una escala de tiempo bien definida para cada objeto. La duración de las erupciones normales es de 2 a 20 d. Hay tres subtipos distintos de DN, según la morfología de la curva de luz de explosión:

- Estrellas tipo *U Gem*: Las novas enanas canónicas son las U Gem, que llevan el nombre del prototipo, que se observó por primera vez en 1855 ([Warner, 2003](#)). Estos muestran erupciones semiregulares con una escala de tiempo típica entre ellos que varía de semanas a años y una amplitud típica de 4-5 magnitudes (un factor de 40-100 en brillo), tal y como se muestra en la Figura 3.5 ([Hellier, 2001](#)). A este tipo de erupciones las catalogamos como *normales*. La estrella de tipo U Gem mejor observada es SS Cygni. Las curvas de luz también muestran variabilidad en distintas escala de tiempo, desde el parpadeo de baja amplitud en escalas de tiempo de segundos o mi-



nutos a través de variaciones suaves que surgen de la superficie visible variable de la estrella secundaria distorsionada por las mareas hasta eclipses en algunos sistemas y jorobas previas al eclipse que surgen del punto caliente donde la corriente de acreción desemboca en el disco.

- Estrellas tipo *Z Cam*: Este tipo de DN alternan entre erupciones normales y períodos de inacción, conocidos como *paradas* o *standstills*, donde el brillo de la estrella permanece estático a un valor de aproximadamente un tercio del brillo máximo. Estos períodos de luz constante pueden durar muchos meses, pero su duración varía considerablemente, incluso para una estrella determinada. Mientras están paradas, las estrellas *Z Cam* se asemejan a los sistemas NL que no presentan actividad, pero son algo menos luminosos. Una curva de luz de una estrella tipo *Z Cam* se muestra en la Figura 3.6 obtenida de [Simonsen et al. \(2014\)](#)
- Estrellas tipo *SU UMa*: Estas muestran erupciones en su mayoría normales, pero de vez en cuando producen un supererupción, que dura mucho más y tiene una amplitud ligeramente mayor ( $\sim 0.7$  mag). Estos supererupciones en realidad ocurren con bastante más regularidad que los erupciones normales, y la curva de luz orbital durante el supererupción se caracteriza por superjorobas, como las jorobas que se ven en las novae enanas normales, excepto que las superjorobas derivan en la fase orbital; se cree que son la señal de un disco elíptico cuyo eje mayor está precesando alrededor de la órbita. Un ejemplo de una curva de luz de una estrella tipo *SU UMa* se muestra en la Figura 3.7 obtenida de [de Miguel et al. \(2012\)](#).

La erupción de la DN se entiende razonablemente bien como una liberación de energía gravitacional, causada por un gran aumento temporal en la tasa de transferencia de masa a través del disco. Algunas CNs también muestran erupciones de tipo DN.

*Novas recurrentes (RN)*: Son, por definición, CN previamente reconocida que repiten sus erupciones. La distinción entre RN y DN se hace espectroscópicamente: en RN (como en CN) se expulsa una capa sustancial a altas velocidades; en DN no se pierde ninguna cáscara (pero puede haber un viento estelar mejorado durante el erupción).

*Variables de tipo Nova (NL)*: Estas incluyen todas las CVs “no eruptivas”. Este aparente oxímoron es eliminado por la creencia de que las NL incluyen estrellas prenovas, posnovas y quizás *Z Cam* con períodos de erupciones desconocidos y muy largos (mayor a un siglo). Además, se incluyen las estrellas *VY Scl*, que muestran reducciones ocasionales en el brillo desde una magnitud máxima aproximadamente constante, causada por la disminución

temporal de la tasa de transferencia de masa desde la componente secundaria. La mayoría de los NL tienen espectros de líneas de emisión, pero un subgrupo muestra además líneas de absorción amplias. Estas últimas se denominarán aquí estrellas *UX UMa*; esta terminología se ha utilizado ocasionalmente para todos los NL.

Los CV magnéticos generalmente se incluyen entre los NL. Los campos magnéticos de las primarias pueden alterar el disco de acreción, ya sea parcial o totalmente, y en consecuencia se tratan por separado. Las dos subclases más pobladas son:

- *Polares*: Tienen los campos magnéticos más fuertes ( $10 < B < 200$  MG).
- *Polares intermedios*: Tienen campos más débiles ( $B \sim 0.1-10$  MG). Estrellas tipo *DQ Her* son un subconjunto de ellas.

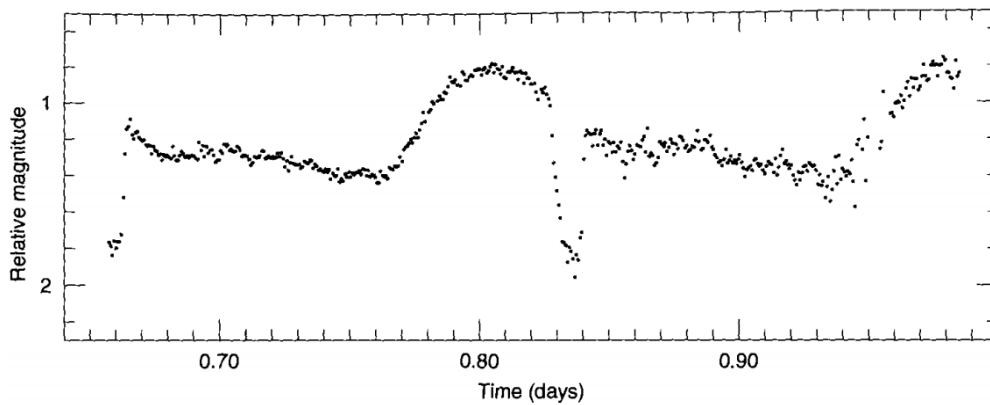


Figura 3.5: Curvas de luz de U Gem. Se observa una gran joroba simétrica en la curva de luz que se interpreta como un punto caliente en la estrella caliente, manteniendo su posición constante con respecto a la línea de centros de las dos estrellas. También se aprecia un eclipse del punto caliente. Imagen obtenida de [Hellier \(2001\)](#).

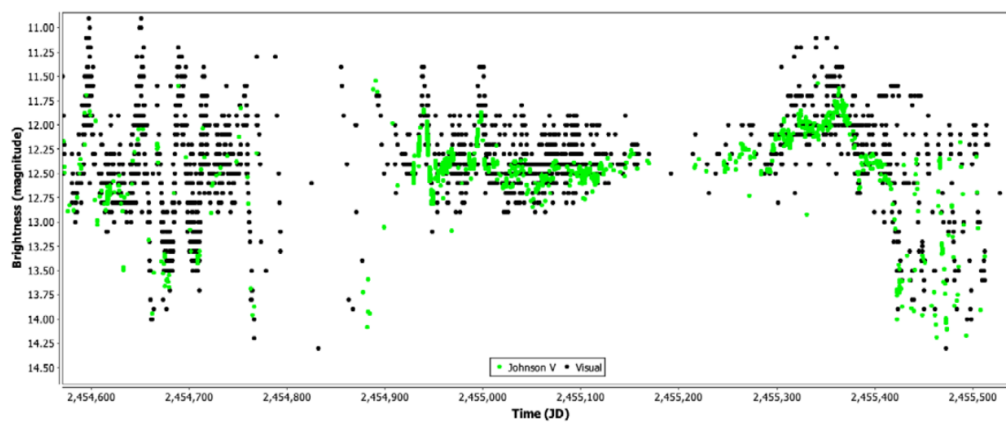


Figura 3.6: Curva de luz obtenida de AAVSO de AH Her, una estrella tipo Z Cam. Se muestra con detalle que la estrella llega a una parada a partir del JD 2455005 (junio de 2009). Se vuelve un poco más caótico, y luego entra en erupción desde el punto muerto casi un año después en JD 2455363, antes de desvanecerse a mínimos progresivamente más débiles. Imagen obtenida de [Simonsen et al. \(2014\)](#).

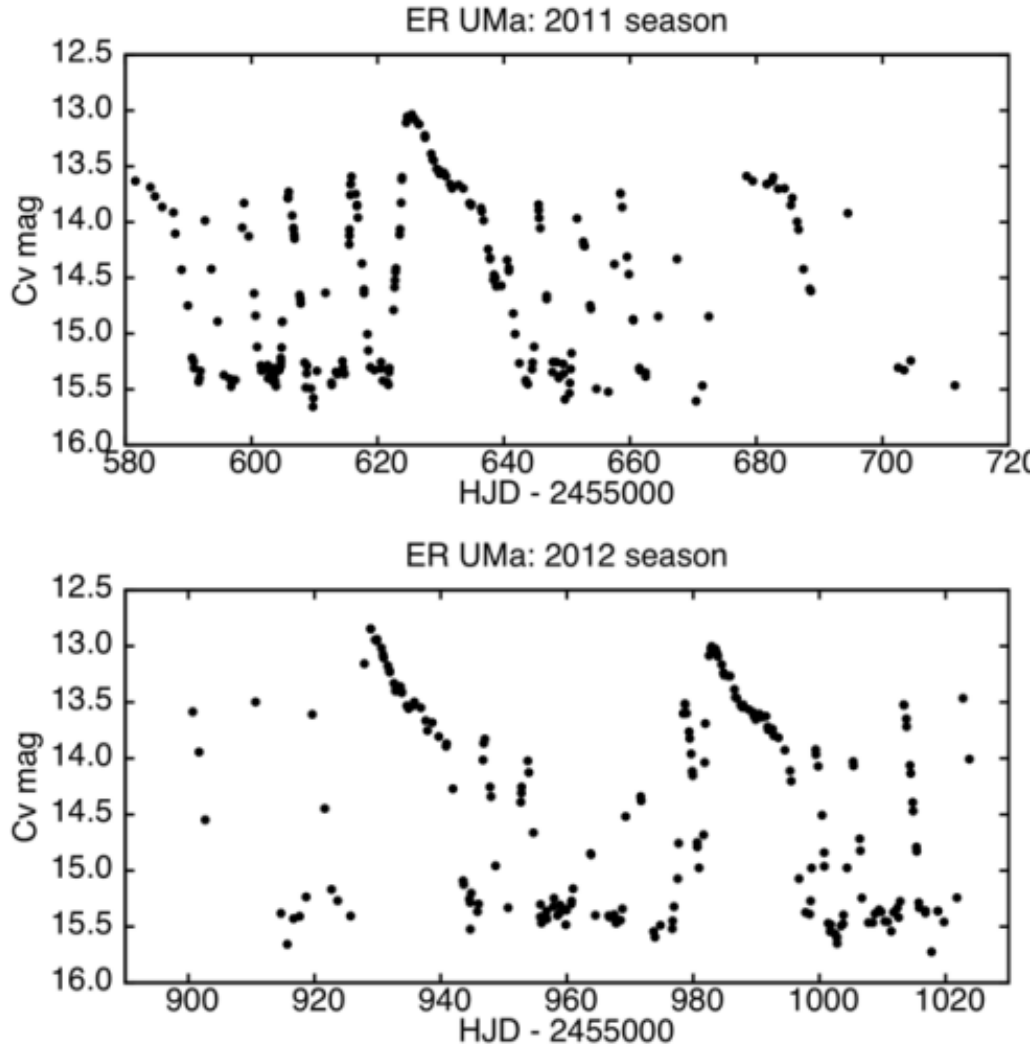


Figura 3.7: Curvas de luz de ER UMa, una estrella tipo SU UMa, obtenidas en 2011 y 2012. Se muestra que ER UMa exhibe la secuencia esperada de supererupciones brillantes de larga duración, seguidas de una serie de erupciones normales mucho más cortos y ligeramente más débiles. Imagen obtenida de [de Miguel et al. \(2012\)](#).

## Capítulo 4

# La nova enana SS Cyg

En este capítulo explicamos el comportamiento de la nova enana SS Cyg y nos abocamos a describir los resultados principales espectroscópicos por ser este el tema de la tesis.

### 4.1. Introducción general

SS Cygni es una de las binarias interactivas más estudiadas. Las razones son múltiples. Por un lado es uno de los objetos más brillantes entre las CVs, por otro lado es una variable que tiene erupciones regulares. Como muestra se incluye aquí la histórica curva de luz realizada por observaciones de aficionados proporcionado por la American Association of Variable Star Observers (AAVSO)<sup>1</sup> (Figura 4.1). En esta Figura se muestran las observaciones de esta DN desde 1898 a 1992. Estas observaciones, casi continuas se han podido realizar ya que el objeto tiene una declinación grande (alrededor de 44 grados norte) por lo que para muchos observadores se convierte en un objeto casi circumpolar. De esta curva podemos observar varias cosas. Primero que es una nova enana de tipo U Gem, es decir es una CV que solo tiene erupciones regulares y no erupciones tipo Z Cam o SU Uma (véase Capítulo 3). En segundo lugar estas erupciones (un cambio de magnitud de 12 a 9) tienen un patrón muy regular, aunque no estrictamente periódico, con una frecuencia de entre 7 a 8 semanas. Estas subidas en luminosidad suelen tener una duración en un máximo de uno a dos días, aunque se observan erupciones más largas en donde el máximo puede durar más de una semana. La razón de estos dos tipos de erupciones no es claro, pero puede deberse a un equivalente de una supererupción tipo SU Uma como la que se observó en U Gem en 1985 por Smak & Waagen (2004).

---

<sup>1</sup>AAVSO <http://https://www.aavso.org/>

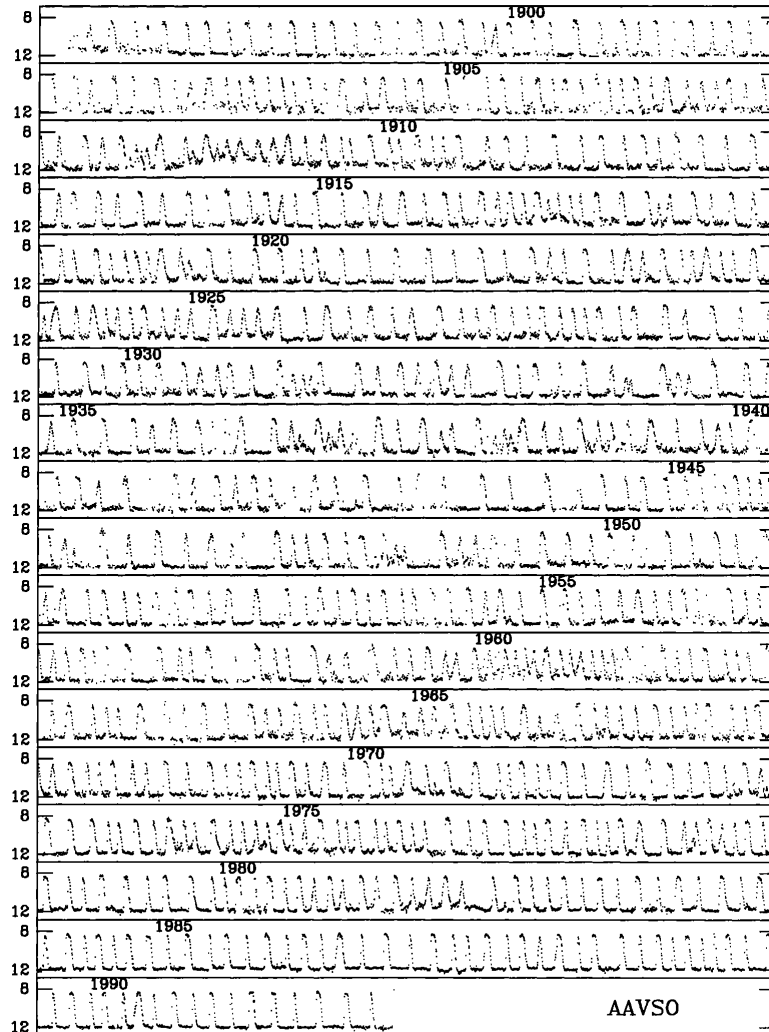


Figure 1.3 Light curve of SS Cyg, 1896–1992. The ordinate scale is visual magnitude. Constructed from observations made by the AAVSO. Courtesy J. Cannizzo.

Figura 4.1: Curva de luz histórica de SS Cyg desde el año 1896 hasta 1992 de la text-cAAVSO. Imagen obtenida de Warner (2003).

## 4.2. Espectroscopía en el Visual

Dado que el período orbital de esta binaria es de alrededor de 6.5 horas y que la transferencia de masa en su estado de quietud no es muy alta  $\dot{M} \sim 10^{-10} M_{\odot} \text{ años}^{-1}$  (Kiplinger, 1979), se pueden observar con claridad las líneas de absorción de la componente secundaria (inclusive durante el declive, como veremos en el Capítulo 7). Por otro lado, el disco de acreción muestra fundamentalmente fuertes líneas de emisión de Balmer y líneas débiles de He I durante el estado de quietud, mientras que en el máximo estas líneas se ven con un perfil mixto de emisión y una absorción central, además de que aparece la línea de alta excitación de He II 4686 Å como se muestra en los espectros de baja resolución en la Figura 4.2 tomados del artículo de Hessman et al. (1984). En alta resolución se observan claramente las líneas de clasificación espectral como se muestra en la Figura 4.3 tomada de Echevarria et al. (1989). En esta Figura se señalan las líneas de Fe I y Cr I que definen el tipo espectral según la calificación de Morgan & Keenan (MK, Morgan et al., 1943). En estas líneas el tipo espectral se define por el cociente de Fe I/Cr I. Nótese como las líneas de Cr I aumentan conforme el tipo espectral se vuelve más tardío.

## 4.3. Observaciones en el ultravioleta: ¿es SS Cyg demasiado brillante?

En la mayoría de la CVs no es posible ver en el espectro visual las líneas típicas de una WD, que son líneas anchas y de absorción, como se muestra en la Figura 4.4 obtenida de Hernández Santisteban et al. (2019) para el caso de V1838 Aql cuando ha regresado a un mínimo después de un erupción de tipo supererupción. En este caso, para una CV con periodo orbital de tan solo 1.3 horas, la componente secundaria es tan pequeña que aún en el visible se pueden apreciar las líneas de absorción de la WD, particularmente en el caso de las líneas de Balmer. Para CVs con períodos largos, el disco de acreción domina y no es posible ver a la WD. Sin embargo, en el ultravioleta, aún para SS Cyg Sion et al. (2010) ha logrado ver las líneas de absorción típicas en esa región del espectro. Estas observaciones son importante en nuestro contexto pues nos dan un valor independiente de la masa de la componente primaria que ellos señalan como  $M_1 = 0.81 M_{\odot}$ . Como veremos en el Capítulo 9 se encuentran discrepancias en el cálculo de las masas de la binaria. Por otro lado, vale la pena mencionar que Sion et al. (2010) encuentran que la temperatura superficial de la WD es de alrededor de  $T_{\text{eff}} \sim 50,000$ . La estimación de la temperatura depende del enrojecimiento interestelar usado y por ende de la distancia al objeto. Usando

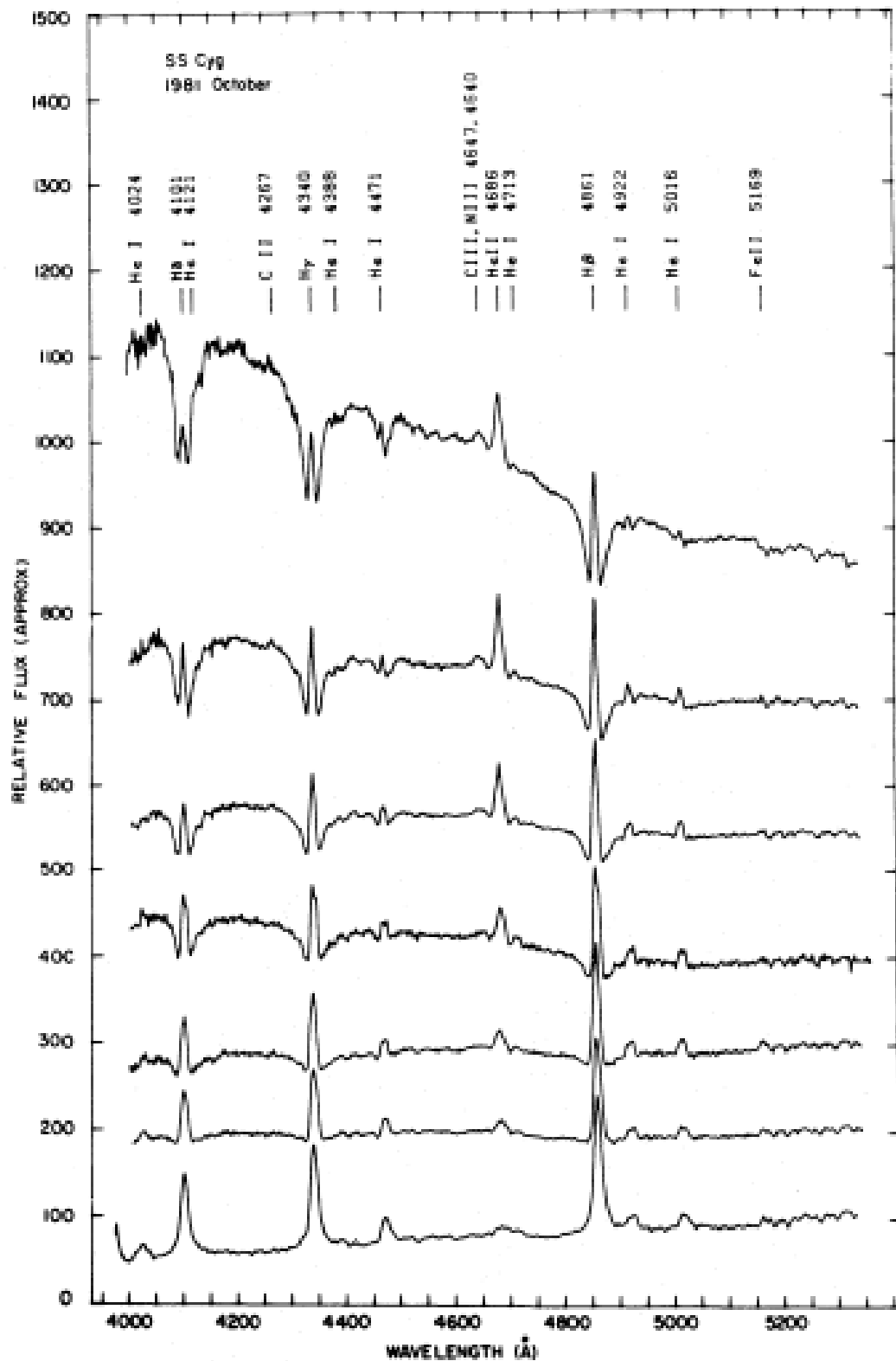


Figura 4.2: Espectroscopía de baja resolución de SS Cyg donde se muestra la evolución del máximo al mínimo en el visual. Nótese el cambio en las líneas de Balmer y la aparición de He II en el máximo. Imagen obtenida de [Hessman et al. \(1984\)](#).

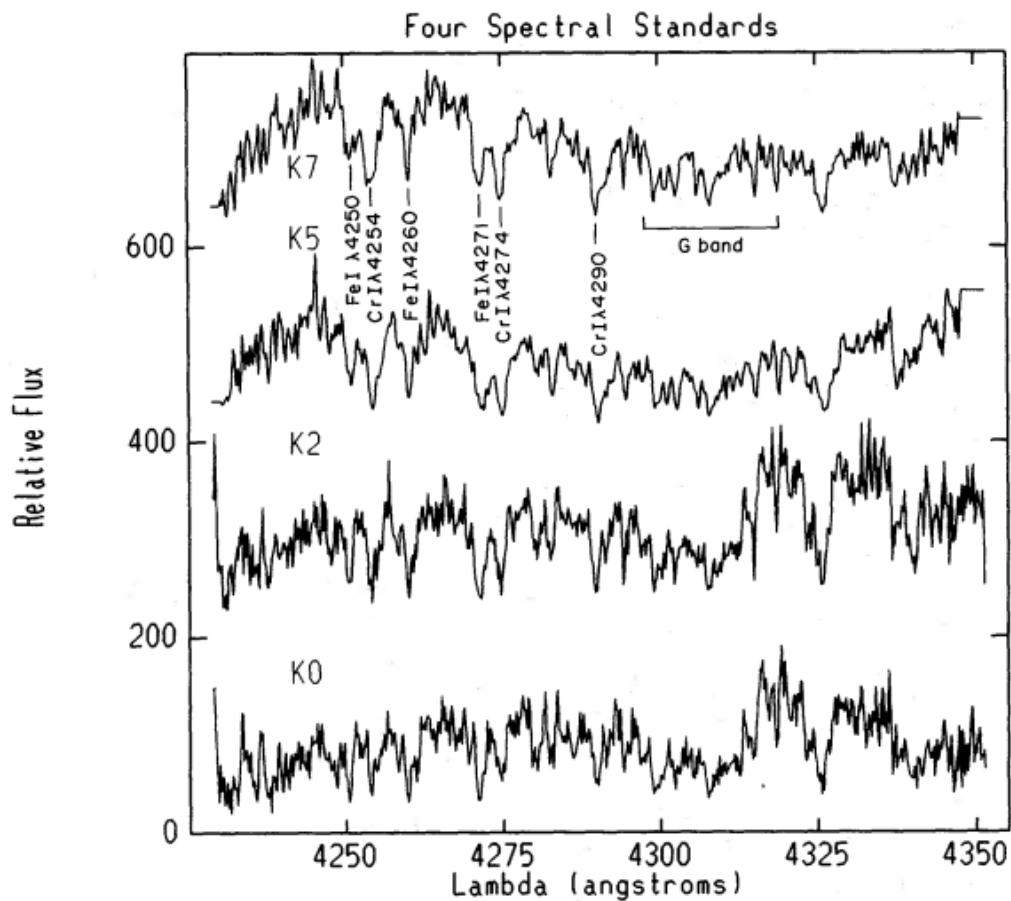


Figura 4.3: Espectroscópica de alta resolución espectral en el Orden 52. El espectro de SS Cyg se muestra arriba y se compara con cuatro estándares espectrales para determinar su mejor tipo espectral. Esto se determina gracias al potencial cambio en las características espectrales de determinadas líneas, como por ejemplo CrI $\lambda$ 4253 que es más dominante en los espectros de las estrellas más tardías. Imagen obtenida de [Echevarria et al. \(1989\)](#).



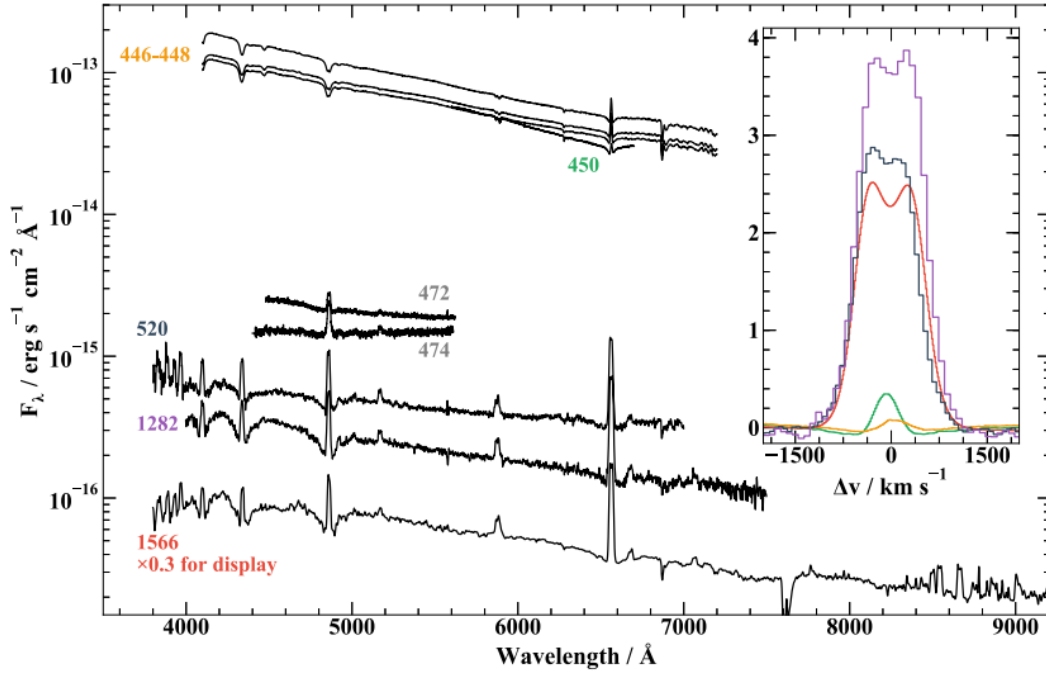


Figura 4.4: Evolución espectral óptica a lo largo del supererupción en el caso de V1838 Aql. Imagen obtenida de [Hernández Santisteban et al. \(2019\)](#).

una distancia de 166 pc del paralaje derivado del *fine guidance sensor* (FGS) del *Hubble Space Telescope* (HST) y una masa de  $0.81 M_{\odot}$  obtenida por [Bitner et al. \(2007\)](#) encuentran que los modelos predicen una tasa de acreción demasiado alta. Este resultado implicaría que SS Cyg debería comportarse como una NL. Sin embargo, mediciones más recientes usando el *Very Large Base Interferometry* (VLBI) ([Miller-Jones et al., 2013](#)) y Gaia ([Ramsay et al., 2017](#)), que arrojan una distancia de 114 pc resuelven el problema permitiendo que SS Cyg esté en la parte baja de la curva de acreción y pueda producir erupciones (véase Cap 3.2.3).

## Capítulo 5

# Observaciones con el Echelle

Es a través de la espectroscopía que podemos conocer las masas y la separación de la binaria. Motivados por observaciones espectroscópicas realizadas por distintos autores para determinar los parámetros orbitales de SS Cyg (e.g. [Hessman et al., 1984](#); [Joy, 1956](#); [North et al., 2002](#)) decidimos observar al objeto con el espectrógrafo Echelle. El motivo principal para utilizar este espectrógrafo es obtener espectros con una gran resolución espectral ( $R = \Delta\lambda/\lambda \approx 15000$ ) para poder resolver la mayor cantidad de líneas de absorción de la componente secundaria y en la estrella plantilla, y observar las alas de las líneas de emisión. Un motivo extra para utilizar el Echelle fue poder realizar Tomografía Roche, una técnica utilizada para obtener imágenes del lóbulo de Roche que llena la estrella secundaria en las CVs, con dichos espectros; sin embargo, este trabajo se descartó debido a que unos años después [Hill et al. \(2017\)](#) realizó este trabajo con observaciones hechas con un espectrógrafo Echelle montado en el telescopio ARC 3.5-m en el Apache Point Observatory (APO) con una resolución aún mayor ( $R = 31500$ ), por lo que la Tomografía Roche quedó descartado para este trabajo. Explicamos, dentro de este Capítulo la idea original de usar una estrella patrón que nos permitiera ver los cambios en la forma del blaze de los órdenes para poder crear espectros unidimensionales de SS Cyg utilizando dicha estrella patrón. La estrella que se seleccionó fue Pi2 Cyg.

En este trabajo se utilizaron espectros adquiridos con el espectrógrafo Echelle en el Telescopio de 2.1 m del OAN-SPM, en el septiembre del 2015. Se utilizó el CCD Marconi 2 cuyo tamaño es de  $2048 \times 2048$  pixeles, los cuales tienen un tamaño de 13.5 micras/pixel. En total se obtuvieron 105 espectros de SS Cyg y 34 espectros de Pi2 Cyg, obtenidos en 6 noches, y 3 espectros para 61 Cyg A y 3 para 61 Cyg B, obtenidos durante la tercera noche. La lista de espectros usados se muestra en la [Tabla 5.1](#). Dichos espectros fueron

reducidos y tratados con el software Image Reduction and Analysis Facility (IRAF)<sup>1</sup>. La binaria visual 61 Cyg se observó con el propósito de utilizar su espectro como plantilla en la correlación cruzada para obtener las velocidades radiales de la componente secundaria de SS Cyg, al ser ambas componentes estrellas estándar de tipo K (Morgan et al., 1943). Esto se muestra con detalle en el Capítulo 7.

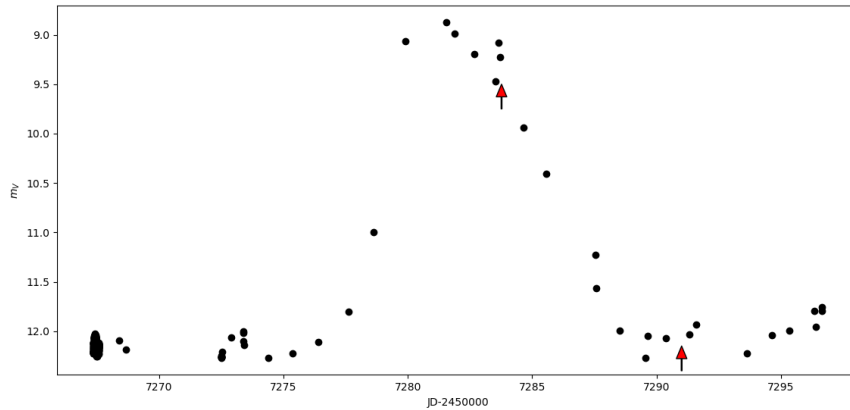


Figura 5.1: Erupción de SS Cyg en septiembre de 2015. Las flechas indican el intervalo de observación. Nótese que en las tres primeras noches el objeto venía en el declive de magnitud 9.5 hasta magnitud 10.4 mientras que las últimas 3 noches ya muestra su magnitud en el mínimo que es alrededor de magnitud 12.

Tabla 5.1: Bitácora de observación

Noche	HJD 245000+	Número de espectros	Tiempo de exposición (s)	Estado
2015-09-18	7283	11	900	Declive
2015-09-19	7284	24	900	Declive
2015-09-20	7285	8	900	Declive
2015-09-23	7288	19	900	Mínimo
2015-09-24	7289	23	900	Mínimo
2015-09-25	7290	20	900	Mínimo

Mientras, la estrella Pi2 Cyg fue observada por dos propósitos: Como ayuda para la reducción de los espectros al utilizarla como estrella estándar de flujo y como alternativa para la normalización de los espectros. La idea fue de utilizar un ajuste al continuo del espectro de Pi2 Cyg para tener un continuo base para realizar la normalización de todos los demás espectros en todos los órdenes, solo cuidando que dichos continuos pertenecieran a las mismas fechas de observación que el espectro a normalizar. Esta idea no resultó debido a que el número de cuentas del continuo de Pi2 Cyg resultó ser mucho mayor que el de los

<sup>1</sup>IRAF es distribuido por los Observatorios Nacionales de Astronomía Óptica (National Optical Astronomy Observatories, NOAO), que son operados por la Asociación de Universidades para la Investigación en Astronomía, Inc., bajo un acuerdo cooperativo con la Fundación Nacional de Ciencias.

otros dos objetos y al realizar la división entre espectros resultaba en una normalización del continuo menor a uno. Además, el comportamiento del continuo no es homogéneo entre órdenes en cualquier objeto lo que obligaba a realizar un ajuste para cada orden lo cuál sería mucho más laborioso. En lugar de esto se optó por el proceso de normalización explicado en el Capítulo 6.

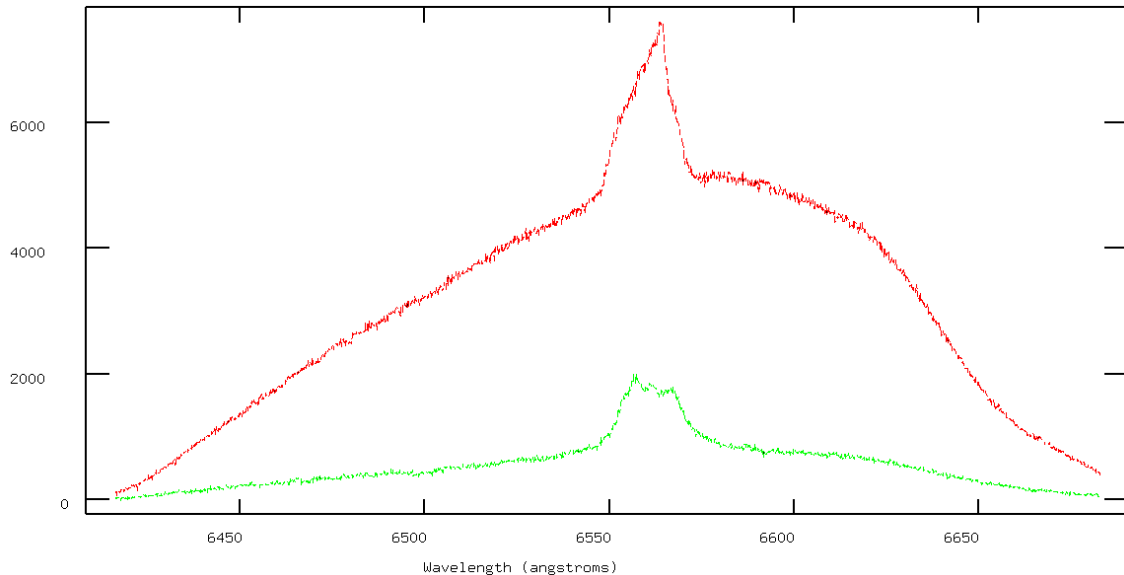


Figura 5.2: Ejemplos de espectros obtenidos con el espectrógrafo ECHELLE de SPM de SS Cyg. Se muestra el orden 34 del Echelle. En rojo se muestra el primer espectro de la primera noche en estado de declive y en verde el primer espectro de la última noche en estado de quietud.

## 5.1. Intervalo de observación

Debido a que SS Cyg es una DN, esta presenta de manera periódica aumentos de luminosidad, que como hemos explicado anteriormente, a estos cambios cuasi periódicos los llamamos erupciones. Este aumento de luminosidad se da preferencialmente en longitudes de onda más cortas, es decir, el *continuo azul* aumenta, mientras que el *continuo rojo* disminuye. Esta diferencia de aumento de luminosidad entre el azul y el rojo, hace que el continuo de la estrella secundaria se pierdan por contraste ya que es la luminosidad del disco y no la de la secundaria la que se incrementa. En otras palabras, durante la erupción las líneas de absorción de la componente secundaria se pierden quedando solo visible las líneas del disco de acreción. Es por esto que, si se quiere analizar la componente secundaria, se debe realizar las observaciones cuando la binaria se encuentra en quietud. Esto no es posible determinarlo con anticipación ya que no hay forma de predecir el momento del máximo y

las observaciones están sujetas a esta incertidumbre durante el tiempo que se asigna para su estudio en el telescopio. En nuestro caso, durante el tiempo asignado, observamos al objeto al final de una erupción y parte del mínimo siguiente. Esto se muestra en la curva de luz de SS Cyg de la textscAAVSO para el mes de septiembre de 2015. La curva de luz se muestra en la Figura 5.1. Las flechas rojas muestran el intervalo observado durante esta erupción y consecuente mínimo. Nuestras observaciones cayeron en dos etapas diferentes de la curva de luz. Primero, las primeras tres noches se dieron cuando la binaria se encontraba en el declive de la erupción mientras que las últimas tres noches se encuentran en el estado de quietud. Debido a esto, nuestro trabajo se dividirá en analizar dos grupos de datos en lugar de uno, esto en función de si se encontraba en declive o en quietud.

Cabe mencionar que en los espectros se muestran diferencias entre aquellos que fueron obtenidos en la etapa de declive y la de quietud. En la etapa de declive se tiene una luminosidad mayor en comparación a la etapa de quietud, y en los espectros se expresa en la intensidad del continuo. En la Figura 5.2 se muestra dos espectros en el orden 34 del Echelle en donde se encuentra la línea de  $H\alpha$ . Observamos que el espectro rojo que corresponde al estado de declive presenta un número de cuentas mayor que el espectro verde correspondiente al estado de quietud y esto es debido a la diferencia en la luminosidad entre las distintas etapas. Otra diferencia es que en los espectros en la etapa de quietud se presenta con más claridad las líneas de absorción de la componente secundaria.

## Capítulo 6

# Método para crear espectros unidimensionales

El objetivo de construir espectros unidimensionales completos es aprovechar en su totalidad todos los órdenes de los espectros del Echelle para poder realizar una correlación cruzada con la mayor cantidad de líneas de absorción al mismo tiempo. Para construir espectros unidimensionales primero se realizó la normalización de todos los órdenes de SS Cyg, así como de la plantilla 61 Cyg A, que es una estrella de tipo espectral similar al objeto. Se normalizaron los órdenes 33 al 58, que por un lado es en donde se encuentran las líneas de absorción, y por otro lado donde se encuentran las líneas de emisión de Balmer. En la Figura 6.1 se muestra un ejemplo del espectro en un orden dado, en este caso, el orden 34. Para lograr esta normalización utilizamos la función *splot* de IRAF, que permite aplanar los órdenes uno por uno. Esta función *splot* es una rutina muy versátil y que en un inicio gráfica el espectro en función de la longitud de onda para cada orden. Una opción dentro de esta rutina es utilizar el comando *t* seguido de el comando */* que normaliza el espectro alrededor de un valor unitario. El ajuste se puede realizar con polinomios de distinto orden. En este proceso hay que cuidar que el ajuste evite las líneas de emisión y de absorción para lograr un espectro plano. Para ello es recomendable realizar el ajuste usando un orden no menor a 5 y no mayor a 15. Es común encontrar que el ajuste del continuo es mejor en la parte central que en las orillas en cada orden, ya que en estas partes la señal es pobre debido al blaze del espectrógrafo. Es por esto que al buscar el mejor ajuste, se da preferencia a un mejor ajuste en la parte central. También se busca evitar que el espectro normalizado no presente comportamientos ondulatorios en la parte central. Los parámetros usados para cada ajuste pueden ser diferentes para cada orden, y sin embargo pueden ser muy similares para el mismo orden en todos los espectros del

mismo objeto pertenecientes a la misma noche. En la Figura 6.2 se muestra el espectro de la Figura 6.1 ya normalizado.

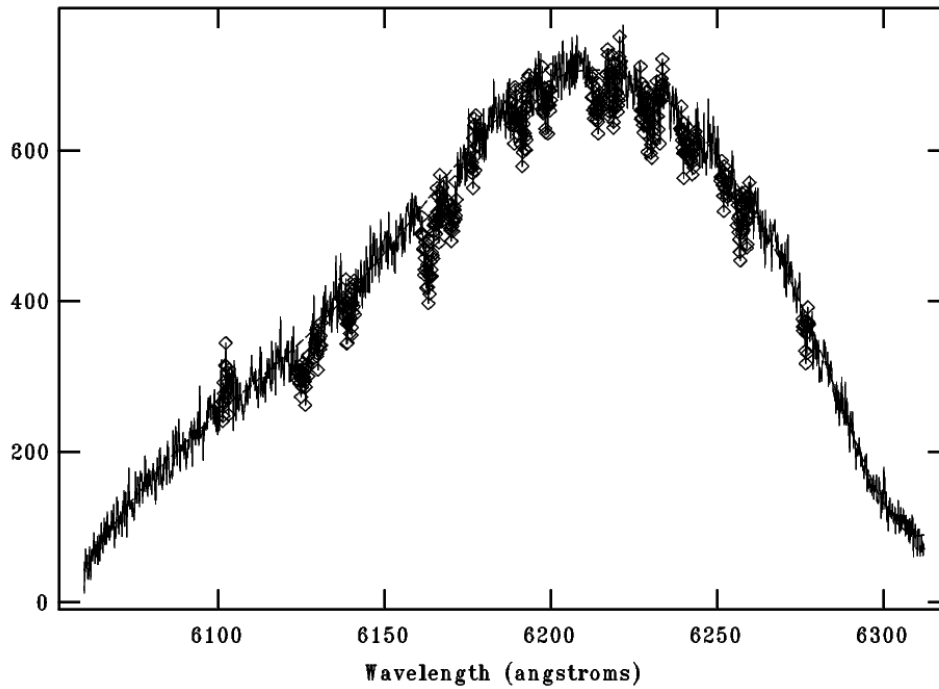


Figura 6.1: Un espectro perteneciente a SS Cyg de la última noche en el orden 36, ajustado por un polinomio (línea punteada sobre el continuo) para su normalización. la S/N de este espectro en este orden en particular es de 27.62.

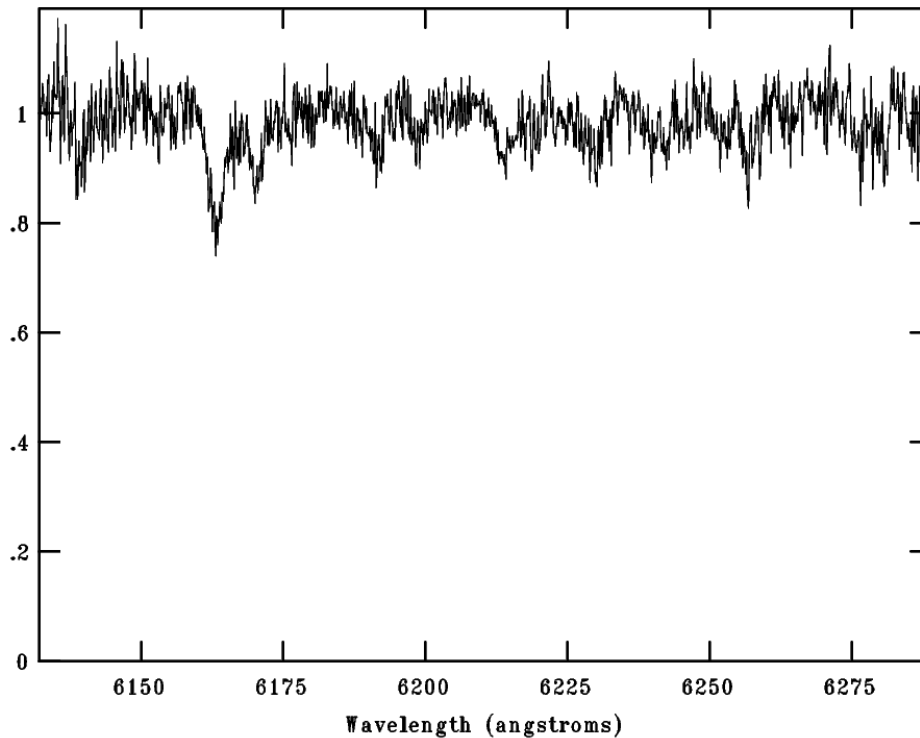


Figura 6.2: Espectro de la Figura 6.1 ya normalizado.

Una vez normalizados los espectros de cada orden se procede a combinar los órdenes seleccionados para crear un espectro unidimensional. Ya que la señal en las orillas de cada orden es muy baja, la función de normalización genera mucho ruido y produce errores en la combinación de los órdenes. Para evitar este problema recortamos en cada orden estas zonas problemáticas. Para ello los órdenes se recortan utilizando la función *scopy*, creando espectros individuales con límites adecuados para evitar las zonas ruidosas. Estos límites se muestran en la Tabla 6.1 para cada orden.

Tabla 6.1: Intervalo de longitud de onda para cada orden.

Orden	Intervalo Å
33	6664-6860
34	6475-6664
35	6289-6475
36	6132-6289
37	5928-6132
38	5808-5928
39	5659-5808
40	5519-5659
41	5361-5519
42	5244-5361
43	5129-5244
44	5025-5129
45	4901-5025
46	4815-4901
47	4691-4815
48	4613-4691
49	4515-4613
50	4415-4515
51	4323-4415
52	4253-4323
53	4159-4253
54	4091-4159
55	4006-4091
56	3955-4006
57	3880-3955
58	3815-3880

Una vez hechas las 26 copias del espectro, una para cada orden recortado, se procede a combinar estas copias con la función *scombine*, la cual crea un solo espectro completo que va de 3815 a 6860 Å. Nótese que este aplanado y el espectro combinado se tiene que realizar también para la plantilla que es 61 Cyg A a fin de correlacionar cada espectro de SS Cyg con la rutina *fxcor*. Este proceso se detallará en el Capítulo 7. Las Figuras 6.3 y



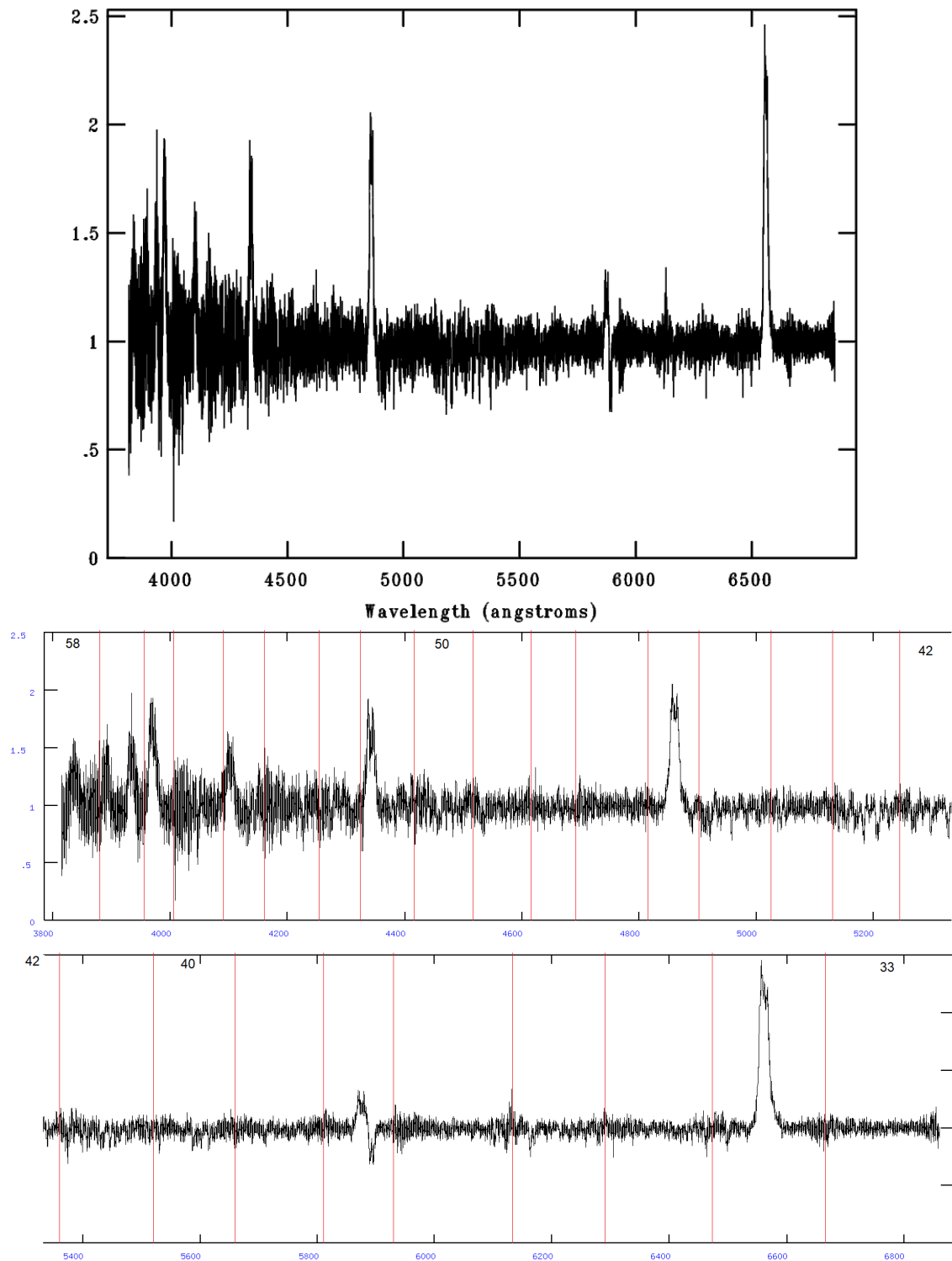


Figura 6.3: Arriba: Ejemplo de un espectro final de SS Cyg perteneciente a la última noche, el cual incluye todos los órdenes desde el 33 hasta el 58. Abajo: Mismo espectro mostrando los intervalos pertenecientes a cada orden (véase Tabla 6.1) separados por líneas verticales rojas. Se enumeran los órdenes 33, 40, 42, 50 y 58.

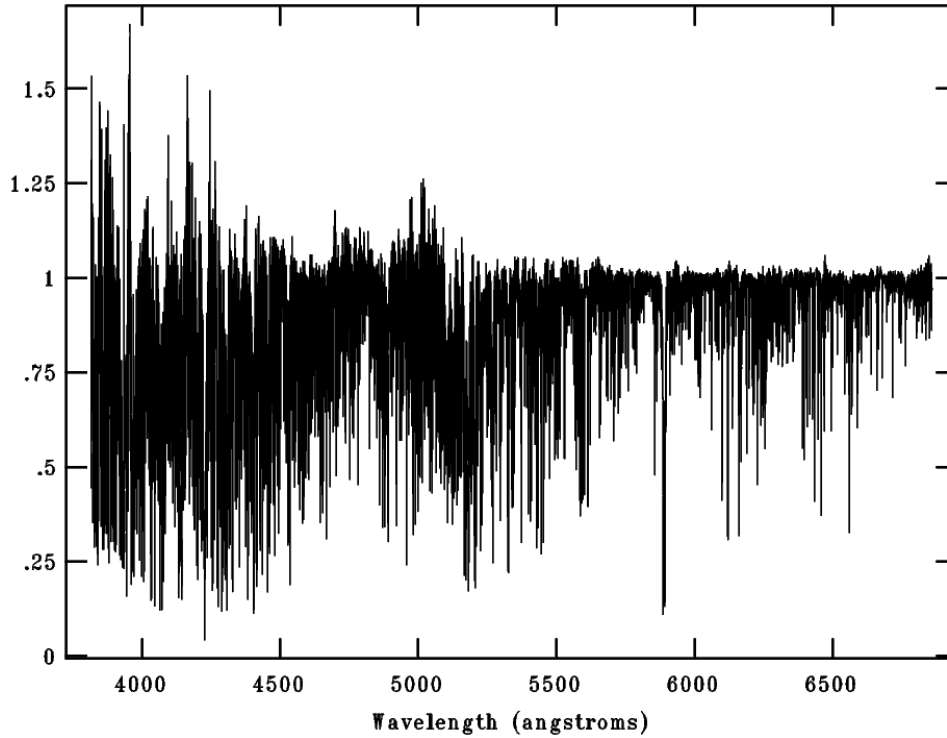


Figura 6.4: Ejemplo de un espectro final de 61 Cyg A perteneciente a la noche 3.

6.4 muestran el resultado final para uno de los espectros de SS Cyg así como el espectro de 61 Cyg A.

Como se mencionó en el Capítulo 5 los espectros de las noches de declive presentan más cuentas que los espectros en las noches de quietud. Debido a esto, las líneas espectrales, en especial las de emisión, aparentan tener un tamaño mayor en comparación a su continuo en los espectros de quietud (véase Figura 5.2). Esto resulta en que los espectros normalizados las líneas espectrales resulten más intensas en estos espectros de quietud en comparación con los de declive. Esto se ejemplifica en la Figura 6.5 donde se muestra los continuos normalizados, mostrando la línea de  $H\alpha$ . Claramente la línea es más intensa en el espectro en quietud. Esto es importante de notar debido a que las velocidades radiales se obtienen gracias al análisis de dichas líneas, por lo que se espera que haya diferencias en los resultados de dichos análisis en los espectros en ambas etapas.

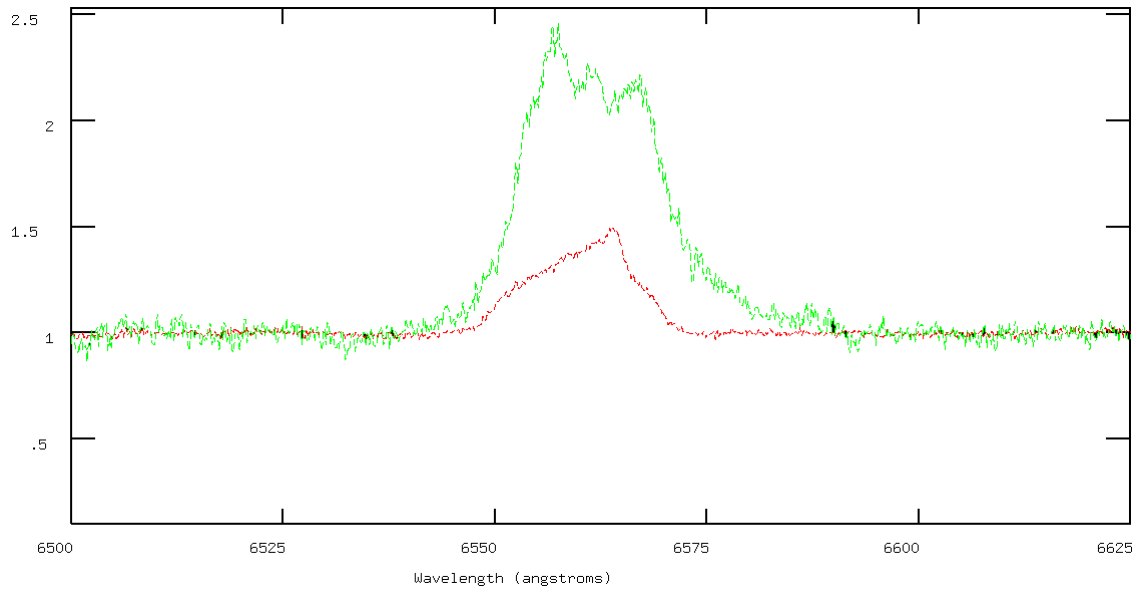


Figura 6.5: Comparación entre espectros de la Figura 5.2 una vez ya normalizados. En rojo el primer espectro de la primera noche de declive y en verde el primer espectro de la última noche de quietud.

## Capítulo 7

# Parámetros orbitales del objeto

### 7.1. Componente secundaria

El primer paso para calcular los parámetros orbitales de las dos componentes de SS Cyg es obtener las velocidades radiales de dichas componentes en función de su fecha de observación.

Para obtener las velocidades radiales de la estrella secundaria se utiliza el método de la correlación cruzada. Esta correlación consiste en transformar primero los espectros individuales del objeto con el equivalente de la estrella de referencia. Nótese que los espectros del objeto tienen una velocidad radial no conocida y por ello la plantilla debe tener una velocidad radial heliocéntrica conocida. Normalmente se utilizan estrellas que tienen un tipo espectral parecido al objeto. Esto permite que los espectros de frecuencia sean similares y faciliten la correlación. Estos espectros de frecuencia o potencia se obtienen de forma que dichas potencias aparecen a distintos píxeles, dependiendo de la velocidad radial del espectro. Por lo tanto, es necesario obtener los espectros de potencias de cada espectro del objeto, y obtener la correlación cruzada de cada uno de ellos, con el espectro plantilla. Como se ve en la Figura 7.1 existe un valor para el cual la correlación tiene un máximo. De manera práctica este método se puede aplicar utilizando la tarea *fxcor* dentro del paquete *rv* de IRAF. A cada espectro se le toma la transformada de Fourier, lo cual equivale a tener un espectro de potencias. Luego el programa va moviendo estos espectros de potencias con respecto al espectro de potencias de la plantilla hasta que coinciden en un máximo de correlación. Este corrimiento es en píxeles y tiene su equivalente en  $\text{km s}^{-1}$ . Esta tarea *fxcor* es muy completo y permite filtrar tanto frecuencias altas como bajas y además nos deja seleccionar distintos intervalos espectrales a fin de evitar la contaminación de las líneas de emisión del objeto, líneas que no tiene el espectro usado con esta

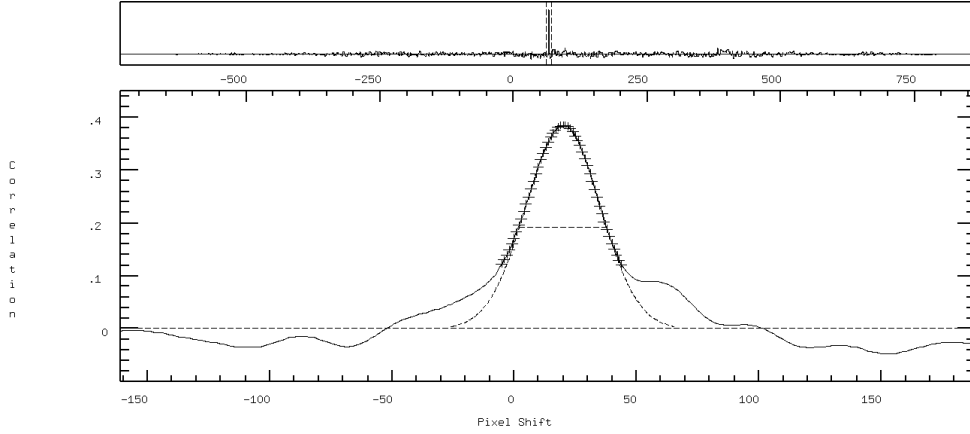


Figura 7.1: Ajuste de una Gaussiana al pico mayor de la función de correlación.

rutina. Un ejemplo de esto se puede apreciar en la Figura 7.2. Como se mencionó antes, el espectro plantilla debe de tener una velocidad radial heliocéntrica conocida y confiable para poder obtener velocidades heliocéntricas en nuestro objeto. En nuestro caso utilizamos una velocidad de  $-65.82 \text{ km s}^{-1}$  (Halbwachs et al., 2018), que es el valor más reciente que se puede encontrar en el catálogo SIMBAD<sup>1</sup>. Debemos también remarcar que 61 Cyg es una estrella doble visual muy cercana a nosotros (114.6 pc; Gaia Collaboration, 2018). La componente principal es de hecho la estrella patrón K5V en el catálogo de Morgan et al. (1943). La componente B es una estrella K7V. La correlación se efectuó en cuatro intervalos espectrales simultáneos: 4125-4310, 4520-4710, 4920-5800 y 5930-6500 Å. Estos intervalos se eligieron tomando como referencia el espectro de SS Cyg para evitar las líneas de emisión de Balmer. Sumado a esto se utilizó un filtro de 10 Hz para evitar variaciones de baja frecuencia y un filtro de 2000 Hz para evitar variaciones de alta frecuencia. Un ejemplo claro de este proceso se ilustra en la Figura 7.2. Un ejemplo de la correlación en donde se obtiene el máximo y el valor de la velocidad heliocéntrica del objeto se muestra en la Figura 7.1 en donde se ajusta una gaussiana como método para encontrar el valor óptimo. Este proceso se realizó para todos los espectros unidimensionales de SS Cyg utilizando la misma plantilla. Los resultados se muestran en la Tabla C.1 en el Apéndice C para las 3 últimas noches, cuando el objeto había recobrado completamente su estado de quietud (véase Figura 5.1). Un proceso similar al mencionado anteriormente se muestra a continuación.

<sup>1</sup>SIMBAD Astronomical Database - CDS Strasbourg <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

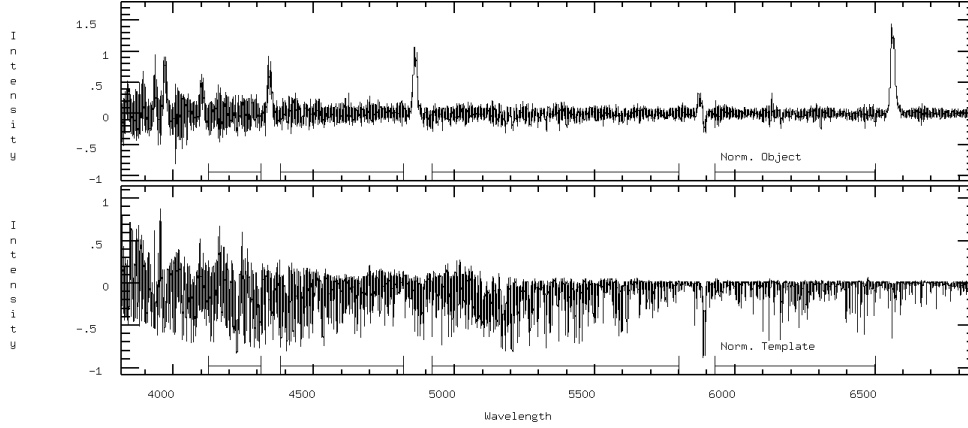


Figura 7.2: Intervalos usados para la correlación cruzada. Arriba: Espectro de SS Cyg. Abajo: Espectro de la plantilla 61 Cyg A.

### 7.1.1. Curva de velocidad radial de la componente secundaria

Una manera de cuantificar el movimiento radial de la secundaria, y en general de las componentes de la binaria es la del análisis de sus curvas de velocidad radial. Dado que aún no definimos como se mide la velocidad radial de la componente primaria, mostramos aquí como ejemplo el proceso para la estrella secundaria. Las velocidades obtenidas con la tarea FXCOR se muestran en la Tabla C.1 del Apéndice C y están graficadas en la Figura 7.3. Esta gráfica muestra las velocidades individuales como puntos negros, mientras que la curva azul es una sinoidal resultante del ajuste un ajuste a los puntos que obtenemos con un método de mínimos cuadrados. Este ajuste se realizó utilizando el programa ORBITAL<sup>2</sup>. Las velocidades y sus errores están claramente marcadas en negro y sus errores con una barra de error. Nótese que en el eje horizontal hemos puesto las fases orbitales de manera doble. Esta forma de graficar nos permite visualizar de manera mas cómoda los resultados obtenidos. En el eje vertical se han puesto las velocidades radiales obtenidas de cada espectro para las tres últimas noches. Finalmente la sinusoide que mejor se ajusta a los datos por el método de mínimos cuadrados se muestra como la línea azul.

Esta curva azul representa el mejor ajuste usando la ecuación

$$V(t) = \gamma + K \sin \left( 2\pi \frac{t - t_0}{P_{\text{orb}}} \right), \quad (7.1)$$

donde los valores de  $V(t)$  son las velocidades radiales medidas de los espectros individuales,  $\gamma$  es la velocidad sistémica,  $K$  es la semiamplitud de la velocidad radial,  $t_0$  es el tiempo de conjunción inferior de la componente secundaria y  $P_{\text{orb}}$  es el período orbital. Como explicaremos mas tarde en la solución de la Ecuación 7.1 dejamos a este cuarto parámetro

<sup>2</sup>[https://github.com/Alymantara/orbital\\_fit](https://github.com/Alymantara/orbital_fit)

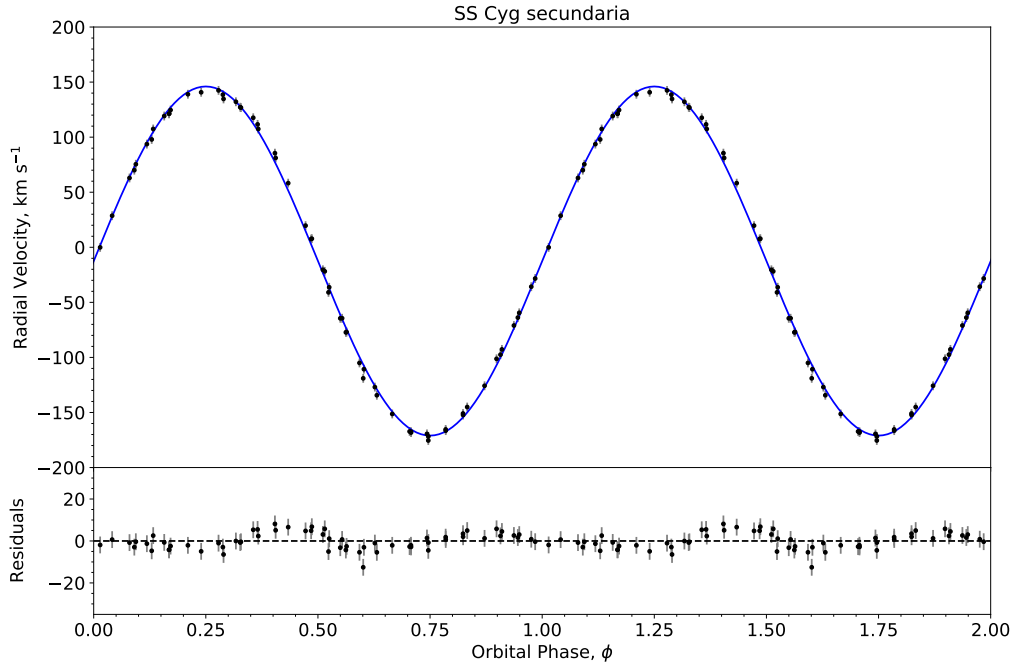


Figura 7.3: Curva de velocidad radial de la componente secundaria de las noches en quietud. Los puntos negros son los datos y la curva azul es el mejor ajuste obtenido para dichos puntos. Abajo se muestran los residuos.

fijo y resolvemos los otros tres parámetros. Usamos aquí el valor de  $P_{\text{orb}} = 0.27512973 \pm 0.0000002$  días obtenido por [Hessman et al. \(1984\)](#). En la parte inferior de las Figuras de las curvas de velocidad radial se muestran los residuos de cada observación. Observamos una pequeña desviación positiva alrededor de fases 0.4 y 0.8. Estas desviaciones bien pudieran reflejar la presencia de manchas en la superficie de la estrella secundaria ([Hill et al., 2017](#)). Las observaciones presentadas en la Figura 7.3 son de las últimas tres noches, cuando el objeto está ya en su estado de quietud.

En comparación mostramos en la Figura 7.4 los resultados de la secundaria para las tres primeras noches, cuando el objeto todavía está en declive. Es notable que aún en estas tres noches en declive obtenemos resultados positivos para la estrella secundaria. Sin embargo podemos notar en dicha Figura y en la Tabla 7.1 segunda columna que no solo los errores son mayores que los obtenidos para las tres noches de quietud, sino que observamos que la semiamplitud  $K_2$  es mayor y que los residuos muestran que el ajuste sinusoidal es particularmente inadecuado para las fases entre 0.3 y 0.7. Añadido a esto, observamos en la quinta columna de la Tabla 7.1 que el valor de la prueba  $\chi^2$  nos revela que el ajuste a las velocidades de la Figura 7.3 es mejor que el ajuste de la Figura 7.4. Dado que el sistema está todavía en erupción no es difícil pensar que estas desviaciones se deban a un calentamiento asimétrico sobre la superficie de la estrella tardía que provenga de la

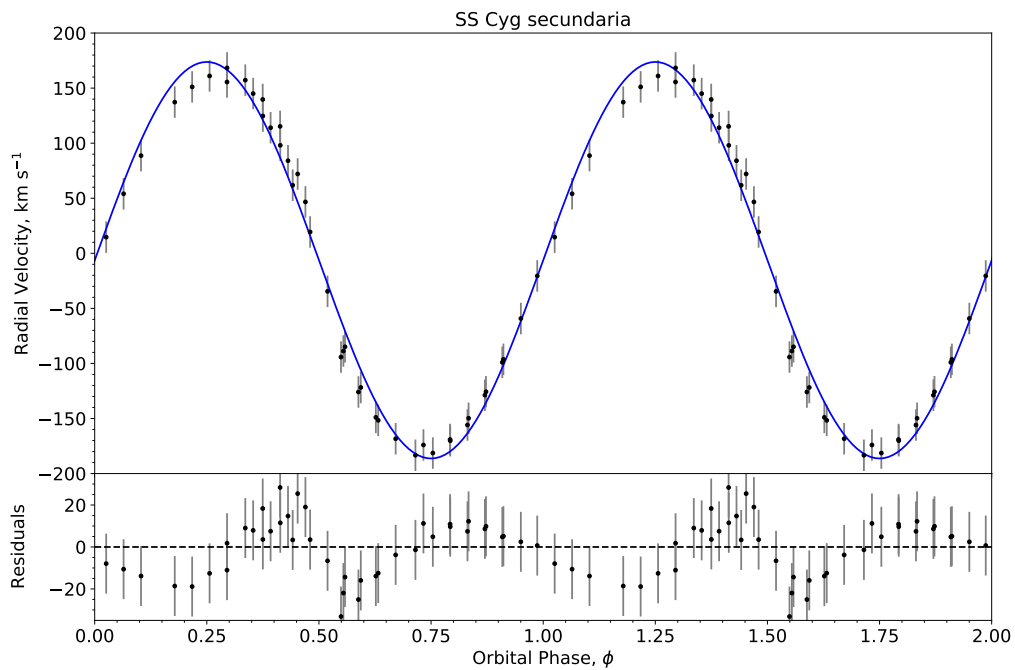


Figura 7.4: Curva de velocidad radial de la componente secundaria de las noches durante el declive. Los puntos negros son los datos y la curva azul es el mejor ajuste obtenido para dichos puntos. Abajo se muestran los residuos.

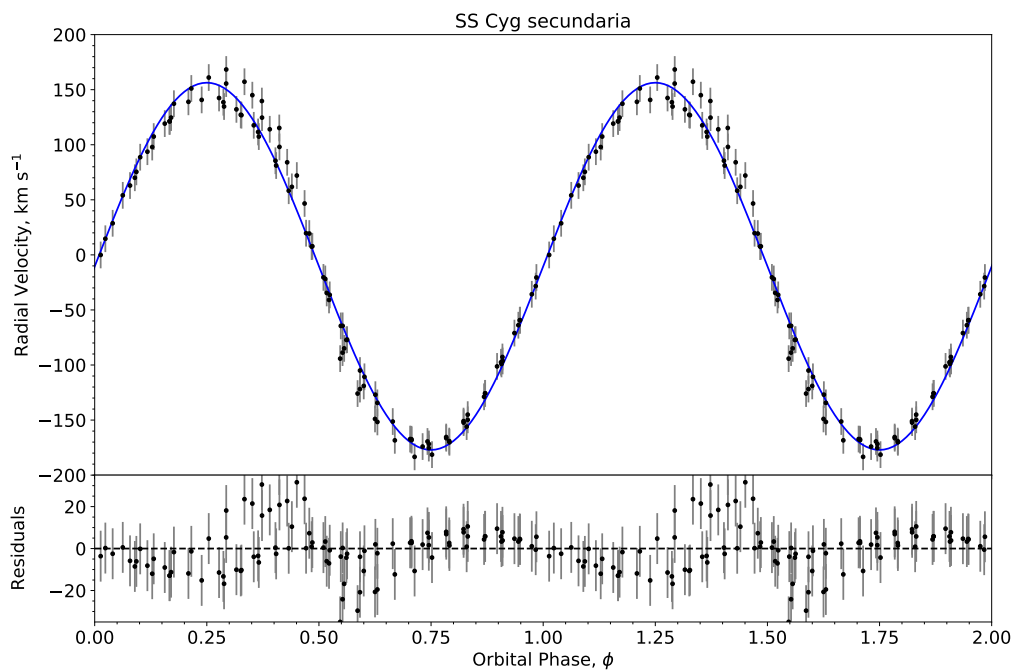


Figura 7.5: Curva de velocidad radial de la componente secundaria de las seis noches juntas. Los puntos negros son los datos y la curva azul es el mejor ajuste obtenido para dichos puntos. Abajo se muestran los residuos.



energía luminosa del disco de acreción. Por completez mostramos en la Figura 7.5 y en la tercera columna de la Tabla 7.1 los resultados combinados de las seis noches observadas. Puede notarse que comparando esta Figura con la Figura 7.3 que la mayor parte de las asimetrías observadas en los residuos provienen mayormente de las noches en declive. Aún así la semiamplitud obtenida para todas las noches está dentro por  $1\sigma$  con el resultado de las noches en quietud. En el Capítulo 9 discutiremos estos resultados comparados con los valores obtenidos por Echevarria et al. (1989), Hill et al. (2017) y otros autores.

Tabla 7.1: Parámetros orbitales de la componente secundaria

Parámetro	Últimas tres noches	Primeras tres noches	Todas las noches
	Quietud	Declive	
$K_2$	$158.5 \pm 0.7$	$180 \pm 3$	$167 \pm 2$
$\gamma$	$-12.5 \pm 0.5$	$-6 \pm 2$	$-10 \pm 1$
HJD <sub>0</sub> *	$0.1179 \pm 0.0002$	$0.1177 \pm 0.0008$	$0.1182 \pm 0.0004$
$P_{orb}$	Fijo**	Fijo**	Fijo**
$\chi^2$	38.5	318.5	600.8

\*(2457289+ días) \*\*0.27512973 días

## 7.2. Componente primaria

Es importante señalar que la ecuación 7.1 se puede utilizar también para obtener la curva de velocidad radial de las líneas de emisión, las cuales, medidas apropiadamente, nos pueden dar no solo la curva de velocidad del disco de acreción sino también la velocidad misma de la WD. Este paso es importante recalcarlo. La suposición básica es que  $K_{em} = K_1$ . ¿Cómo podría estar afectarla la medición de las líneas de emisión, como para evitar que esta igualdad se cumpla? La razón es sencilla. Si medimos una línea de emisión que no sea perfectamente simétrica entonces estas asimétricas afectarán el centroide de la línea y por lo tanto deformarán la curva de velocidad radial y su semiamplitud. Debemos encontrar entonces un método para evitar posibles asimetrías. Un método para evitar esta contaminación de zonas asimétricas es el de medir las alas de las líneas de emisión que provienen de las partes más internas del disco, donde más se espera evitar medir asimetrías. Esta suposición es razonable ya que vemos que estas alas se producen a velocidades altas donde se espera que el material gire uniformemente cerca de la WD. Para realizar dicha medición, Schneider & Young (1980) propusieron la medición de una gaussiana y su derivada separadas de tal manera que midan fundamentalmente solo las alas de las líneas. El método utilizado por estos autores es el siguiente:

Las velocidades radiales se extraen de las líneas de emisión convolucionando su perfil con la integral de dos Gaussianas  $S(\Lambda)$  que representan un espectro separados por un intervalo  $\lambda - \Lambda$ . Esto se determina resolviendo la ecuación

$$\int S(\Lambda)G(\lambda - \Lambda)d\Lambda = 0, \quad (7.2)$$

en donde

$$G(x) = \exp [-(x^2 - a^2)/2\sigma^2] - \exp [-(x^2 + a^2)/2\sigma^2], \quad (7.3)$$

siendo  $a$  la separación y  $\sigma$  el ancho de las Gaussianas. Las velocidades radiales entonces dependen del ajuste de estos valores.

Una técnica, inicialmente descrita por [Shafter \(1985\)](#) y posteriormente desarrollado por [Shafter et al. \(1986\)](#), está basada en un método que usa un diagrama de diagnóstico en el que fundamentalmente el cociente  $\sigma_K/K$  nos indica cual es la mejor solución para determinar la semiamplitud  $K$ . Es conveniente describir aquí en detalle los elementos de este diagrama de diagnóstico. De manera práctica este diagrama se construye midiendo todos los espectros con una separación  $a$  y ancho de Gaussiana  $\sigma$  fijos. Esto produce un conjunto de velocidades radiales  $V_{\text{rad}}(a, \sigma)$ , que pueden resolverse con la Ecuación 7.1, para obtener valores y errores de  $K$ ,  $\gamma$  y  $\text{HJD}_0$ . Modificando  $a$ , con un valor adecuado de  $\sigma$  (que podemos evaluar con el mismo método), podemos encontrar la separación óptima de las Gaussianas y obtener los mejores resultados de los parámetros orbitales óptimos. Este es un proceso iterativo que describimos aquí con un ejemplo para la estrella tipo nova SW UMa, tomado de [Shafter et al. \(1986\)](#). La Figura 7.6 muestra la funcionalidad del diagrama de diagnóstico mientras que la Figura 7.7 es simplemente la mejor solución de la curva de velocidades radiales basado en dicho diagrama, y que tiene los parámetros orbitales  $K_1$ ,  $\gamma$  y  $\text{HJD}_0$  óptimos que se obtienen de la ecuación 7.1. Para una línea simétrica cuyo perfil es independiente de la fase orbital, tanto  $K_1$  como  $\text{HJD}_0$  y  $\gamma$  son independientes de  $a$ . Sin embargo, generalmente se espera que los perfiles de línea tengan una asimetría dependiente de la fase orbital. Tales asimetrías se observan en muchas variables cataclísmicas, y se atribuyen a la contaminación por emisiones en las partes externas del disco como puede ser el punto caliente o en zonas peculiares como en los objetos SW Sex ([Hellier, 1996](#); [Hoard et al., 2003](#))

Medir las líneas usando una variedad de separaciones para las gaussianas permite investigar el alcance de cualquier asimetría que pueda estar presente. De esta manera, el

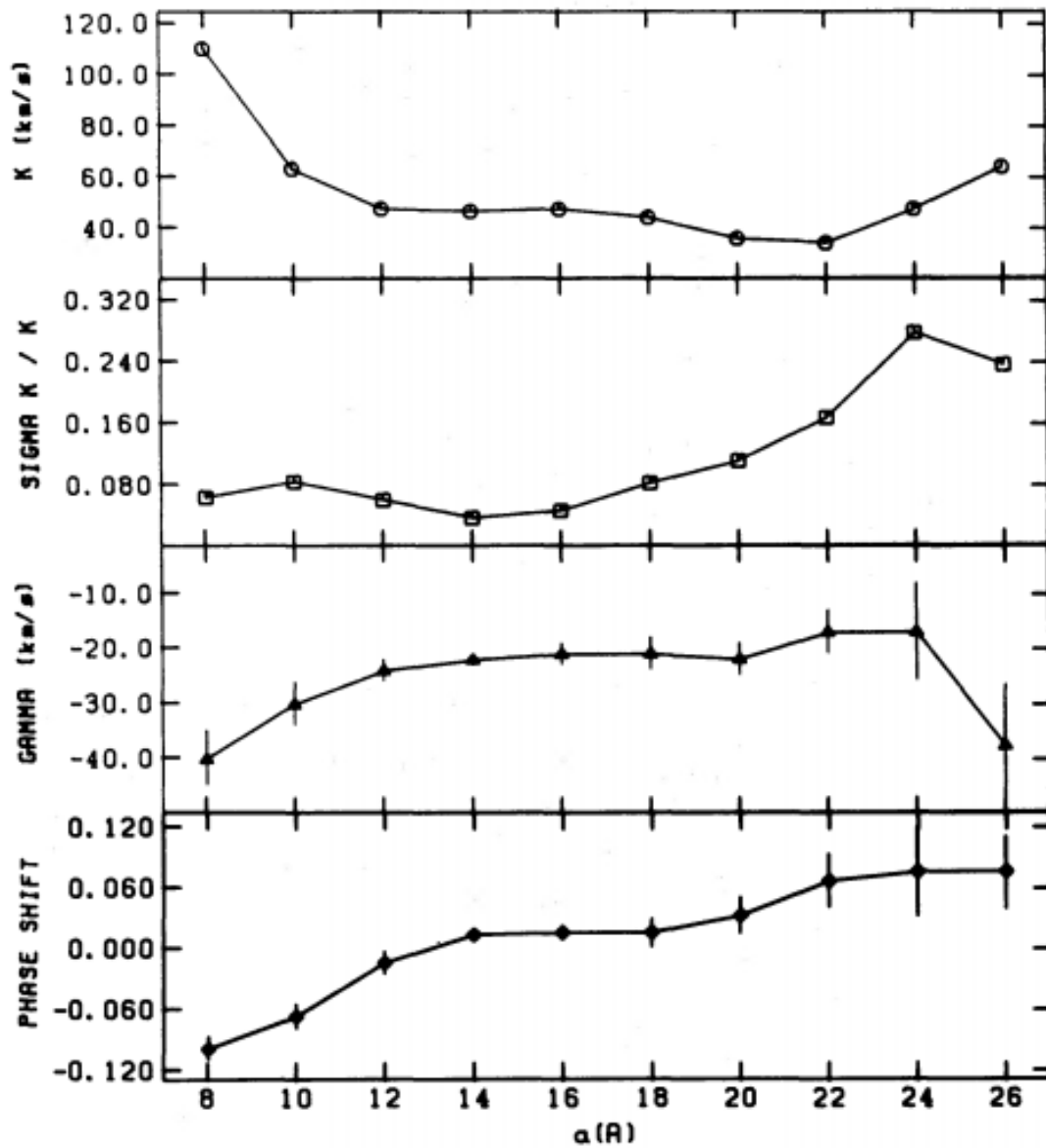


Figura 7.6: Diagrama de diagnóstico de la curva de velocidad radial de SW UMa usando las alas de la línea de emisión  $H\alpha$ . La velocidad  $K$  aumenta cuando las mediciones se realizan cerca del centro de la línea. A medida que se mide más en las alas de la línea, la velocidad  $K$  converge a un valor de  $47 \text{ km s}^{-1}$ . Para valores de  $a$  superiores a  $16 \text{ \AA}$ , las mediciones de velocidad comienzan a estar contaminadas por ruido en el continuo, como lo demuestra el repunte en la curva  $\sigma_K/K$ . Imagen obtenida de [Shafter et al. \(1986\)](#).

perfil de la línea se puede mapear en el espacio de velocidades y se pueden identificar las asimetrías dependientes de la fase orbital.

Si la asimetría se limita a velocidades relativamente bajas, se espera que la solución para  $K$ ,  $t_0$  y  $\gamma$  se acercarán asintóticamente al valor correcto cuando  $a$  se vuelve lo suficientemente grande. Observamos en la Figura 7.6 que la curva de la semiamplitud  $K$  llega a un valor asintótico de  $47 \text{ km s}^{-1}$  a partir de  $a = 12 \text{ \AA}$ . En particular en este caso, para valores inferiores a  $a \sim 12 \text{ \AA}$  parece haber contaminación por un componente de la línea de emisión que tiene el efecto de aumentar de forma falsa el valor de  $K_1$ . Por el contrario, las fluctuaciones para  $a > 16 \text{ \AA}$  no son significativas porque el error  $\sigma_K/K$  está comenzando a aumentar, lo que indica que el valor de  $a$  se ha vuelto demasiado grande. Además, los cambios de fase aparentes para valores grandes de  $a$  no son significativos porque las gaussianas ya no están muestreando un flujo suficiente del ala de la línea de emisión por lo que estos valores son descartados. Otras curvas que se muestran en el diagrama de diagnóstico son las curvas de  $\gamma$  y  $t_0$ . Esta curva de  $t_0$  se muestra en términos de  $\phi$ , donde  $\phi = t - t_0$ , es decir la desviación de  $t$  con respecto al valor óptimo  $t_0$  (Phase Shift en el diagrama). Se espera que las curvas de  $\phi$  y  $\gamma$  se aplanen para las soluciones óptimas de los mejores intervalos de  $a$  tal que  $\phi = 0$ . Esto se observa para una separación de  $a$  entre  $14$  y  $18 \text{ \AA}$  y para una velocidad sistémica de alrededor de  $-20 \text{ km s}^{-1}$ . Finalmente, para obtener el mejor valor de  $a$ , se grafica el valor  $\sigma_K/K$ . Este índice es el más importante del diagrama ya que el cociente es muy sensible a la solución óptima. Por un lado un aumento en la separación  $a$  produce que el valor de  $\sigma_K/K$  aumente cada vez más ya que  $a$  se ha vuelto comparable al ancho de velocidad de la línea en el continuo de manera que las mediciones de velocidad están comenzando a estar dominadas por el ruido, es decir, las Gaussianas comienzan a medir el continuo en vez de las alas. Por otro lado, si  $a$  disminuye demasiado, las Gaussianas miden cada vez más las partes centrales de la línea de emisión en vez de medir las alas, lo que produce que el cociente vuelva a aumentar. Esto implica que existe un valor óptimo de  $a$  para el cual  $\sigma_K/K$  tiene un valor mínimo. En el ejemplo este valor mínimo se encuentra en  $a = 14 \text{ \AA}$ . Obteniendo este valor útil de  $\sigma_K/K(a)$  se obtienen los valores finales para los parámetros orbitales. La curva de velocidad radial derivada de las mediciones de las alas de la línea de emisión de SW UMa se muestra en la Figura 7.7.

Para obtener las velocidades radiales derivadas de las líneas de emisión en el caso de SS Cyg se utilizó la tarea *convrv* dentro del paquete *rvasao* de IRAF. La tarea *convrv* calcula la velocidad radial de una línea específica en cada espectro al convolucionar la línea con una función asimétrica, tomando el centro de la línea como el cero de la convolución. Este

programa cuenta con dos algoritmos para llevar a cabo la convolución. El primero se trata de *dgau*, Este algoritmo convolucionada la línea de emisión con la derivada de una gaussiana y busca el cero de la convolución. El segundo se trata de *gau2*, el cual convolucionada la línea con una función antisimétrica consistente de una gaussiana positiva y una negativa separadas por una distancia configurable. Las medidas para ambos algoritmos se da en pixeles. Para converger la convolución a cero utiliza un método de tipo Newton-Rhapson el cual finaliza cuando la convergencia es buena a 0.001 pixeles.

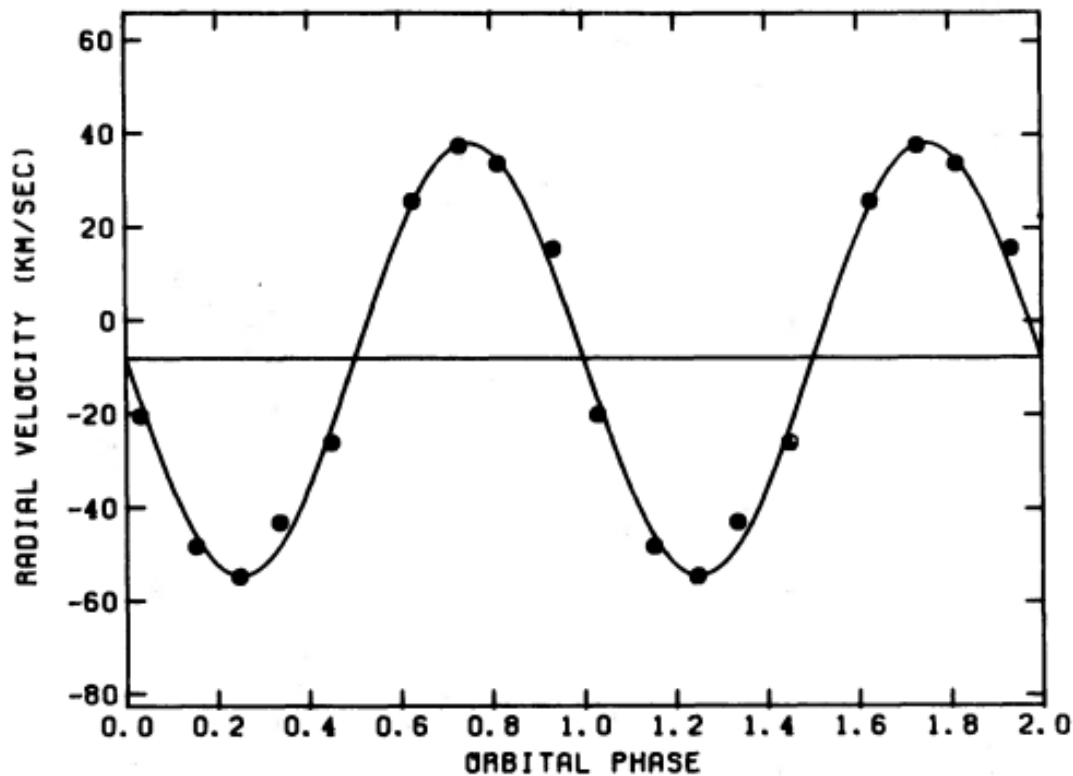


Figura 7.7: Curva de velocidad radial de las alas de la línea de emisión  $H\alpha$  para la mejor solución derivada de los diagramas de diagnóstico de SW UMa. Imagen obtenida de [Shafter et al. \(1986\)](#).

Para SS Cyg se obtuvieron los diagramas diagnóstico para las líneas de emisión  $H\alpha$ ,  $H\beta$  y  $H\gamma$  de manera independiente para las noches de declive como de quietud, con excepción de  $H\gamma$  el cual solo se obtuvo para las noches de quietud. Como se menciona en el Capítulo 6 la intensidad relativa de las líneas de emisión comparado con el continuo es mayor en las noches de quietud que en las de declive debido a que el continuo en estas noches presenta una cantidad de cuentas menor a comparación del continuo en las noches de declive, lo cual provoca que las líneas de emisión (y absorción) aparenten ser más “intensas” en los espectros normalizados en las noches de quietud que en los de declive. Sumado a esto, las líneas de  $H\delta$  y otras líneas de emisión de He I y He II presentes en nuestros espectros son

menos intensas que las tres líneas seleccionadas, por lo que estas fueron descartadas para nuestro análisis.

Por estas dos razones finalmente se obtuvieron al final cinco diagramas de diagnóstico. Para cada diagrama de diagnóstico se buscó el valor mínimo de  $\sigma_K/K$ , y una vez encontrado el valor de  $a$  para dicho valor mínimo se encontró los valores de los otros parámetros y se obtuvieron las velocidades radiales. Las Figuras 7.8–7.12 muestran los diagramas de diagnóstico y sus respectivas curvas de velocidad radial para cada uno de los cinco casos y los resultados de los parámetros orbitales obtenidos se muestran en la Tabla 7.2.

Tabla 7.2: Parámetros orbitales de la componente primaria

Línea de emisión	Parámetro	Noches en quietud	Noches en declive
H $\alpha$	$K_1$	$74.9 \pm 1.6$	$55.3 \pm 1.3$
	$\gamma$	$-52.2 \pm 1.1$	$-54.8 \pm 0.9$
	HJD $_0^*$	$0.2166 \pm 0.0008$	$0.2264 \pm 0.0010$
	$P_{orb}$	Fijo**	Fijo**
	$\chi^2$	168.26	56.02
H $\beta$	$K_1$	$63.7 \pm 1.9$	$67.6 \pm 1.8$
	$\gamma$	$-42.6 \pm 1.3$	$-21.8 \pm 1.3$
	HJD $_0^*$	$0.2248 \pm 0.0001$	$0.2271 \pm 0.0013$
	$P_{orb}$	Fijo**	Fijo**
	$\chi^2$	250.62	109.90
H $\gamma$	$K_1$	$72.3 \pm 3.2$	-
	$\gamma$	$55.6 \pm 2.3$	-
	HJD $_0^*$	$0.2254 \pm 0.0018$	-
	$P_{orb}$	Fijo**	-
	$\chi^2$	686.49	-

\*(2457289+ días) \*\*0.27512973 días

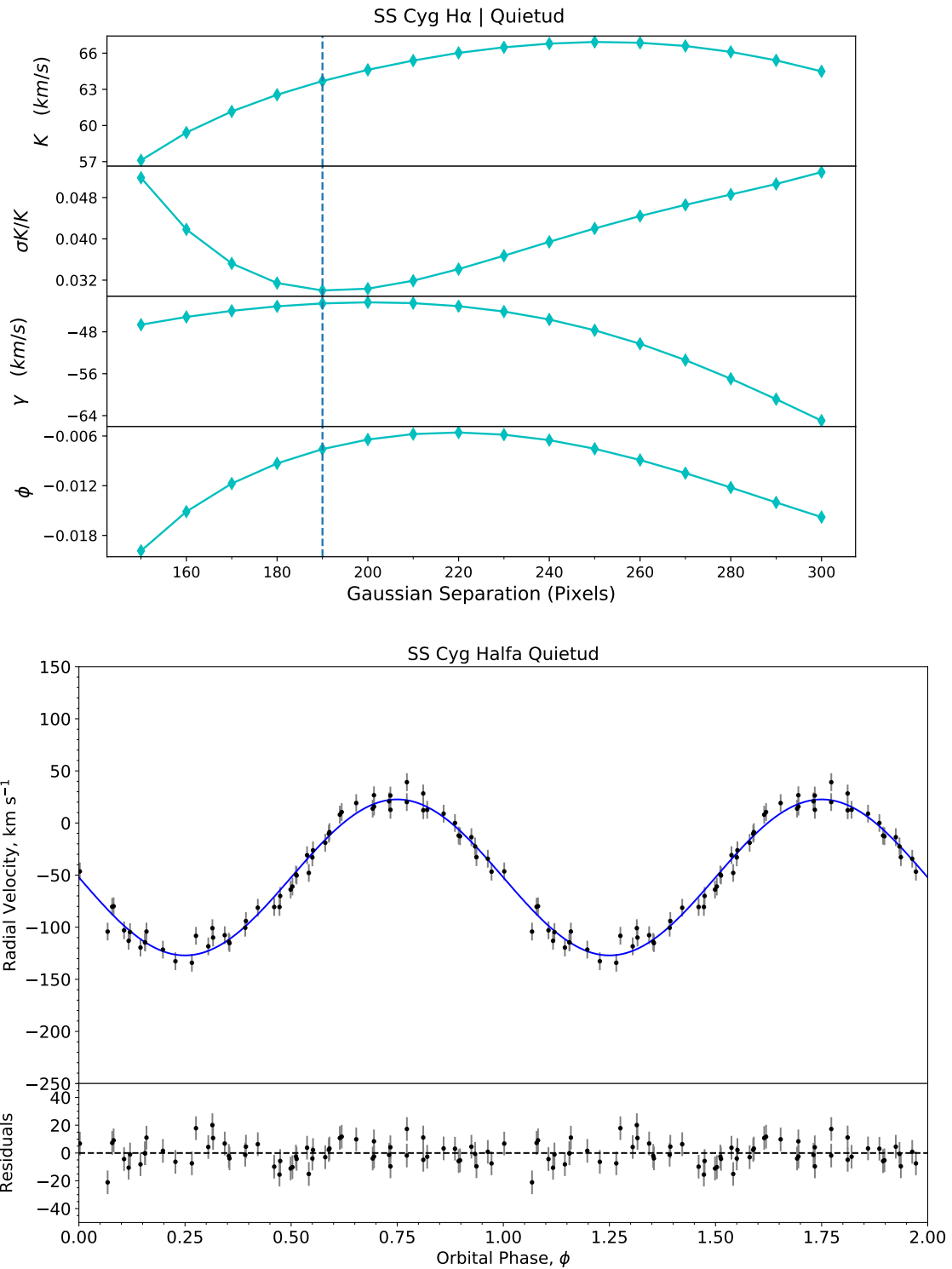


Figura 7.8: Arriba: Diagrama diagnóstico obtenido a partir de los datos de la línea de H $\alpha$  de SS Cyg en las noches de quietud. Abajo: Correspondiente curva de velocidades radiales.

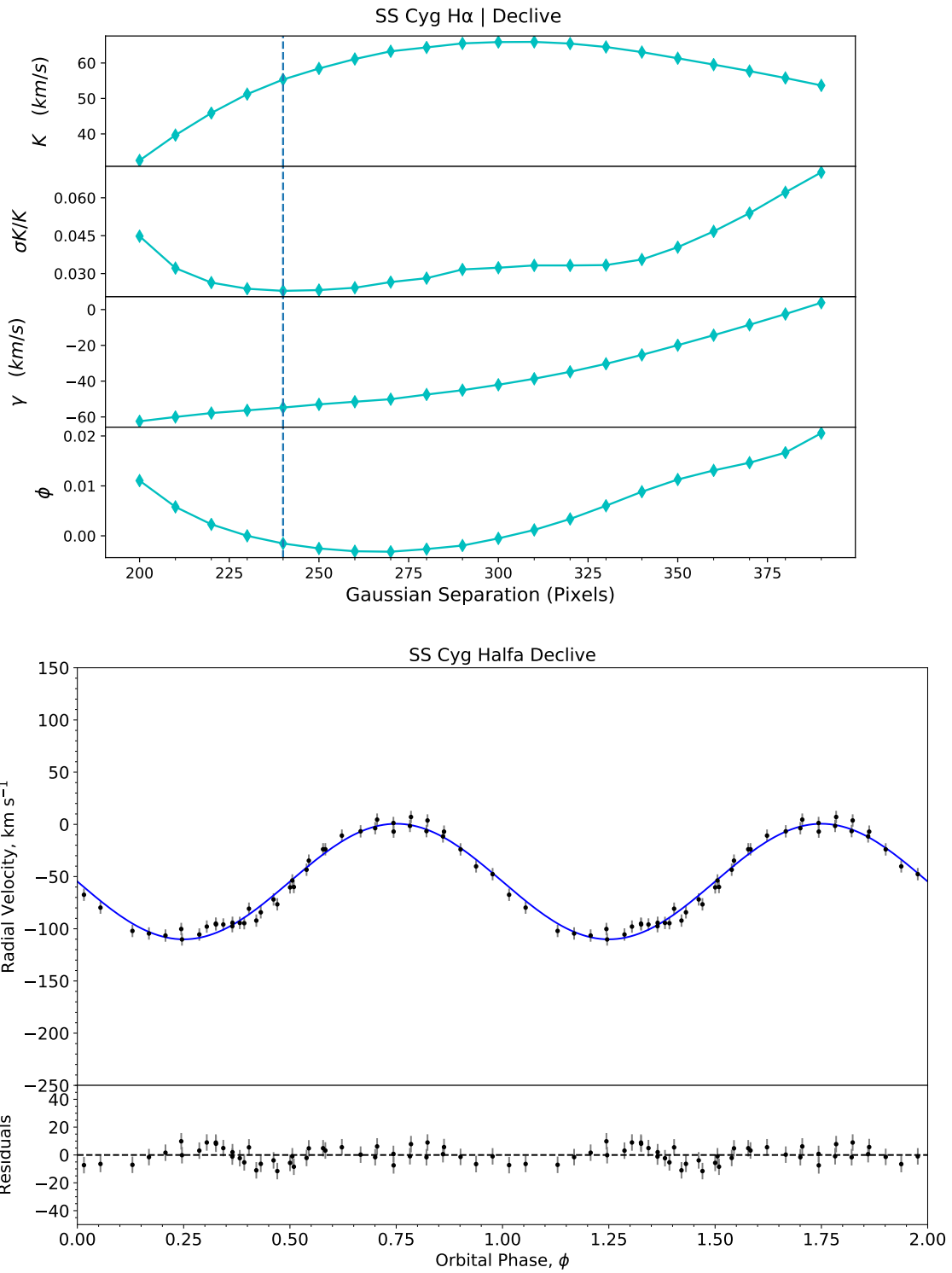


Figura 7.9: Arriba: Diagrama diagnóstico obtenido a partir de los datos de la línea de H $\alpha$  de SS Cyg en las noches de declive. Abajo: Correspondiente curva de velocidades radiales.



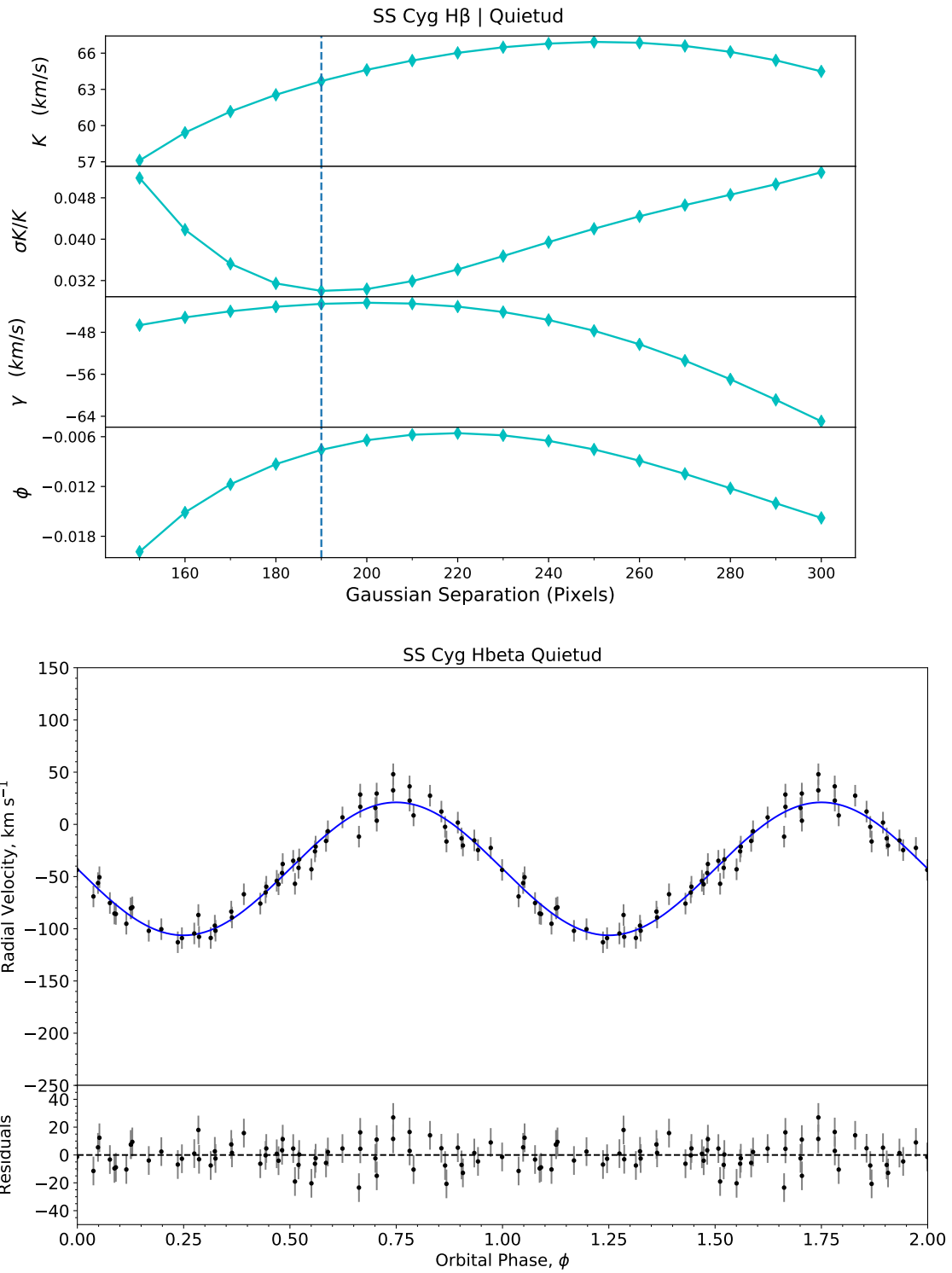


Figura 7.10: Arriba: Diagrama diagnóstico obtenido a partir de los datos de la línea de H $\beta$  de SS Cyg en las noches de quietud. Abajo: Correspondiente curva de velocidades radiales.

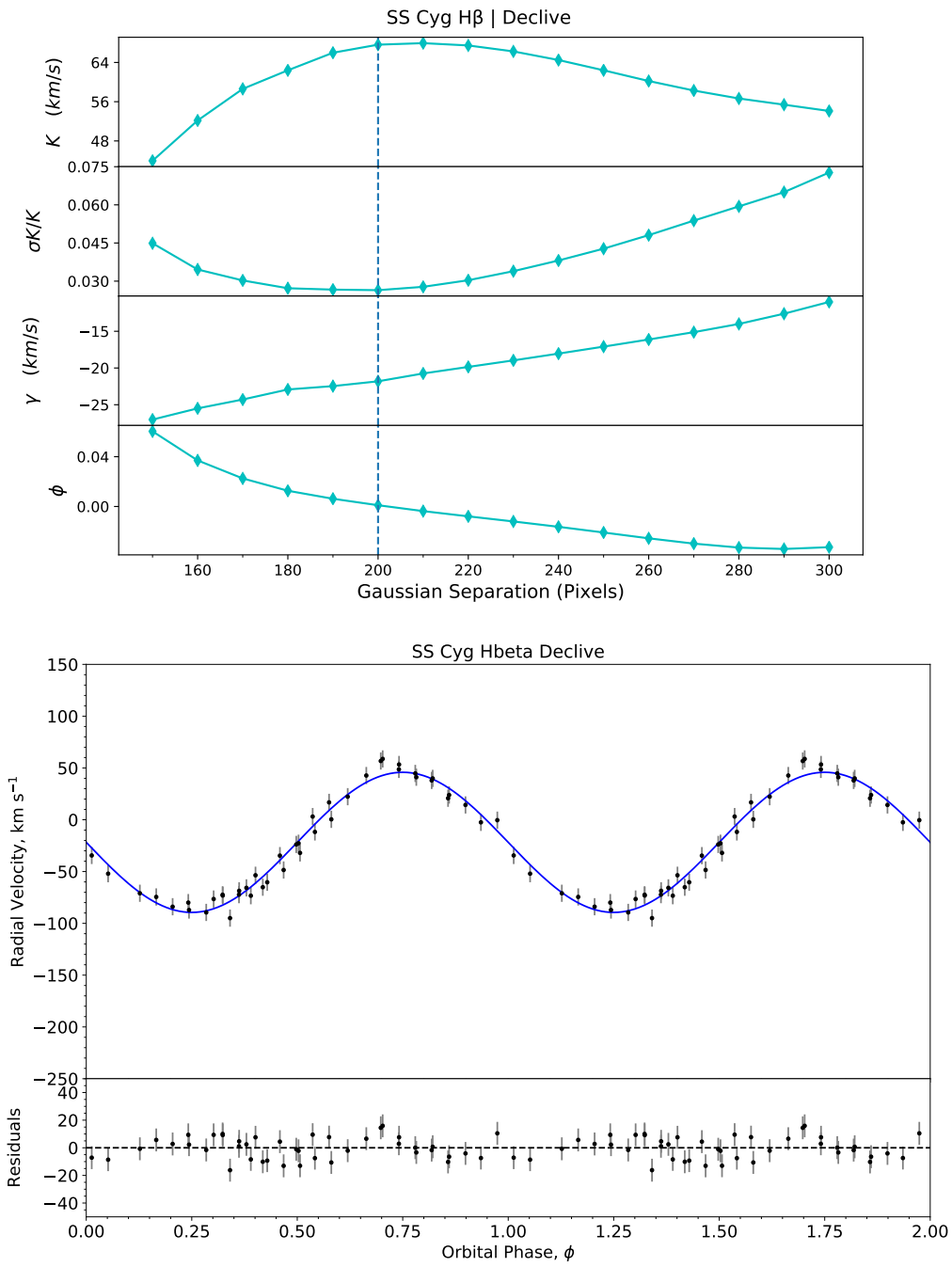


Figura 7.11: Arriba: Diagrama diagnóstico obtenido a partir de los datos de la línea de H $\beta$  de SS Cyg en las noches de declive. Abajo: Correspondiente curva de velocidades radiales.

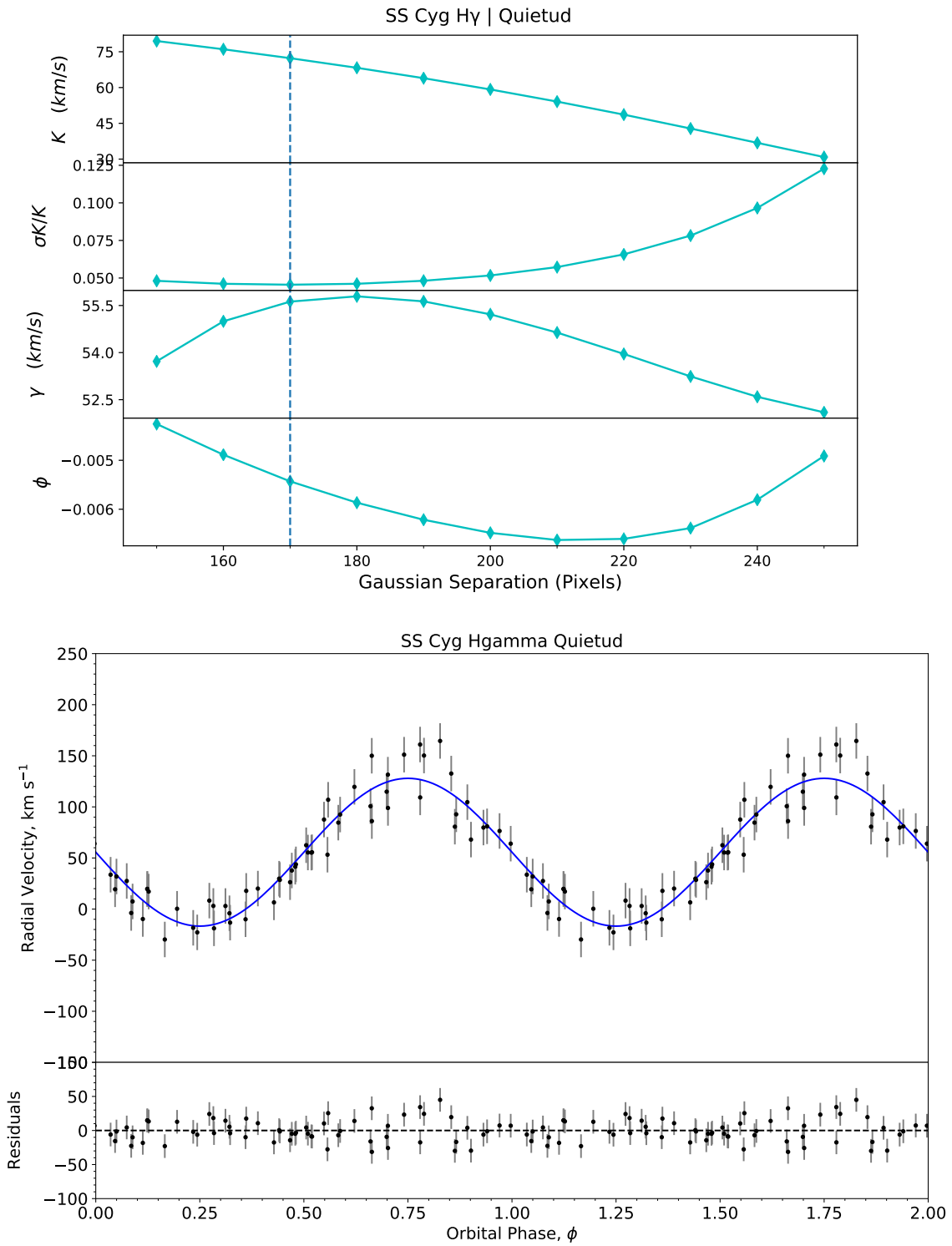


Figura 7.12: Arriba: Diagrama diagnóstico obtenido a partir de los datos de la línea de H $\gamma$  de SS Cyg en las noches de quietud. Abajo: Correspondiente curva de velocidades radiales.

## Capítulo 8

# Tomografía Doppler

El método de tomografía Doppler fue desarrollado para desentrañar las variaciones de la línea de emisión de las CVs. Desafortunadamente, las CVs están muy lejos para ser resueltas directamente (por ejemplo, SS Cyg se encuentra a 114.6 pc) y por lo tanto no se puede estudiar su estructura usando imágenes directas. En su lugar se recurre a métodos más indirectos, como lo son el “mapeo de eclipses” y la “Tomografía Doppler”. El mapeo de eclipses se basa en la información geométrica contenida en las curvas de luz de los eclipses; La tomografía Doppler utiliza la información de velocidad contenida en las curvas de luz desplazadas por el efecto Doppler. Este concepto fue introducido en el estudio de CVs por [Marsh & Horne \(1988\)](#).

La tomografía Doppler surgió del deseo de interpretar las variaciones del perfil de la línea de emisión de los discos de acreción. Los trabajos anteriores sobre tomografía han comenzado describiendo la formación de los perfiles de doble pico a partir de los discos (e.g. [Steeghs et al., 1996](#)). Sin embargo, la existencia de un disco no es necesaria para la tomografía Doppler. La clave de la tomografía es primero considerar una fuente de emisión puntual girando alrededor de la componente primaria. Suponiendo que este punto tiene un movimiento paralelo al plano orbital de la binaria, la emisión lineal de dicha fuente trazará una senoide alrededor de la velocidad media del sistema, tal y como se muestra en la Figura 8.1. Suponiendo que se observe una senoide de este tipo, se podría asociar con un vector de velocidad particular alrededor de la componente primaria, dependiendo de su fase y amplitud. El KERNEL de la tomografía Doppler consiste en poder combinar cualquier número de dichas sinusoides, incluso cuando están tan superpuestas y mezcladas que no se pueden distinguir unas de otras. Para comprender cómo esto es posible, es útil pensar en la formación de perfiles como una proyección en el sentido matemático de la integración en una dimensión de un espacio de N-dimensiones para producir un espacio de

N-1 dimensiones.

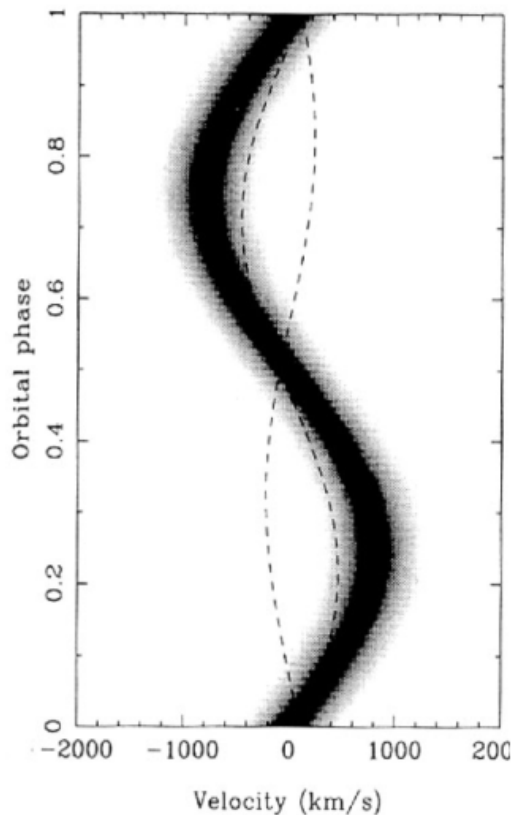


Figura 8.1: Diagrama *trailing spectra* o *espectro arrastrado*. Se trata de una sinusoide producida por las variaciones de los perfiles de la línea de emisión de una fuente puntal que orbita alrededor de la velocidad sistémica de una CV. Imagen obtenida de [Marsh \(2001\)](#).

## 8.1. Formación de perfiles por proyección

Un punto dado en el marco de referencia de la primaria puede definirse por su posición espacial  $(x, y)$ , pero también por su velocidad  $(V_x, V_y)$ . Estas velocidades son relativas a un marco inercial de la primaria, cuyo origen es  $V(0, 0)$ . Las velocidades cambian a medida que el punto gira alrededor de la primaria, por lo que es conveniente definir valores únicos de  $V_x$  y  $V_y$  adscritos a la fase orbital. Esto es válido cuando el marco inercial se alinea con el marco giratorio. En el caso de los CVs, es habitual definir el eje  $x$  (en el marco giratorio) apuntando desde la WD en dirección al donador de masa (estrella secundaria), y el eje  $y$  apuntando en la dirección de movimiento de dicha estrella donadora. Con esta convención, y definiendo la fase orbital cero como el momento en que la estrella donadora está en su conjunción inferior, es decir el momento en el que la secundaria está más cerca del observador, entonces la velocidad radial del punto en cuestión en función de la fase orbital  $\phi$  es:

$$V_R = \gamma - V_x \cos 2\pi\phi + V_y \sin 2\pi\phi, \quad (8.1)$$

donde  $\gamma$  es la velocidad sistémica. El uso de un solo valor de  $\gamma$  es equivalente a asumir que todo el movimiento es paralelo al plano orbital. Definiendo así al sistema binario, una *imagen* del punto girando alrededor de la componente primaria se puede definir como la intensidad de la emisión en función de la velocidad:  $I(V_x, V_y)$ . Es decir, el flujo observado del sistema que proviene del elemento de velocidad limitado por  $V_x$  a  $V_x + dV_x$ ,  $V_y$  a  $V_y + dV_y$  está dado por  $I(V_x, V_y)dV_xdV_y$ . Nos referiremos a esto como una *imagen en el espacio de velocidades*.

El flujo de la línea observado desde el sistema entre las velocidades radiales  $V$  y  $V + dV$  en la fase orbital  $\phi$  ahora se puede obtener mediante la integración de todas las regiones de la imagen que tengan la velocidad radial correcta:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(V_x V_y) [g(V - V_R) dV] dV_x dV_y, \quad (8.2)$$

donde  $g$  es una función de velocidad que representa el perfil de la línea desde cualquier punto de la imagen. Se hace la suposición que la función  $g$  es la misma para todos los puntos, aunque sería posible permitir que varíe. El ancho de la velocidad  $dV$  se divide para obtener una densidad de flujo, por lo que el perfil de la línea se puede expresar como

$$f(V, \phi) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(V_x V_y) g(V - V_R) dV_x dV_y. \quad (8.3)$$

Idealmente,  $g$  es estrecha, tipo función delta, por lo que esta ecuación selecciona todas las regiones de la imagen cercanas a la línea:

$$V = V_R = \gamma - V_x \cos 2\pi\phi + V_y \sin 2\pi\phi. \quad (8.4)$$

Esta es una línea recta en coordenadas  $(V_x, V_y)$ . Los diferentes valores de  $V$  definen una familia completa de líneas rectas paralelas a través de la imagen, con una dirección que depende de la fase orbital. La fase orbital  $\phi = 0$  corresponde a un *colapso* en la dirección  $V_y$  positiva; la fase 0.25 corresponde al de la dirección  $V_x$  positiva; la fase 0.5 a la dirección  $V_y$  negativa, etc., con el ángulo girando en el sentido de las agujas del reloj. Por lo tanto, la formación del perfil de la línea en una fase particular puede considerarse como una proyección de la imagen a lo largo de una dirección definida por la fase orbital. La Figura 8.2 muestra una representación pictórica de este proceso para dos ángulos de proyección.

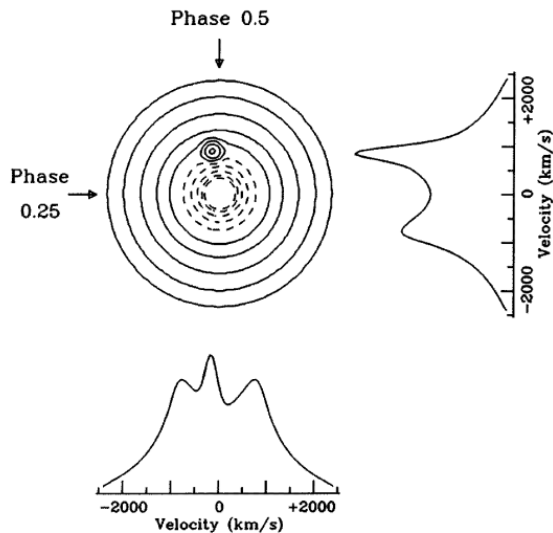


Figura 8.2: Ejemplo de perfiles de línea formados en dos fases orbitales distintas como proyecciones de la imagen en los ángulos correspondientes. Imagen obtenida de [Marsh & Horne \(1988\)](#).

Esta imagen artificial se ha creado con un punto caliente que se puede ver proyectado en diferentes partes del perfil para diferentes fases. El seguimiento de los picos a lo largo de las direcciones de proyección conduce a la posición del punto original. En esencia, así es como se puede utilizar la información del perfil de la línea de emisión para reconstruir una imagen del disco de acreción. Por lo tanto, una serie de perfiles de la línea en diferentes fases orbitales no es más que un conjunto de proyecciones de la imagen en diferentes ángulos. La inversión de proyecciones para reconstruir la imagen se conoce como *Tomografía*. A continuación se explican los dos métodos de inversión más utilizados para construir la Tomografía Doppler.

## 8.2. Métodos de inversión

El formalismo matemático de la inversión de proyecciones se remontan al trabajo de [Radon \(1917\)](#). Conociendo  $f(V, \phi)$  para todo  $V$  y  $\phi$ , una transformación lineal, la transformada de Radón, se puede producir el producto final deseado,  $I(V_x, V_y)$ . En la práctica esto no es sencillo y no se puede conocer los perfiles de línea en todas las fases orbitales siempre, aunque en algunos casos se puede aproximar. Dos métodos son, en particular, muy utilizados, los cuales se describen a continuación:

**Retroproyección filtrada:** El proceso se puede resumir en dos pasos. Primero, los perfiles de línea se filtran en velocidad para derivar perfiles modificados,  $\tilde{f}(V, \phi)$ . El filtro se aplica mediante una transformada de Fourier, multiplicada por  $|s|/G(s)$ , donde  $G(s)$  es

la transformada de Fourier sobre  $V$  de  $g(V)$  y  $s$  es la frecuencia en unidades de velocidad inversa, y finalmente una inversa Transformada de Fourier. Se puede aplicar a un espectro a la vez y es un proceso bastante rápido. El segundo paso es el de la retroproyección:

$$I(V_x, V_y) = \int_0^{0.5} \tilde{f}(\gamma - V_x \cos 2\pi\phi + V_y \sen 2\pi\phi) d\phi. \quad (8.5)$$

La Ecuación 8.5 significa que la imagen se construye manchando cada perfil filtrado en la misma dirección que la proyección original que lo formó. Si el perfil de la línea local  $g(V)$  es gaussiano, entonces también lo es  $G(s)$ , cayendo a cero en  $s$  grandes. Por lo tanto, el filtro  $|s|/G(s)$  amplificará fuertemente las altas frecuencias y la imagen se corromperá por el ruido. Esto puede resultar familiar cuando se comprende que la división por  $G(s)$  es simplemente la deconvolución de Fourier estándar; la presencia de  $|s|$  en este caso solo agrava el problema. Uno puede simplemente eliminar el término  $G(s)$  y, por lo tanto, no intentar desenvolver la imagen. Normalmente, uno va más allá y el filtro aplicado es  $|s|W(s)$ , donde  $W(s)$  es una función de “ventana” (típicamente gaussiana) para cortar las altas frecuencias y, por lo tanto, limitar la propagación del ruido en la imagen final. La penalización por esto es que la imagen final es una versión borrosa de la imagen real.

**Inversión máxima de entropía:** La aplicación de la entropía máxima a la tomografía Doppler es muy similar al caso del mapeo de eclipses: se ajusta una cuadrícula de pixeles que abarcan el espacio de velocidad para lograr una bondad de ajuste objetivo, medida por  $\chi^2$ . En general, hay un número infinito de tales imágenes y, por lo tanto, se selecciona la imagen de máxima entropía. Se utiliza una forma refinada de entropía que mide las desviaciones de una imagen “predeterminada”:

$$S = - \sum_{i=1}^M p_i \ln \frac{p_i}{q_i}, \quad (8.6)$$

con

$$p_i = \frac{I_i}{\sum_{j=1}^M I_j} \quad y \quad (8.7)$$

$$q_i = \frac{D_i}{\sum_{j=1}^M D_j}, \quad (8.8)$$

donde  $I_i$  es el valor de imagen asignado al pixel  $i$  y donde  $D$  es la imagen predeterminada. Por lo general, se utiliza un valor predeterminado en movimiento, calculado como una versión borrosa de la imagen. Esto restringe el mapa para que sea suave en escalas más cortas que el desenfoque, pero fijo solo por los datos en escalas más grandes. Para datos



razonables, la elección del valor predeterminado parece tener poco efecto. De hecho, la forma de  $S$  tampoco tiene un efecto decisivo en la imagen final, y que su papel más importante en este caso es permitir que se encuentre una solución única.

### 8.3. Axiomas de la tomografía Doppler

La tomografía Doppler se basa en ciertas aproximaciones que, en el mejor de los casos, solo se cumplen parcialmente. La violación de estas aproximaciones no significa que los mapas resultantes sean inútiles, pero todo aquel que realice una tomografía Doppler debe ser consciente de sus limitaciones. Estos axiomas son

1. Todos los puntos son igualmente visibles en todo momento.
2. El flujo desde cualquier punto fijo en el marco de referencia del disco en rotación es constante.
3. El movimiento es paralelo al plano orbital.
4. Los vectores de velocidad rotan con el sistema binario.
5. El ancho intrínseco de una línea emitido desde cualquier punto es despreciable.
6. Se conocen el período orbital, la inclinación del sistema, las masas estelares y la velocidad sistémica.

Existen excepciones para cada uno de estos. Por ejemplo, la emisión en el donante masivo viola el primer axioma. La tomografía Doppler es una interpretación de los datos dentro de un modelo específico de sistemas binarios y solo se aplica en la medida en que lo hace el modelo en sí.

### 8.4. Interpretación de la tomografía Doppler

Tomando en cuenta el modelo clásico de las CVs que se describe en el Capítulo 3 se pueden distinguir, en la mayoría de los casos, las componentes de la CV en el espacio de velocidades como son el disco, la componente secundaria y el punto caliente. Tomando como ejemplo el diagrama de una Tomografía Doppler de la Figura 8.3 se pueden observar dichos componentes de la CV. La estrella donante co-rota con la binaria, lo que significa que aparece con la misma forma en velocidad que en las coordenadas de posición, aunque rota  $90^\circ$  debido a la relación  $v = \Omega \times r$  entre velocidad y posición para rotación de “cuerpo

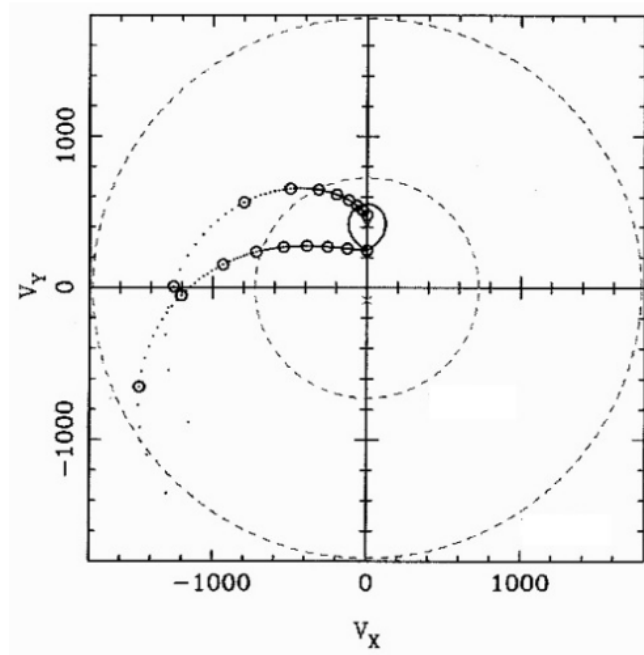


Figura 8.3: Diagrama de una Tomografía Doppler. Imagen obtenida de Marsh (2001).

sólido”. El disco no está co-rotando con el binario, sino que rota de forma Kepleriana alrededor de la componente primaria. Este termina volteándose de adentro hacia afuera de modo que el disco interno está a grandes velocidades mientras que el disco externo aparece como un anillo a baja velocidad. La corriente de gas se traza dos veces: una con su velocidad real y otra con la velocidad del disco a lo largo de su trayectoria; también se pueden imaginar casos intermedios. En la ausencia de un disco de acreción, la trayectoria del chorro de gas, que parte del punto interior de Lagrange, puede seguir la velocidad real del gas o trayectoria balística. Esta trayectoria se muestra en la Figura 8.3 como la línea punteada inferior. Por otro lado, si el material acretado interactúa con el disco de acreción ya formado, entonces la velocidad puede adquirir rápidamente una velocidad Kepleriana. Este caso se muestra en la Figura 8.3 como la línea punteada superior que aparenta salir cerca del centro de masa de la componente secundaria. En este caso se espera que la trayectoria intercepte al punto caliente. Las posiciones de todos estos componentes están completamente especificadas si se conocen las velocidades orbitales proyectadas de las dos estrellas,  $K_1$  y  $K_2$ , y la fase orbital. La escala general está establecida por  $K_1 + K_2$ ; su relación, que es la relación de masa  $q = K_1/K_2 = M_2/M_1$ , define la forma detallada de la corriente y el lóbulo de Roche. La fase orbital establece la orientación de la imagen, y si no se conoce, la imagen se rotará en una cantidad desconocida en relación con la orientación “estándar”.

Si bien no podemos traducir los datos al espacio de posición, no hay dificultad en tra-

ducir ningún modelo teórico en coordenadas de velocidad. De hecho, idealmente, la comparación teoría-datos debería realizarse mediante la predicción de espectros arrastrados, eliminando por completo la necesidad de mapas Doppler. Sin embargo, los mapas Doppler todavía tienen un papel en el sentido de que los modelos teóricos no son lo suficientemente buenos para predecir todas las peculiaridades de los sistemas reales, y la comparación es más fácil en la casa intermedia del espacio de velocidad.

Para nuestro objeto utilizamos las líneas de  $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $H\gamma$  y  $H\delta$ . De igual forma se obtuvieron las tomografías Doppler para las noches de declive y de quietud por separado ya que queremos estudiar la naturaleza del disco de acreción en estas dos etapas. Para obtener las tomografías se utilizó el programa PYDOPPLER<sup>1</sup> desarrollado por [Hernandez Santisteban \(2021\)](#).

Para cada caso se obtiene el *trailed spectra* y con el se construye la tomografía Doppler. Sumado a esto se hace una reconstrucción del *trailed spectra* a partir de la tomografía Doppler obtenida. En total se obtuvieron ocho tomografías Doppler, cuatro para las noches de declive y cuatro para las noches de quietud. Los resultados obtenidos se muestran a partir de la Figura 8.4 hasta la Figura 8.11 y se hace una discusión de estos resultados en el Capítulo 9.

---

<sup>1</sup><https://github.com/Alymantara/pydoppler>

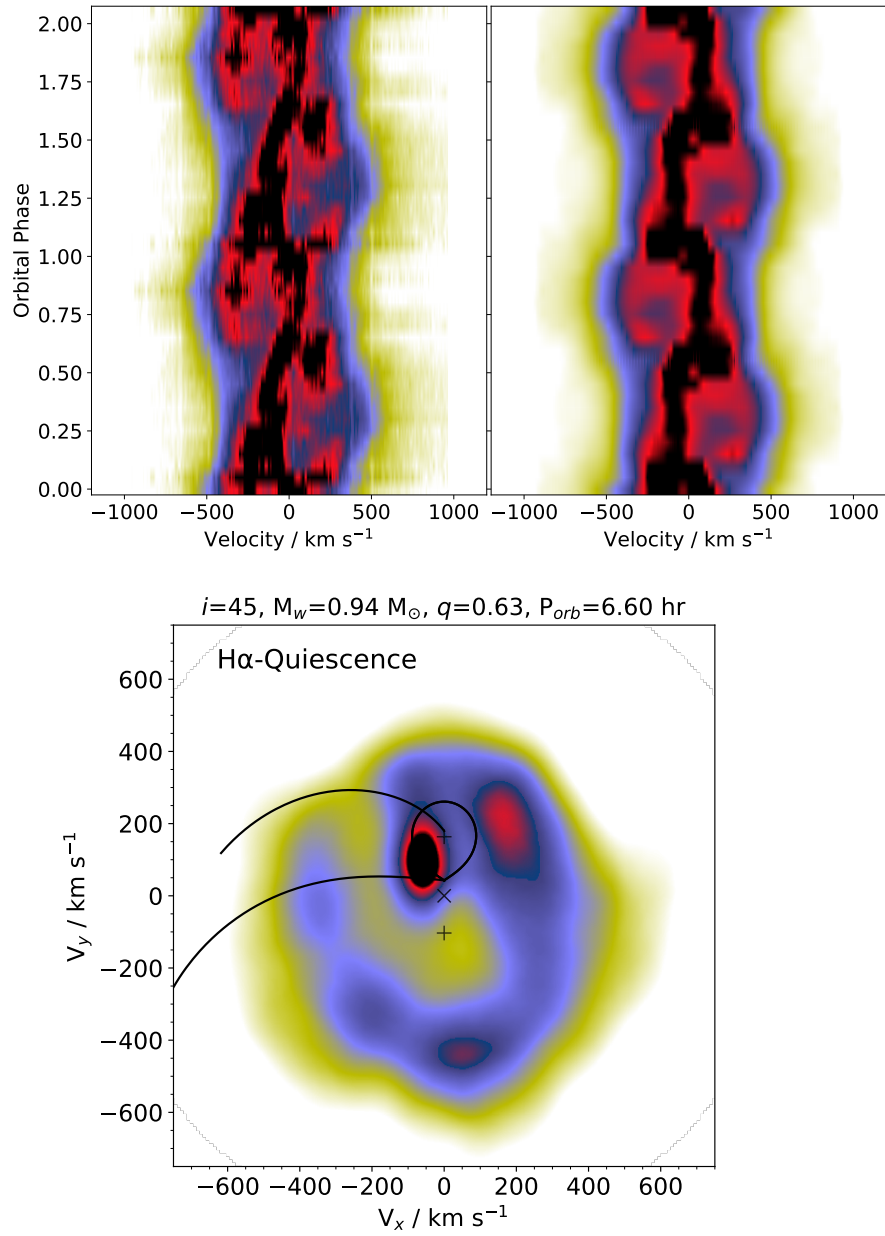


Figura 8.4: Panel superior izquierdo: *Trailing spectra* obtenido a partir de los datos de la línea de emisión H $\alpha$  correspondientes a las tres noches en quietud. Panel inferior: Tomografía Doppler. Panel superior derecho: Reconstrucción del *trailing spectra* a partir de la tomografía.

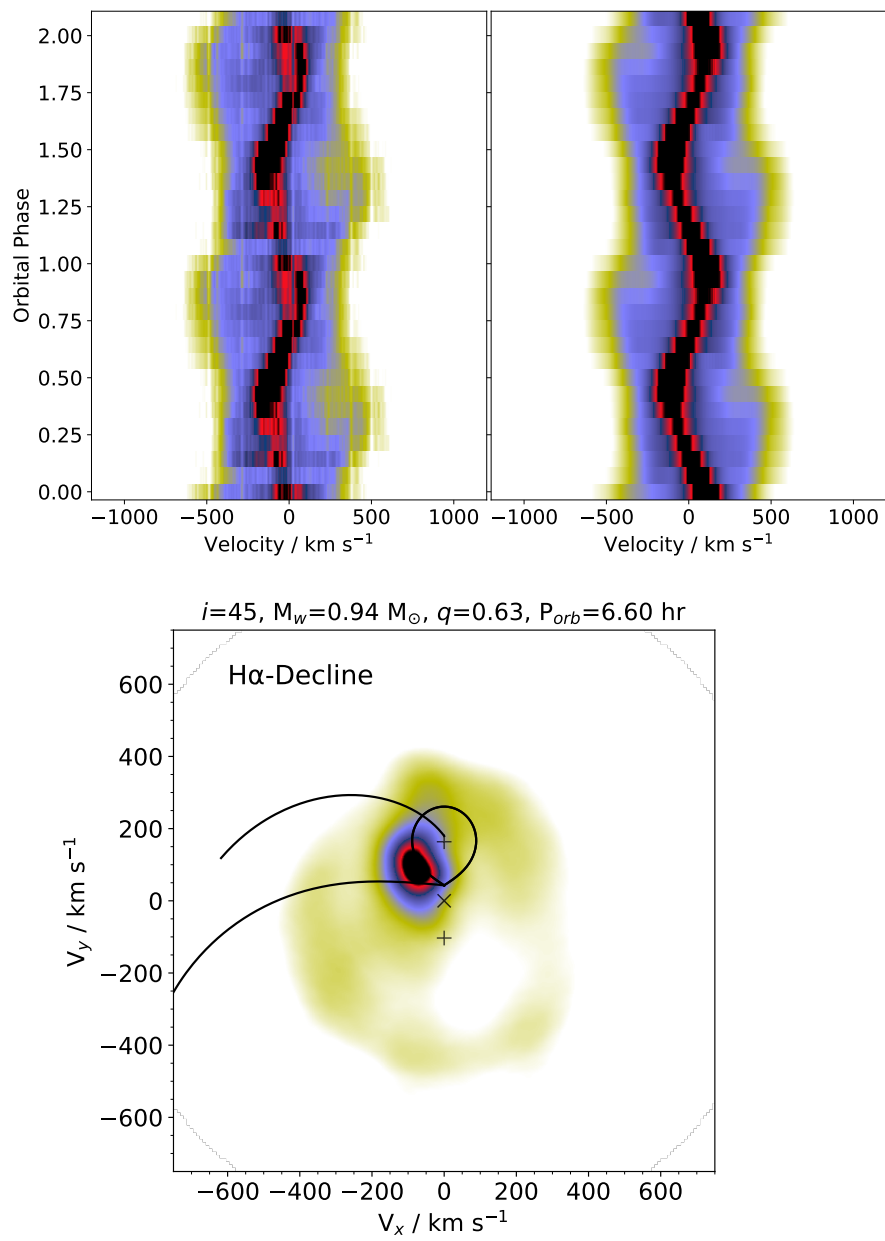


Figura 8.5: Panel superior izquierdo: *Trailed spectra* obtenido a partir de los datos de la línea de emisión H $\alpha$  correspondientes a las tres noches en declive. Panel inferior: Tomografía Doppler. Panel superior derecho: Reconstrucción del *trailed spectra* a partir de la tomografía.

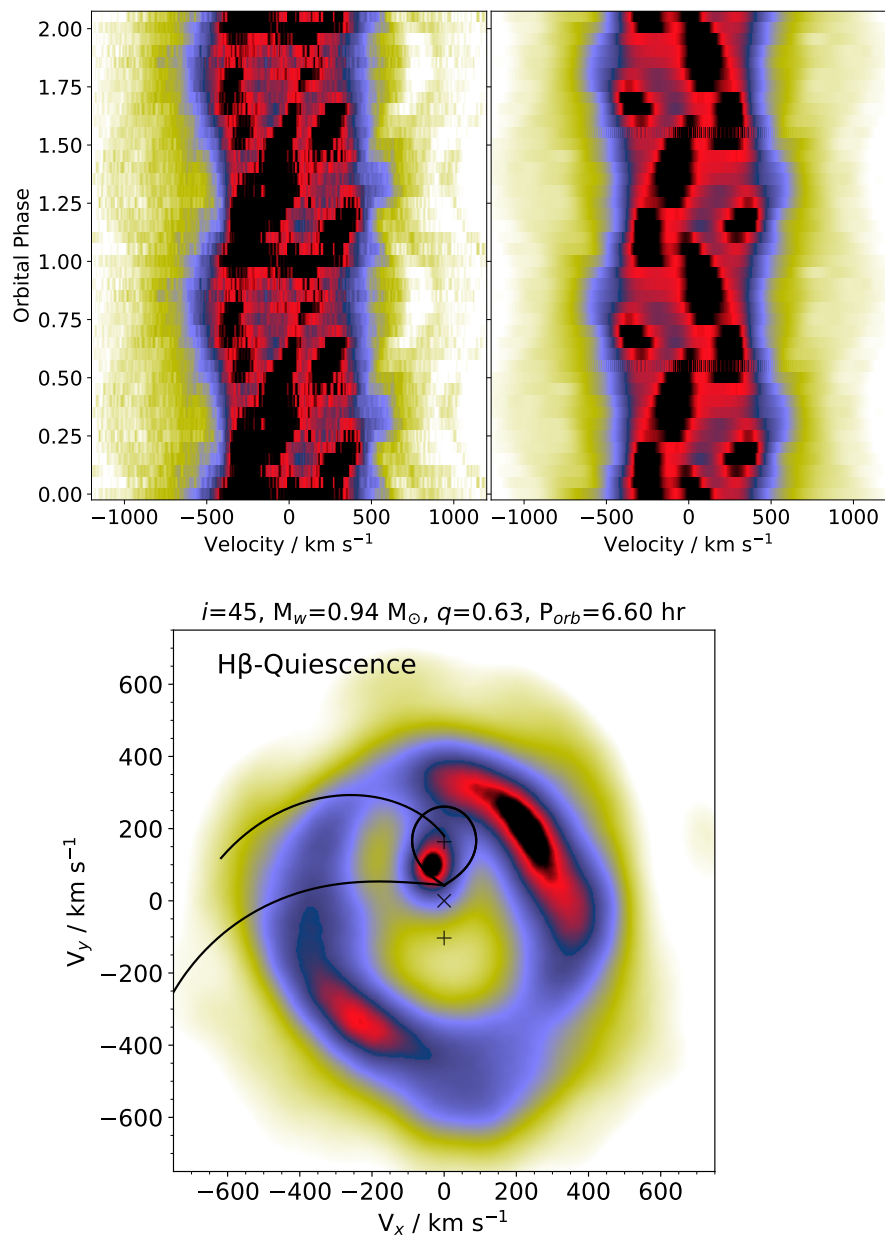


Figura 8.6: Panel superior izquierdo: *Trailed spectra* obtenido a partir de los datos de la línea de emisión H $\beta$  correspondientes a las tres noches en quietud. Panel inferior: Tomografía Doppler. Panel superior derecho: Reconstrucción del *trailed spectra* a partir de la tomografía.

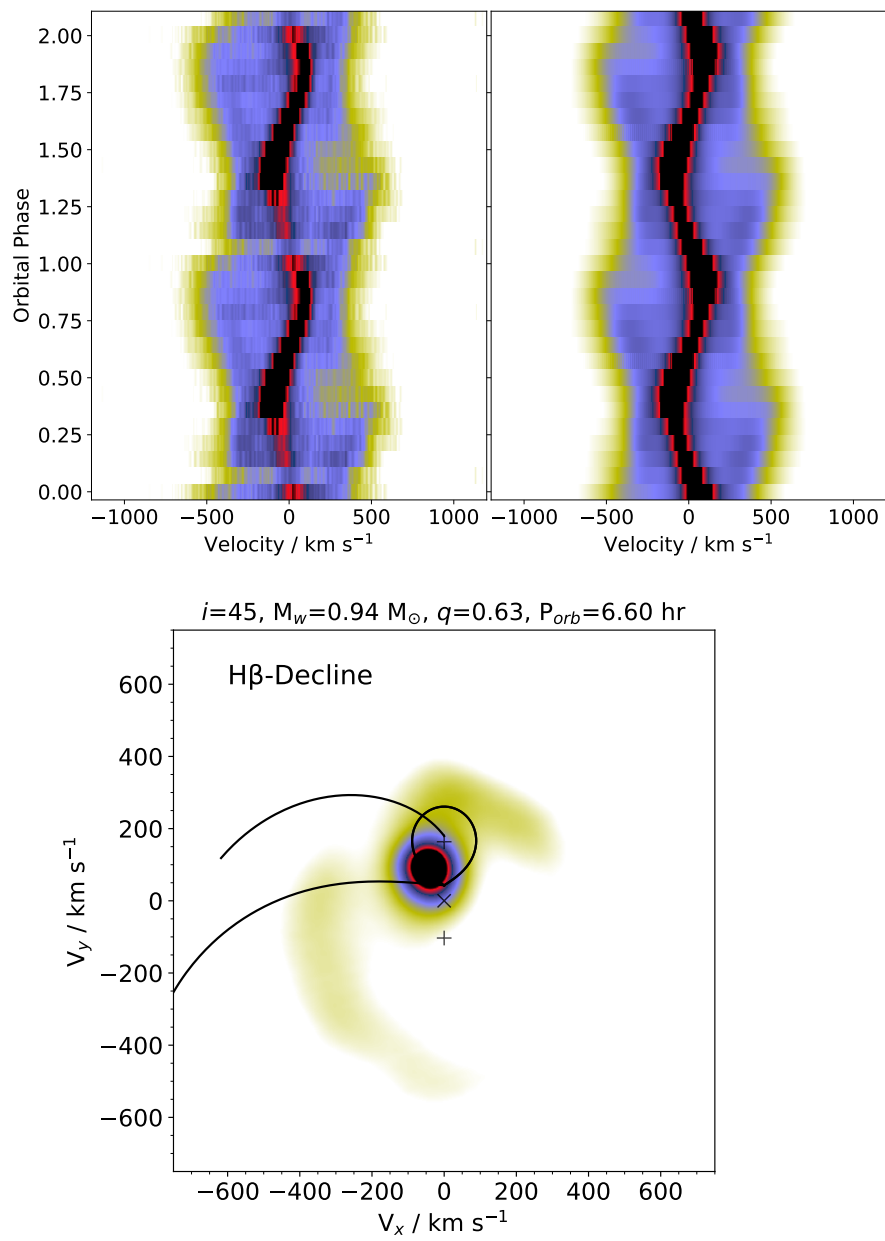


Figura 8.7: Panel superior izquierdo: *Trailed spectra* obtenido a partir de los datos de la línea de emisión H $\beta$  correspondientes a las tres noches en declive. Panel inferior: Tomografía Doppler. Panel superior derecho: Reconstrucción del *trailed spectra* a partir de la tomografía.

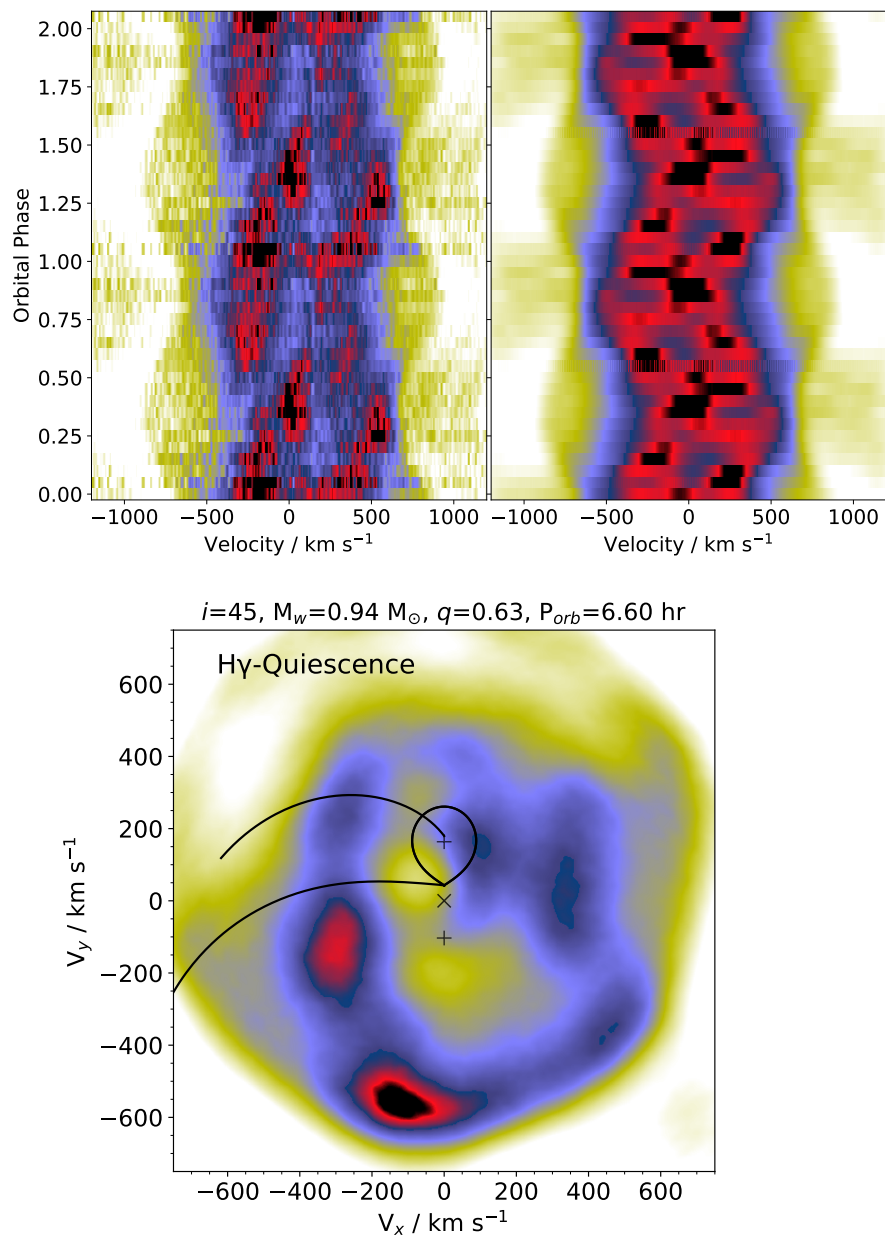


Figura 8.8: Panel superior izquierdo: *Trailing spectra* obtenido a partir de los datos de la línea de emisión H $\gamma$  correspondientes a las tres noches en quietud. Panel inferior: Tomografía Doppler. Panel superior derecho: Reconstrucción del *trailing spectra* a partir de la tomografía.



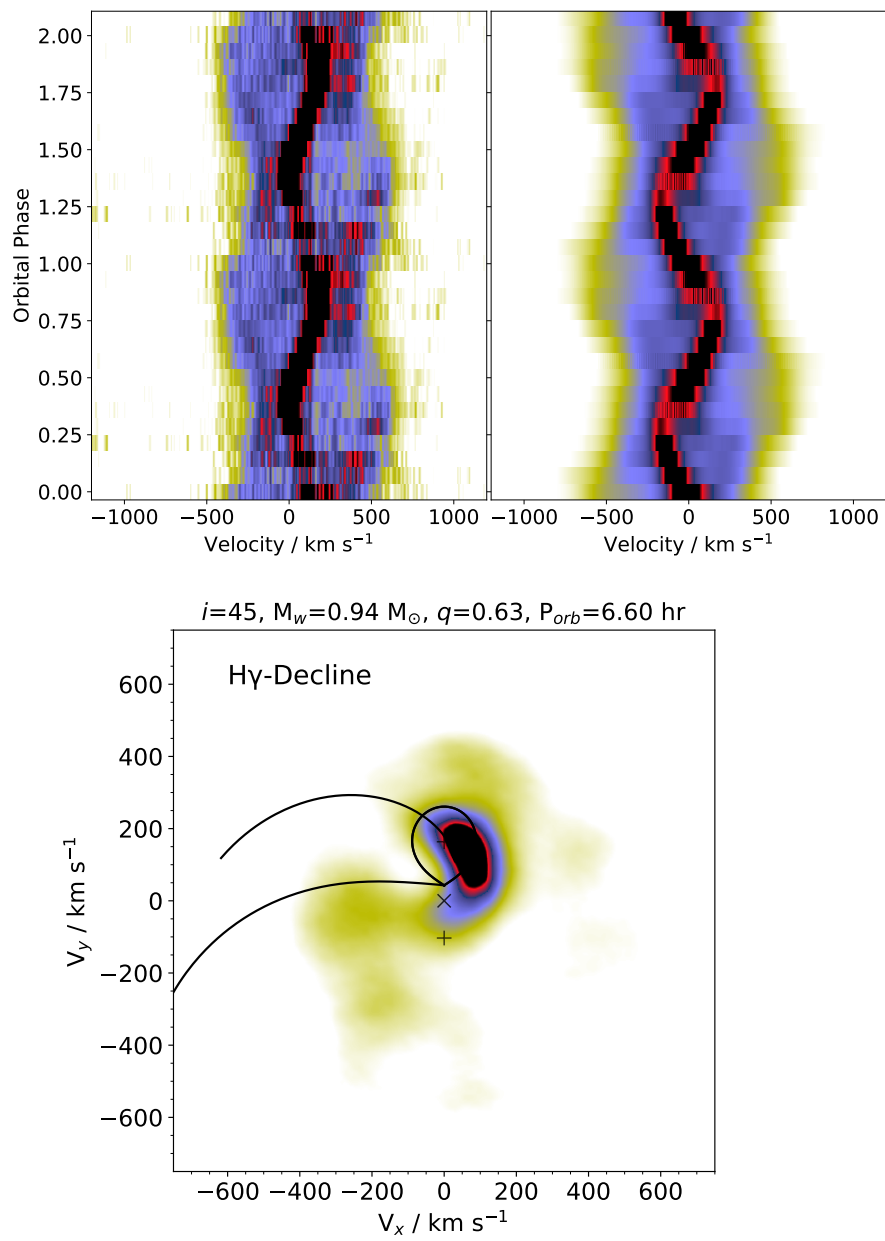


Figura 8.9: Panel superior izquierdo: *Trailing spectra* obtenido a partir de los datos de la línea de emisión H $\gamma$  correspondientes a las tres noches en declive. Panel inferior: Tomografía Doppler. Panel superior derecho: Reconstrucción del *trailing spectra* a partir de la tomografía.

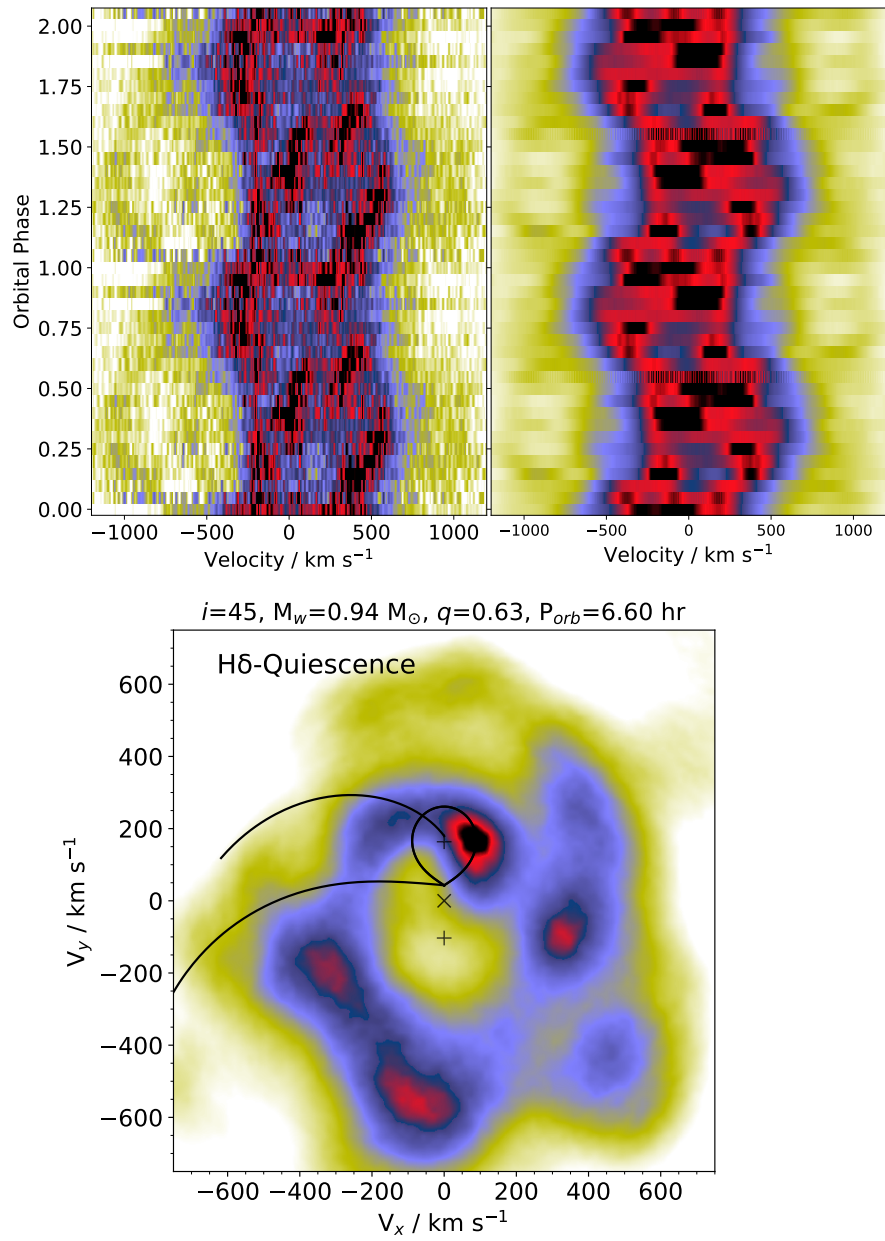


Figura 8.10: Panel superior izquierdo: *Trailed spectra* obtenido a partir de los datos de la línea de emisión H $\delta$  correspondientes a las tres noches en quietud. Panel inferior: Tomografía Doppler. Panel superior derecho: Reconstrucción del *trailed spectra* a partir de la tomografía.

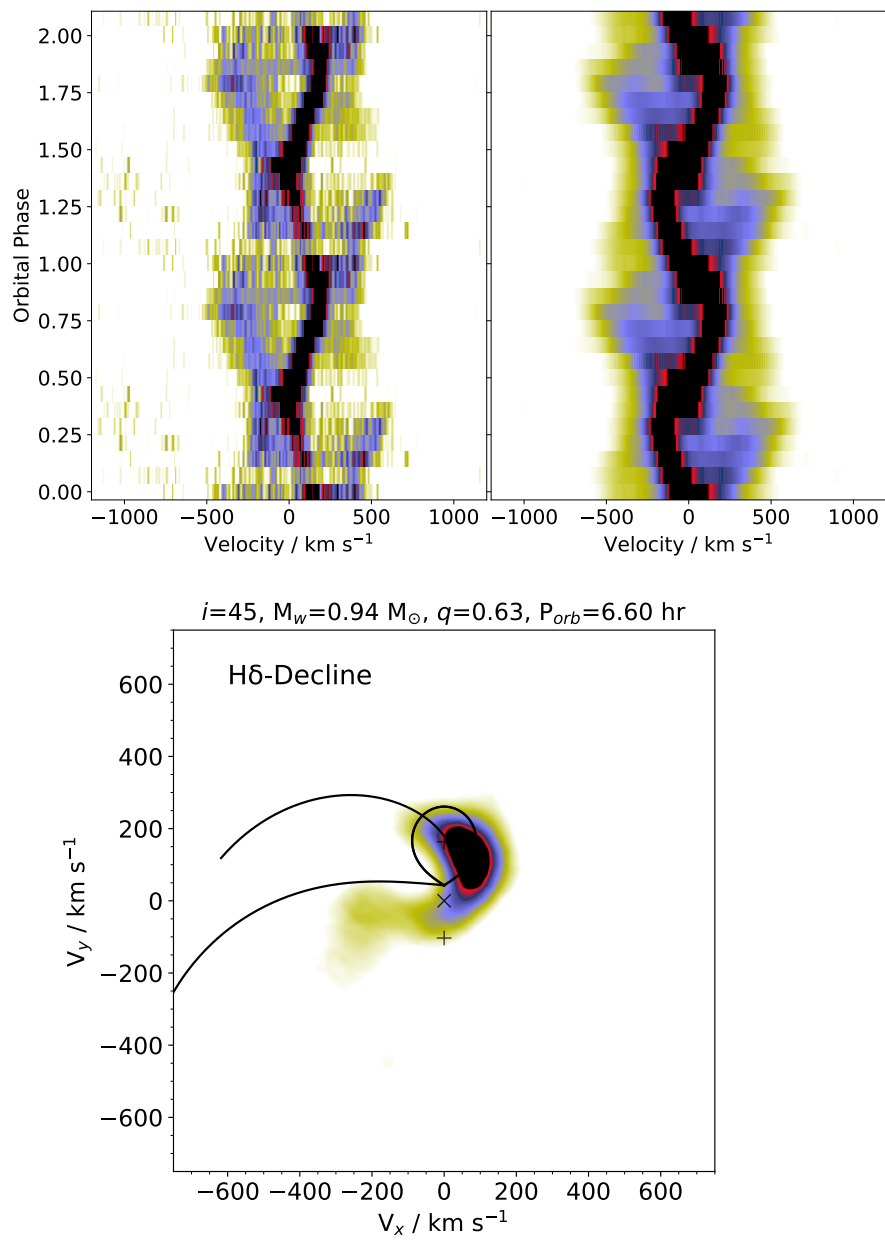


Figura 8.11: Panel superior izquierdo: *Trailing spectra* obtenido a partir de los datos de la línea de emisión H $\delta$  correspondientes a las tres noches en declive. Panel inferior: Tomografía Doppler. Panel superior derecho: Reconstrucción del *trailing spectra* a partir de la tomografía.

# Capítulo 9

## Discusión

### 9.1. Velocidades Radiales y Masas

Primero analizamos los resultados mostrados en las Tablas 7.2 y 7.1. En el caso de la componente secundaria observamos que el valor de  $K_2$  es menor en el caso de las noches de quietud en comparación con el valor obtenido para las noches en declive. Como se muestran en la Figura 6.5 las líneas de absorción y emisión son más intensas y notables en los espectros en las noches de quietud es de esperarse que las líneas de la secundaria nos provean de un resultado más confiable cuando se la binaria se encuentra en quietud. Esto se observa en las incertidumbres de los valores de  $K_2$  siendo que la incertidumbre en el valor en quietud es el menor de los tres casos, por ende nuestro valor más confiable.

Para la componente primaria notamos que en el caso de  $H\alpha$  hay una diferencia mayor entre los valores de  $K_1$  entre las distintas noches en comparación con la diferencia vista en las velocidades obtenidas con  $H\beta$ , sin embargo en  $H\beta$  se tienen incertidumbres mayores. Para ambas líneas se tienen incertidumbres menores en las noches de declive. Así mismo, comparando los valores de  $\chi^2$ , vemos que  $H\alpha$  resulta en el mejor ajuste obtenido para  $K_1$  al tener el valor de  $\chi^2$  más pequeño. A pesar de que los mejores ajustes se dan en las noches de declive tomamos como valor confiable el valor de  $K_1$  obtenido con  $H\alpha$  en la noche de quietud debido a que es la línea más intensa y, de igual manera que con la componente secundaria, las líneas son más claras e intensas en las noches de quietud.

Con respecto a la velocidad sistémica observamos que los valores encontrados analizando la componente secundaria son muy diferentes en comparación con los obtenidos con las velocidades de la primaria. El valor de  $\gamma$  encontrado por diferentes autores (e.g. Bitner et al., 2007; Hill et al., 2017) es de  $\sim -15 \text{ km s}^{-1}$ . El valor más cercano a este dato es en el caso de  $\gamma$  de la componente secundaria en quietud ( $-12 \text{ km s}^{-1}$ ) y se encuentra muy

distante de los valores de  $\gamma$  de la componente primaria. Esto es resultado del problema de medir correctamente las velocidades radiales de las líneas de emisión. Con esto se puede concluir que la mejor manera de encontrar los parámetros orbitales es con ayuda de las líneas de absorción de la componente secundaria en quietud.

Para obtener las masas nos basamos en los resultados obtenidos en las Tablas 7.1 y 7.2 de nuestros cálculos de velocidad radial de ambas componentes. Para ello, asumimos y justificamos un ángulo de inclinación. Posteriormente comparamos estos resultados con los resultados obtenidos anteriormente por otros autores, los cuales han sido resumidos en la Tabla 9.2.

Primero que nada, argüimos aquí que el ángulo de inclinación ha sido subestimado por todos los autores que presentan resultados espectroscópicos. Por un lado, [Voloshina & Khruzina \(2007\)](#) han obtenido curvas de luz del objeto en el mínimo que se ajustan mejor con modelos con una inclinación de  $i = 52^\circ$  ([Bitner et al., 2007](#)). Un ejemplo de este ajuste se muestra en la Figura 9.1. Un segundo ejemplo se muestra en la Figura 9.2 tomada del artículo de [Hill et al. \(2017\)](#). Este comportamiento fotométrico sugiere que el sistema tiene en efecto una inclinación mayor a la pensada ( $i \sim 38^\circ$ ) ya sea porque sus oscilaciones son de variaciones elipsoidales de la componente secundaria o posiblemente que la secundaria es parcialmente eclipsada por el disco de acreción. Esto es consistente con las curvas de luz obtenidas por Estas curvas de luz son consistentes con las curvas de luz obtenidas por Echevarría (comunicación privada) que se muestran en la Figura 9.3, para cuatro noches y que muestran una forma similar a las anteriores, con un máximo en fase 0.75 y uno menos fuerte en fase 0.72.

Adoptando el ángulo  $i = 52^\circ$ , que produce el mejor ajuste en la Figura 9.1 ([Bitner et al., 2007](#)) y usando nuestros valores obtenidos de  $K_1 = 75 \text{ km s}^{-1}$  y  $K_2 = 158 \text{ km s}^{-1}$ , para la componente secundaria y  $\text{H}\alpha$  en quietud, obtenemos las masas  $M_1 = 0.5 M_\odot$  y  $M_2 = 0.24 M_\odot$ . Estos valores son menores que los obtenidos anteriormente por otros autores. Pero aún utilizando un ángulo de  $i = 45^\circ$ , que es el adoptado por [Hill et al. \(2017\)](#) obtendríamos masas de  $0.60$  y  $0.33 M_\odot$  para la primaria y la secundaria respectivamente y no  $0.94$  y  $0.59 M_\odot$  que es lo que reportan estos autores. Dado que las semiamplitudes de velocidad radial de la secundaria coinciden, dentro del error, en los dos trabajos, es evidente que la determinación de  $K_1$  es fundamental para decidir el mejor valor de  $q$  y por ende de las masas de la binaria. Dado que [Hill et al. \(2017\)](#) determinan sets de valores  $M_1, M_2$  basados en su tomografía Roche y no de manera directa de las líneas de emisión como lo hemos hecho en este trabajo, es conveniente comparar nuestro valor de  $K_1$  con

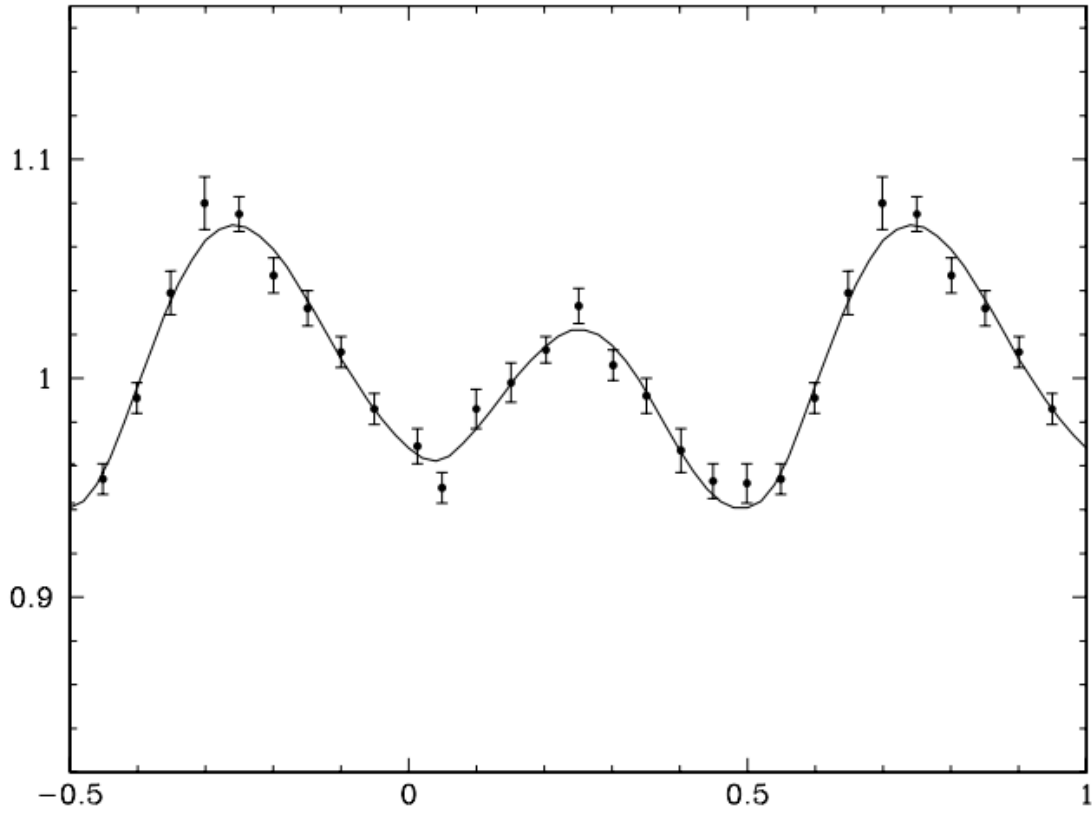


Figura 9.1: Curva de luz orbital en el filtro  $V$  de SS Cyg de [Voloshina & Khruzina \(2000\)](#) y su ajuste teórico obtenido por [Bitner et al. \(2007\)](#).

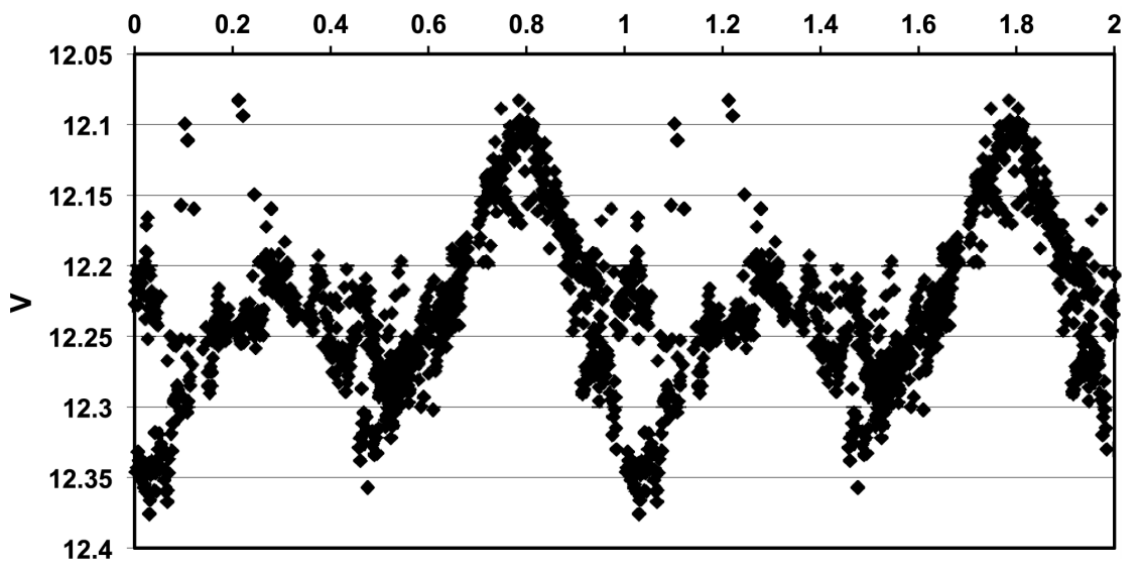


Figura 9.2: Fotometría de SS Cyg obtenida por [Hill et al. \(2017\)](#).

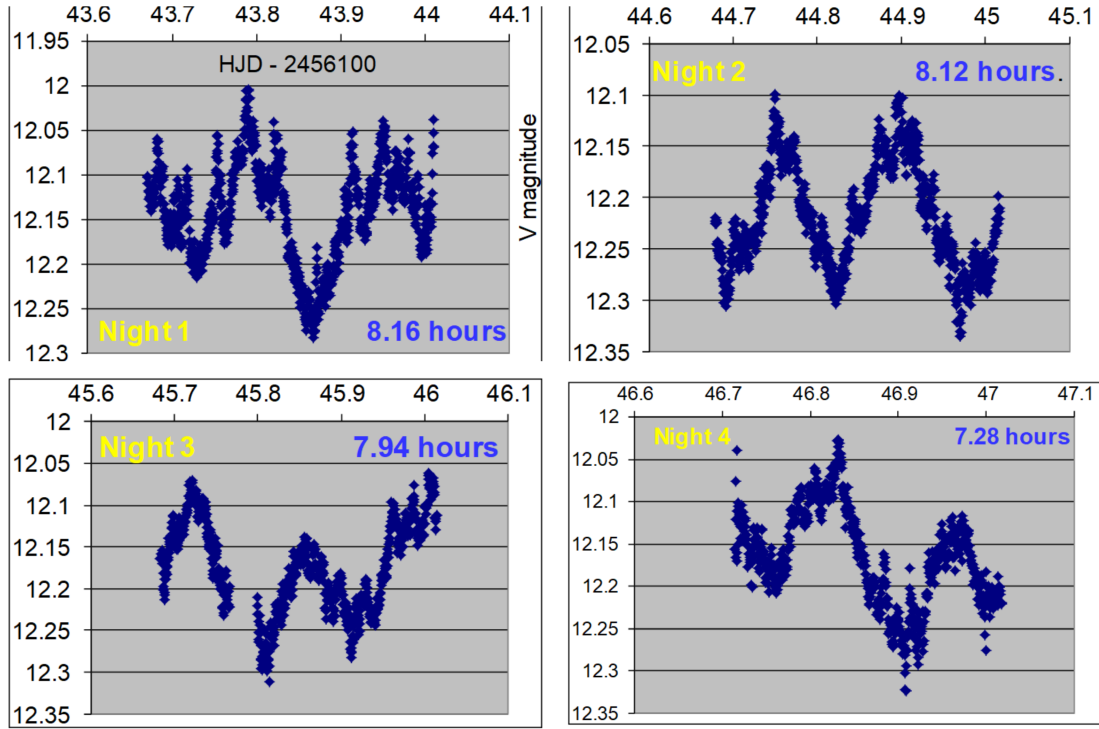


Figura 9.3: Curvas de luz de SS Cyg obtenidas en cuatro noches a partir del 3 de agosto del 2012. Las curvas de luz fueron obtenidas y proporcionadas por Echevarría (comunicación privada).

Tabla 9.1: Mediciones previas de  $K_1$  y  $K_2$ .

$K_1$ (km s <sup>-1</sup> )	$K_2$ (km s <sup>-1</sup> )	Autor
115	122	Joy (1956)
115	122	Walker & Chincarini (1968)
85 ± 4	114 ± 6	Kiplinger (1979)
90 ± 2	153 ± 2	Stover et al. (1980)
118 ± 8	120 ± 6	Cowley et al. (1980)
107 ± 2	123	Walker (1981)
92 ± 2	155 ± 2	Hessman et al. (1984)
96 ± 5	155 ± 2	Echevarria et al. (1989)
92 ± 2	155 ± 3	Friend et al. (1990)
92 ± 2	158 ± 3	Martinez-Pais et al. (1994)
112*	165 ± 1	North et al. (2002)
113*	162.5 ± 1	Bitner et al. (2007)
103*	163.9	Hill et al. (2017)
75 ± 2	158 ± 0.7	Esta tesis

\*  $K_1$  se infiere del cociente de masas derivado en cada publicación.

Tabla 9.2: Masas y ángulo de inclinación de SS Cyg obtenidos de la literatura.

$M_1$ ( $M_\odot$ )	$M_2$ ( $M_\odot$ )	$i$	Autor
0.42	0.40	50	Joy (1956)
0.40	0.38	50*	Walker & Chincarini (1968)
1.07	0.8	30	Kiplinger (1979)
0.77	0.75	40	Cowley et al. (1980)
1.33	0.78	35	Stover et al. (1980)
0.8	0.7	38	Walker (1981)
0.97	0.56	40	Giovannelli et al. (1983)
1.1	0.65	38	Hessman et al. (1984)
1.2	0.71	37	Ritter (1987)
0.62	0.40	50	Echevarria et al. (1989)
1.19	0.70	41	Friend et al. (1990)
1.65*	1.15*	37*	North et al. (2002)
0.81	0.55	45-56	Bitner et al. (2007)
0.94	0.59	45	Hill et al. (2017)
0.50	0.24	52	Esta tesis

\* Los valores de las masas y el ángulo de inclinación se derivan de  $v \sin i$  y  $K_2$  obtenidos en este trabajo.

otros trabajos publicados. Esto es importante para evaluar la tesis fundamental en este trabajo que es que la mejor determinación se obtiene ajustando las alas de la línea. Esto cuestiona el resultado mismo de  $K_1$  de nuestro trabajo para  $H\beta$ , ya que que encontramos que es substancialmente menor. Esto puede deberse a que esta línea es de menor intensidad que  $H\alpha$  y que el ajuste a las velocidades radiales nos da una  $\chi^2$  mucho mayor. Aún así, si comparamos en la Tabla 9.1 las semiamplitudes de la componente primaria obtenida de distintos autores incluyendo el de esta tesis para  $H\alpha$  vemos que las mediciones parecen, en general disminuir con el tiempo. En realidad lo que ha ido cambiando es el método de medición. Por ejemplo, el trabajo pionero de Joy (1956) y de Walker & Chincarini (1968) que ambos dan un valor de  $122 \text{ km s}^{-1}$  fue obtenido con placa fotográfica y midiendo las líneas en su totalidad. El primer trabajo donde se miden las alas de  $H\alpha$  es de Kiplinger (1979), sin embargo las mediciones se realizaron con un comparador Grant, es decir de una manera más bien mecánica que barre la línea y se selecciona solo la parte de las alas. Aún así, sus resultados son los que más coinciden con los nuestros. Las mediciones de Stover et al. (1980) fueron realizadas con un detector de diodos y se midieron las alas de  $H\beta$ ,  $H\gamma$  y  $H\delta$  con un polinomio simétrico a las alas de las líneas y promediado su resultado. Un proceso similar fue utilizado por Hessman et al. (1984), aunque en este caso se restó primero la contribución de la estrella secundaria usando una estrella plantilla. Echevarria et al. (1989) usando un detector tipo Mespíron, midió las alas de  $H\beta$  y  $H\gamma$ , enmascarando



la región central de las líneas y dejando solo las zonas de alta velocidad. Finalmente, [Friend et al. \(1990\)](#), aunque calcula  $K_2 = 155 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$  a partir del doblete del Sodio Na I  $\lambda\lambda 8200, 8216 \text{ \AA}$  utiliza el valor de  $K_1$  de [Hessman et al. \(1984\)](#) y adoptan un valor de  $i \sim 41 \text{ km s}^{-1}$  derivado de  $q$  (véase su Tabla 5), para calcular las masas de la binaria. En conclusión este es el primer trabajo en el que se utiliza la medición de las alas de la línea usando el método de la doble Gaussiana. Veamos ahora los resultados comparando las masas obtenidas por diferentes autores. Como puede verse de la Tabla 9.2, los valores obtenidos muestran resultados que varían entre 0.4 a 1.33  $M_\odot$  para la primaria y 0.24 a 0.78  $M_\odot$  para la secundaria, mientras que el ángulo de inclinación utilizado está entre 30 y 56 grados. Hemos excluido de estos intervalos los resultados de [North et al. \(2002\)](#) ya que las funciones de masa que derivan usando la velocidad rotacional de la secundaria  $v \sin i$ , combinado con un ángulo de inclinación tomado de una versión preliminar del catálogo de [Ritter & Kolb \(1998\)](#) dan por resultado masas muy grandes, en particular la masa de la enana blanca que excede el límite de Chandrasekhar ( $\sim 1.44 M_\odot$ ) ([Chandrasekhar, 1931](#)). Las diferencias que vemos en la obtención de las masas de la binaria por se deben no solo al ángulo  $i$  escogido o derivado indirectamente, sino que se deben principalmente al gran intervalo de valores de  $K_1$  medido por los diferentes autores. Por otro lado, los valores de  $K_2$  no varían tanto, sobre todo los valores más modernos obtenidos con una correlación cruzada. En conclusión, es evidente que el problema de medir correctamente la velocidad radial de las líneas de emisión es un problema medular que todavía no está resuelto. Nótese además que los valores de esta tesis dan un valor muy pequeño para las masas y que en particular el valor de la masa de la componente primaria da un valor muy por debajo de la media encontrada en las primarias de las CVs ( $M_w = 0.81 \pm 0.04$ ; [Savoury et al., 2011](#)).

## 9.2. Tomografía Doppler

Uno de los primeros trabajos en Tomografía Doppler aplicada en SS Cyg fue [Steeghs et al. \(1996\)](#) el cual utilizó las líneas de emisión de Balmer  $H\alpha$ ,  $H\beta$  y  $H\gamma$ , y dos líneas de Helio, He I (6678) y He II (4686) durante una erupción. Ellos encontraron que la emisión del disco de acreción muestra varias características, lo que indica una emisión no simétrica en He I y He II. A su vez encontraron una emisión estacionaria clara en los mapas cuya emisión está fuera del lóbulo de Roche en los casos de  $H\alpha$  y He II (4686) cuya posición en el mapa cerca del centro de masa. Este componente estacionario se observó notablemente en  $H\alpha$ , solo débil en  $H\beta$  y no visible en  $H\gamma$ . Ellos propusieron el modelo de prominencia de *Slingshot* el cual indica que dicha emisión estacionaria se debía a bucles magnéticos como

un posible mecanismo de producción de emisión con una velocidad tan baja.

North et al. (2002) obtuvo un mapa Doppler usando solo  $H\alpha$ , en el cual se encontró una contribución destacada del hemisferio del donante masivo frente a la WD. Además, una mancha que aparece en el cuadrante inferior derecho del mapa Doppler. Se muestra emisiones a velocidades más bajas que las velocidades del disco exterior predichas para un disco de acreción con un radio de  $0.8 R_{L_1}$  los cuales llamaron velocidades sub-Keplerianas.

Kononov et al. (2012) calculó tomogramas Doppler en tres líneas de Balmer  $H\beta$ ,  $H\gamma$  y  $H\delta$  con observaciones que se obtuvieron tres días antes de una larga erupción. Analizando sus tomogramas, identificaron características dinámicas de gas existentes en el sistema. En el disco se mostraron varias ondas de choque. Estas ondas es la “línea caliente”, una onda producida por la interacción entre el halo del disco circunferencial y la corriente desde el punto interior de Lagrange  $L_1$ , y dos brazos del choque de marea espiral y choque de arco causado por el movimiento del acretor y el disco en el gas de la envolvente circumbinaria. Comparando sus resultado con un trabajo anterior de los mismos autores (Bisikalo et al., 2008), los cuales obtuvieron tomogramas Doppler con observaciones después de un erupción, que el disco se agranda antes del erupción. La misma región asimétrica se informó en North et al. (2001), quienes asumieron que puede deberse a algunos flujos que están fuera del plano orbital, o incluso al efecto de hélice (signos indirectos de un campo magnético). Sin embargo, el efecto de hélice afecta la materia desde las regiones internas del disco, contribuyendo a los tomogramas a altas velocidades. La asimetría que observaron se localiza a bajas velocidades. Una explicación más natural que fue propuesto por estos autores es que la asimetría observada de los tomogramas es la existencia de esta región extendida y, por tanto, el arco de choque.

Hill et al. (2017) utilizó  $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $H\gamma$  y  $H\delta$  para realizar los tomogramas. Sus espectros fueron obtenidos durante la quietud, casi exactamente entre dos erupciones en septiembre del 2012. Ellos encontraron una estructura en espiral en los tomogramas de  $H\beta$ ,  $H\gamma$  y  $H\delta$ , así como la corriente de acreción en  $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $H\gamma$ . Su observaciones son consistentes con las de Kononov et al. (2012), en la ubicación de una emisión asimétrica similar en los cuadrantes de la derecha. A su vez también observaron un aumento de la emisión en el cuadrante inferior izquierdo del mapa  $H\gamma$ , similar al encontrado en el tomograma  $H\alpha$  de North et al. (2002), así como los tomogramas  $H\gamma$  y  $H\delta$  de Kononov et al. (2012). Sin embargo, hubo diferencias entre sus tomografías y las de Kononov et al. (2012), lo cual confirma sus conclusiones de cambios en el disco de acreción entre erupciones.

Analizando nuestros tomogramas en las tres noches de quietud, las cuales se obtienen

justo al final de una erupción vemos que se observa una estructura de tipo brazos espirales, a diferencia de los tomogramas construidos en la etapa de declive en donde solo se observa un punto caliente. Los cuatro tomogramas en las noches de declive presentan el mismo comportamiento en el cual es evidente la ausencia de disco lo cual nos indica que la materia que conformaba al disco fue drenado a la WD desapareciendo durante la erupción. El hecho de que los cuatro tomogramas de las noches de quietud ya presentan estructuras de tipo espiral es que ya se comenzó a formar un nuevo disco alrededor de la WD.

Las regiones de máxima emisión se encuentran a bajas velocidades en  $H\alpha$ ,  $H\beta$  y  $H\delta$  correspondientes al punto caliente, pero en  $H\beta$  se encuentra otra región mucho mayor en el cuadrante superior derecho en un rango de  $V_x \in [0 - 400) \text{ km s}^{-1}$  y  $V_y \in (50 - 300) \text{ km s}^{-1}$  aproximadamente y finalmente en  $H\gamma$  la emisión se encuentra en el cuadrante inferior izquierdo a altas velocidades en un rango de  $V_x \in [-200 - 0) \text{ km s}^{-1}$  y  $V_y \in (-600 - -500) \text{ km s}^{-1}$  aproximadamente.

En las noches de quietud se observa una emisión asimétrica (zona roja) en  $H\alpha$ ; en  $H\beta$  y  $H\gamma$  se encuentra en el cuadrante inferior izquierdo, y en  $H\delta$  se encuentran tres emisiones asimétricas en los cuadrantes inferiores.

En discos estándar de CV, la temperatura aumenta hacia adentro. Por lo tanto, las líneas espectrales con energías de excitación más altas deberían originarse en regiones más cercanas al acretor. Para los discos keplerianos, la velocidad también aumenta hacia adentro, por lo tanto, las líneas con energías de excitación más altas deberían ocupar regiones de tomogramas con velocidades más altas. Examinando los tomogramas podemos ver claramente que para líneas con energías de excitación más altas, los tomogramas tienen tamaños más grandes. La región que ocupa el tomograma de  $H\alpha$  es la más pequeña, mientras que las de  $H\gamma$  y  $H\delta$  son las más grandes.

# Conclusiones

Con nuestra novedosa reconstrucción de espectros unidimensionales completos se lograron obtener las velocidades radiales de ambas componentes de SS Cyg en las dos etapas de declive y quietud en las que se encontró el objeto durante nuestras observaciones. En primer lugar se usó la correlación cruzada FXCOR (tarea del paquete RV en IRAF) con el espectro de 61 Cyg A (que es la standard MK para el tipo espectral K5V), para obtener las velocidades radiales de esta componente secundaria. En segundo lugar, para obtener las velocidades radiales de la estrella primaria, se realizó una convolución de dos gaussianas que miden las alas de las líneas de emisión de H $\alpha$  y H $\beta$ . Para ajustar estas alas, es necesario realizar un proceso interactivo con la tarea CONVRV y el programa ORBITAL y realizar un diagrama de diagnóstico en el que fundamentalmente se busca un mínimo en el cociente  $\sigma K/K$ , donde  $K$  es la semiamplitud de la curva de velocidad radial y  $\sigma K$  es su error. Este proceso lleva a la mejor solución para la curva de velocidad radial. Es importante señalar que se asume que mediante este proceso de medir las alas, podemos asumir que dicha curva de velocidad radial del disco de acreción es asimétrica y que por lo tanto representa la curva de velocidad radial de la enana blanca. Estos resultados se obtuvieron para ambas líneas de emisión, tanto en su etapa de declive como de quietud.

Dado que este es un trabajo puramente espectroscópico y que además esta binaria no es eclipsante, no se puede obtener un valor directo de la inclinación  $i$ , por lo que las masas de las componentes de esta binaria no se pueden estimar con precisión. Sin embargo dado que el sistema presenta una modulación fotométrica significativa, que hemos presentado, tanto de los trabajos publicados de [Bitner et al. \(2007\)](#) y [Hill et al. \(2017\)](#) como de datos no publicados por Echevarría (comunicación privada), hemos adoptado  $i = 52^\circ$ . Con este valor y la derivación de las semiamplitudes  $K_1$  y  $K_2$  se calcularon las masas para cada componente. Estos valores de  $M_1$  y  $M_2$ , así como el ángulo de inclinación escogido, se encontró que el valor de la semiamplitud  $K_2$  es similar al encontrado con los valores encontrados por otros autores, sin embargo, en el caso de  $K_1$  no fue el caso, presentando diferencias notables. Este trabajo es el primero en calcular el valor de  $K_1$  de SS Cyg a

partir de velocidades radiales obtenidas ajustando las alas de las líneas de emisión usando el método de la doble Gaussiana, por lo que no hay un trabajo previo que haya usado este mismo método en la misma estrella para poder comparar nuestros valores calculados de  $K_1$  y las masas. Debido a esto concluimos que medir correctamente las velocidades radiales de la componente primaria es un problema medular y abierto.

Finalmente se realizó tomografía Doppler de las líneas de  $H\alpha$  y  $H\beta$  para estudiar las diferentes componentes del disco de acreción, tanto para la etapa de declive como de quietud. Se encuentra que durante el declive, el disco de acreción desaparece, dejando tan solo un punto caliente, mientras que durante el estado mínimo se observa una estructura de tipo brazos espirales. Así mismo se discute y se compara esta tomografía con otros resultados ya publicados.

### 9.3. Trabajo a futuro

El estudio de SS Cyg como objeto patrón para estudiar estrellas ligeramente evolucionadas es un primer paso para poder realizar modelos de evolución de las estrellas secundarias en las CVs. Un trabajo que ha buscado construir una trayectoria evolutiva basado en la relación masa-radio observada en las estrellas donadoras de las CVs es [Knigge \(2011\)](#). En dicho trabajo la gran mayoría la información de las estrellas donadoras usados en sus modelos son de CVs de periodo corto ( $P_{\text{orb}} \lesssim 6$  hr).

Un trabajo a futuro es poder calibrar la trayectoria evolutiva obtenida por [Knigge \(2011\)](#) con datos de CVs de periodo largo, como es el caso de SS Cyg. Falta mucho trabajo observacional para encontrar con precisión la masa y el radio de estas estrellas de largo periodo. Para esto se busca iniciar una investigación doctoral para encontrar dichos valores en estrellas como SS Cyg, AE Aqr, BV Cen, EY Cyg, entre otras. Para ello nos proponemos observar, fundamentalmente con el espectrógrafo Echelle en San Pedro Mártir, de una manera adecuada, este tipo de binarias y juntar una muestra suficientemente amplia que nos permita mejorar la observación y medición tanto de las masas como de sus radios. Como ya vimos, las masas son relativamente fáciles de determinar a través de las curvas de velocidad radial ya que estas estrellas secundarias muestran claramente sus líneas de absorción. Por otro lado su tipo espectral puede usarse como una medida indirecta de sus radios. Adicionalmente podemos usar modelos de atmósferas estelares para determinar estos radios. Este trabajo nos llevaría a entender mejor la evolución secular de las CVs.

# Referencias

- Andersen, J. (1991). Accurate masses and radii of normal stars. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 3(2), 91–126.
- Bailey, J. (1990). The masses of cataclysmic variables - a statistical approach. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 243, 57–64.
- Bath, G. T. (1984). Cataclysmic Variable Stars. *Astrophysics and Space Science*, 99(80), 127.
- Bath, G. T. (2004). Mass-transfer bursts and the superhumps in cataclysmic variables. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 349(4), 1505–1508.
- Bisikalo, D. V., Kononov, D. A., Kaigorodov, P. V., Zhilkin, A. G., & Boyarchuk, A. A. (2008). The matter-flow structure in the SS Cyg system in its quiescent state from comparisons of observational and synthetic Doppler tomograms. *Astronomy Reports*, 52(4), 318–326.
- Bitner, M. A., Robinson, E. L., & Behr, B. B. (2007). The Masses and Evolutionary State of the Stars in the Dwarf Nova SS Cygni. *The Astrophysical Journal*, 662(1), 564–573.
- Bryant, J. M. (2005). Plotting the Roche Potential Surface of a Cataclysmic Binary Star System.
- Chandrasekhar, S. (1931). The highly collapsed configurations of a stellar mass. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 91, 456–466.
- Cowley, A. P., Crampton, D., & Hutchings, J. B. (1980). SS Cygni: a new period and discussion of orbital parameters. *Astrophysical Journal*, 241, 269–274.
- Crawford, J. A. & Kraft, R. P. (1956). An Interpretation of AE Aquarii. *Astrophysical Journal*, 123, 44.

- Davis, P. J., Siess, L., & Deschamps, R. (2013). Mass transfer in eccentric binary systems using the binary evolution code BINSTAR. *Astronomy & Astrophysics*, 556, A4.
- de Miguel, E., Patterson, J., Kemp, J., Stein, W., Roberts, G., Campbell, T., Hambusch, F.-J., Krajci, T., Dvorak, S., Koff, R. A., Morelle, E., Potter, M., Cejudo, D., Brady, S., & Menzies, K. (2012). ER Ursae Majoris: A dwarf nova with surprises. *Society for Astronomical Sciences Annual Symposium*, 31, 79–88.
- Duchêne, G. & Kraus, A. (2013). Stellar Multiplicity. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 51(1), 269–310.
- Echevarria, J. (1983). Are the Secondary Stars in Cataclysmic Variables Main Sequence Stars. *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, 8(2), 12.
- Echevarría, J. (2003). Site Testing at San Pedro Mártir. In I. Cruz-Gonzalez, R. Avila, & M. Tapia (Eds.), *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, volume 19 of *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series* (pp. 41–43).
- Echevarria, J. (2009). Estrellas Binarias. *Revista Ciencia*, 60(32), 109.
- Echevarria, J., Diego, F., Tapia, M., Costero, R., Ruiz, E., Salas, L., Gutierrez, L., & Enriquez, R. (1989). Echelle-MEPSICRON time-resolved spectroscopy of the dwarf nova SS Cygni. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 240, 975–990.
- Filippenko, A. V. (1997). Optical Spectra of Supernovae. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 35, 309–355.
- Friend, M. T., Martin, J. S., Smith, R. C., & Jones, D. H. P. (1990). The 8190-Å sodium doublet in cataclysmic variables III. Too cool for credibility. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 246, 654.
- Gaia Collaboration (2018). VizieR Online Data Catalog: Gaia DR2 (Gaia Collaboration, 2018). *VizieR Online Data Catalog*, (pp. I/345).
- Giovannelli, F., Gaudenzi, S., Rossi, C., & Piccioni, A. (1983). Orbital parameters of SS Cygni. *Acta Astron*, 33, 319–329.
- Halbwachs, J. L., Mayor, M., & Udry, S. (2018). Multiplicity among solar-type stars. IV. The CORAVEL radial velocities and the spectroscopic orbits of nearby K dwarfs. *Astronomy & Astrophysics*, 619, A81.

- Hawley, J. F. & Balbus, S. A. (1998). Anomalous Viscosity in Accretion Disks. In S. Howell, E. Kuulkers, & C. Woodward (Eds.), *Wild Stars in the Old West*, volume 137 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series* (pp. 273).
- Heintz, W. D. (1978). *Double stars*, volume 15. Springer Netherlands.
- Hellier, C. (1996). V1315 Aquilae and the Nature of SW Sextantis Stars. *Astrophysical Journal*, 471, 949.
- Hellier, C. (2001). *Cataclysmic Variable Stars - How and Why They Vary*. Praxis Books in Astronomy and Space. Springer.
- Hernandez Santisteban, J. V. (2021). PyDoppler: Wrapper for Doppler tomography software.
- Hernández Santisteban, J. V., Echevarría, J., Zharikov, S., Neustroev, V., Tovmassian, G., Chavushyan, V., Napiwotzki, R., Costero, R., Michel, R., Sánchez, L. J., Ruelas-Mayorga, A., Olguín, L., García-Díaz, M. T., González-Buitrago, D., de Miguel, E., de la Fuente, E., de Anda, R., & Suleimanov, V. (2019). From outburst to quiescence: spectroscopic evolution of V1838 Aql imbedded in a bow-shock nebula. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 486(2), 2631–2642.
- Hessman, F. V., Robinson, E. L., Nather, R. E., & Zhang, E. H. (1984). Time-resolved spectroscopy of SS Cygni at minimum and maximum light. *Astrophysical Journal*, 286, 747–759.
- Hill, C. A., Smith, R. C., Hebb, L., & Szkody, P. (2017). Roche tomography of cataclysmic variables - VIII. The irradiated and spotted dwarf nova, SS Cygni. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 472(3), 2937–2944.
- Hoard, D. W., Szkody, P., Froning, C. S., Long, K. S., & Knigge, C. (2003). Observations of the SW Sextantis Star DW Ursae Majoris with the Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer. *Astrophysical Journal*, 126(5), 2473–2486.
- Horne, K., Wade, R. A., & Szkody, P. (1986). A dynamical model for the dwarf nova AH Herculis. *Monthly Not. R. astron. Soc.*, 219, 791–808.
- Joy, A. H. (1956). Radial-Velocity Measures of SS Cygni at Minimum Light. *Astrophysical Journal*, 124, 317.



- Karttunen, H., Kröger, P., Oja, H., Poutanen, M., & Donner, K. J. (2017). *Fundamental Astronomy*. Springer, Berlin, Heidelberg, 6th edition.
- King, A. R. & Kolb, U. (1995). Consequential Angular Momentum Loss and the Period Gap of Cataclysmic Variables. *Astrophysical Journal*, 439, 330.
- Kiplinger, A. L. (1979). A radial velocity study of SS Cygni and RU Pegasi. *Astronomical Journal*, 84, 655–660.
- Knigge, C. (2006). The donor stars of cataclysmic variables. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 373(2), 484–502.
- Knigge, C. (2011). The Secondary Stars of Cataclysmic Variables. *arXiv e-prints*, (pp. arXiv:1101.1538).
- Knigge, C., Baraffe, I., & Patterson, J. (2011). The Evolution of Cataclysmic Variables as Revealed by Their Donor Stars. *The Astrophysical Journal Supplement*, 194(2), 28.
- Kononov, D. A., Giovannelli, F., Bruni, I., & Bisikalo, D. V. (2012). Structure of the pre-outburst accretion disk in SS Cygni. *Astronomy & Astrophysics*, 538, A94.
- Kopal, Z. (1955). The classification of close binary systems. *Annales d'Astrophysique*, 18, 379.
- Kopal, Z. (1978). *Dynamics of close binary systems*. Springer, Dordrecht.
- Kraft, R. P. (1964). Are all Novae Binary Stars? *Leaflet of the Astronomical Society of the Pacific*, 9(418), 137.
- Kuiper, G. P. (1941). On the Interpretation of  $\beta$  Lyrae and Other Close Binaries. *Astrophysical Journal*, 93, 133.
- Lacy, C. H. (1987). Properties of the Main-Sequence Eclipsing Binary KP Aquilae. *Astrophysical Journal*, 94, 1673.
- Lynden-Bell, D. & Pringle, J. E. (1974). The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 168, 603–637.
- Marsh, T. R. (2001). *Doppler Tomography*, volume 573, (pp.1). Springer, Berlin, Heidelberg.
- Marsh, T. R. & Horne, K. (1988). Images of accretion discs - II. Doppler tomography. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 235, 269–286, 235, 269–286.

- Martinez-Pais, I. G., Giovannelli, F., Rossi, C., & Gaudenzi, S. (1994). An optical time-resolved spectroscopic study of SS Cygni. I. Quiescence. *Astronomy and Astrophysics*, 291, 455–467.
- Miller-Jones, J. C. A., Sivakoff, G. R., Knigge, C., Körding, E. G., Templeton, M., & Waagen, E. O. (2013). An Accurate Geometric Distance to the Compact Binary SS Cygni Vindicates Accretion Disc Theory. *Science*, 340(6135), 950–952.
- Mora, I. (2020). *Parámetros orbitales de la componente D del Trapecio de Orión*. Tesis de licenciatura, Universidad Nacional Autónoma de México.
- Morgan, W. W., Keenan, P. C., & Kellman, E. (1943). *An atlas of stellar spectra, with an outline of spectral classification*. University of Chicago Press.
- Neustroev, V. V., Zharikov, S. V., & Borisov, N. V. (2016). Voracious vortexes in cataclysmic variables. A multi-epoch tomographic study of HT Cassiopeia. *Astronomy & Astrophysics*, 586, A10.
- North, R. C., Marsh, T. R., Kolb, U., Dhillon, V. S., & Moran, C. K. J. (2002). The systemic velocities of four long-period cataclysmic variable stars. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 337(4), 1215–1223.
- Osaki, Y. (1974). An Accretion Model for the Outbursts of U Geminorum Stars. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 26, 429.
- Paczyński, B. (1967). Gravitational Waves and the Evolution of Close Binaries. *Acta Astronomica*, 17, 287.
- Patterson, J. (1980). Rapid oscillations in cataclysmic variables. IV. WZ Sagittae. *Astrophysical Journal*, 241, 235–246.
- Radon, J. (1917). Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte längs gewisser Mannigfaltigkeiten. *Akad. Wiss.*, 69, 262–277.
- Ramsay, G., Schreiber, M. R., Gänsicke, B. T., & Wheatley, P. J. (2017). Distances of cataclysmic variables and related objects derived from Gaia Data Release 1. *Astronomy & Astrophysics*, 604, A107.
- Rappaport, S., Verbunt, F., & Joss, P. C. (1983). A new technique for calculations of binary stellar evolution application to magnetic braking. *Astrophysical Journal*, 275, 713–731.

- Ritter, H. (1987). Catalogue of cataclysmic binaries, low-mass X-ray binaries and related objects (fourth edition). *Astronomy and Astrophysics, Suppl. Ser.*, 70, 335–367.
- Ritter, H. & Kolb, U. (1998). Catalogue of cataclysmic binaries, low-mass X-ray binaries and related objects (Sixth edition). *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 129, 83–85.
- Roy, A. E. (2005). *Orbital Motion*. Bristol: Institute of Physics Publishing, 4th edition.
- Savoury, C. D. J., Littlefair, S. P., Dhillon, V. S., Marsh, T. R., Gänsicke, B. T., Copperwheat, C. M., Kerry, P., Hickman, R. D. G., & Parsons, S. G. (2011). Cataclysmic variables below the period gap: mass determinations of 14 eclipsing systems. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 415(3), 2025–2041.
- Schneider, D. P. & Young, P. (1980). The magnetic maw of 2A 0311-22.7. *Astrophysical Journal*, 238, 946–954.
- Segura Montero, O., Ramírez, S. H., & Echevarría, J. (2020). New observations of DW Cnc: where is the 38 min signal? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 494(3), 4110–4118.
- Shafter, A. W. (1985). On measuring the radial velocity of white dwarfs in cataclysmic binaries. In D. Q. Lamb & J. Patterson (Eds.), *Cataclysmic Variables and Low-Mass X-Ray Binaries* (pp. 355–358). Dordrecht: Springer Netherlands.
- Shafter, A. W., Szkody, P., & Thorstensen, J. R. (1986). X-Ray and Optical Observations of the Ultrashort Period Dwarf Nova SW Ursae Majoris: A Likely New DQ Herculis Star. *Astrophysical Journal*, 308, 765.
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. (1973). Reprint of 1973A&A....24..337S. Black holes in binary systems. Observational appearance. *Astronomy and Astrophysics*, 500, 33–51.
- Simonsen, M., Boyd, D., Goff, W., Krajci, T., Menzies, K., Otero, S., Padovan, S., Poyner, G., Roe, J., Sabo, R., Sjoberg, G., Staels, B., Stubbings, R., Toone, J., & Wils, P. (2014). Z Cam Stars in the Twenty-First Century. *The Journal of the American Association of Variable Star Observers*, 42(1), 177.
- Sion, E. M. (1984). Implications of the absolute magnitude distribution functions of DA and non-DA white dwarfs. *Astrophysical Journal*, 282, 612–614.
- Sion, E. M., Godon, P., Myzcka, J., & Blair, W. P. (2010). The Accreting White Dwarf in SS Cygni Revealed. *The Astrophysical Journal Letters*, 716(2), L157–L160.

- Smak, J. (1984). Eruptive binaries. XI. Disk-radius variations un U Gem. *Acta Astronómica*, 34, 93–96.
- Smak, J. & Waagen, E. O. (2004). The 1985 Superoutburst of U Geminorum. Detection of Superhumps. *Acta Astronomica*, 54, 433–442.
- Smith, R. C. (2007). Cataclysmic Variables. *arXiv e-prints*, (pp. astro-ph/0701654).
- Steeghs, D., Horne, K., Marsh, T. R., & Donati, J. F. (1996). Slingshot prominences during dwarf nova outbursts? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 281(2), 626–636.
- Stover, R. J., Robinson, E. L., Nather, R. E., & Montemayor, T. J. (1980). Time resolved spectroscopy of cataclysmic variables : SS Cyg. *Astrophysical Journal*, 240, 597–607.
- Tody, D. (1986). The IRAF Data Reduction and Analysis System. In D. L. Crawford (Ed.), *Instrumentation in astronomy VI*, volume 627 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* (pp. 733).
- Tody, D. (1993). IRAF in the Nineties. In R. J. Hanisch, R. J. V. Brissenden, & J. Barnes (Eds.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems II*, volume 52 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series* (pp. 173).
- Voloshina, I. & Khruzina, T. (2007). Determination of Physical Parameters of Cataclysmic Variables from Analysis of Their Light Curves. In O. Demircan, S. O. Selam, & B. Albayrak (Eds.), *Solar and Stellar Physics Through Eclipses*, volume 370 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series* (pp. 231).
- Voloshina, I. B. & Khruzina, T. S. (2000). Photometric Parameters of the Dwarf Nova SS Cygni in the Quiescent State. *Astronomy Reports*, 44(2), 89–102.
- Walker, M. F. (1981). Image-tube spectroscopic studies of rapid variables. III. Hydrogen bombs in SS Cyg. *Astrophysical Journal*, 248, 256–267.
- Walker, M. F. & Chincarini, G. (1968). Image-Tube Spectroscopic Studies of Rapid Variables. I. Spectroscopic and Photometric Observations of SS Cygni. *Astrophysical Journal*, 154, 157.
- Warner, B. (2003). *Cataclysmic Variable Stars*. Cambridge Astrophysics. Cambridge University Press.

Zhu, L. & Qian, S. (2006). BL Andromedae and GW Tauri: close binary stars in a key evolutionary stage. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 367(1), 423–432.

## Apéndice A

# Intercambio de momento angular en un disco de acreción

Lynden-Bell & Pringle (1974) describieron por primera vez un modelo simple de dos partículas que ilustra el comportamiento de un disco de acreción. Considere dos partículas de masa  $m_1$  y  $m_2$  en los radios  $r_1$  y  $r_2$  que orbitan con velocidades keplerianas alrededor de una gran masa  $M$ . El momento angular de los dos es

$$J = \sqrt{GM}(m_1 r_1^{1/2} + m_2 r_2^{1/2}) \quad (\text{A.1})$$

cuya diferencial es

$$dJ = \frac{\sqrt{GM}}{2}(m_1 r_1^{-1/2} dr_1 + m_2 r_2^{-1/2} dr_2) \quad (\text{A.2})$$

Conservar el momento angular ( $J = 0$ ) requiere que

$$dr_2 = -\frac{m_1}{m_2} \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^{1/2} dr_1 \quad (\text{A.3})$$

Ahora la energía del sistema de dos partículas está dado por

$$E = -\frac{GM}{2} \left(\frac{m_1}{r_1} + \frac{m_2}{r_2}\right) \quad (\text{A.4})$$

y por lo tanto

$$dE = \frac{GM}{2} \left(\frac{m_1}{r_1^2} dr_1 + \frac{m_2}{r_2^2} dr_2\right) \quad (\text{A.5})$$

Eliminando  $dr_2$  da como resultado

$$dE = \frac{GMm_1 dr_1}{2r_1^2} \left[ 1 - \left( \frac{r_1}{r_2} \right)^{3/2} \right] \quad (\text{A.6})$$

Por lo tanto, el sistema se hunde a una configuración de menor energía (mientras se conserva el momento angular) dado un  $dE$  negativo. Por lo tanto, requiere un  $dr_1$  positivo si  $r_1 > r_2$  y un  $dr_1$  negativo si  $r_1 < r_2$ . En otras palabras, perder energía requiere que la partícula externa se mueva hacia afuera y las partículas internas se muevan hacia adentro. El movimiento hacia afuera supera al movimiento hacia adentro y, por lo tanto, en un sistema de muchos cuerpos, el efecto general es que una minoría de la materia fluye hacia afuera, llevándose consigo la mayor parte del momento angular, mientras que la mayor parte del material se esparce hacia adentro.

## Apéndice B

# El origen de la curva-S

El flujo de materia a través de un disco es el producto de la viscosidad,  $\nu$ , y la densidad superficial (masa por área)  $\Sigma$ . El flujo másico determina la energía irradiada y, por lo tanto, establece la temperatura de la superficie, de modo que

$$\dot{M} \propto T_{surf}^4 \propto \nu \Sigma \quad (\text{B.1})$$

En la prescripción alfa,  $\nu = \alpha c_s H$ , y dado que la velocidad del sonido  $c_s \propto \sqrt{T}$  y  $H \propto \sqrt{T}$  podemos escribir

$$T_{surf}^4 \propto \alpha T_{mid} \Sigma \quad (\text{B.2})$$

donde hemos distinguido entre la temperatura de la superficie y la temperatura en el plano medio, donde ocurre la mayor parte de la disipación viscosa.

Si la opacidad,  $\kappa$ , no es una función fuerte de la temperatura, el transporte de calor hacia el exterior es constante, y  $T_{mid} \propto T_{surf}$ , que deja  $\alpha \Sigma \propto T_{surf}^3$ . Así, un aumento en la densidad superficial produce un aumento en la temperatura (tratando a alfa como constante).

Sin embargo, en el régimen parcialmente ionizado, donde  $\kappa \propto T^{10}$ , la opacidad atrapa la radiación y desacopla la temperatura del plano medio de la temperatura de la superficie de modo que  $T_{mid} \propto T_{surf}^{10}$ . Por lo tanto

$$\alpha \Sigma \propto T_{surf}^{-6} \quad (\text{B.3})$$

Con esto, un aumento en la temperatura equivale a una reducción en la densidad de la superficie (la pendiente del gráfico de  $T_{surf} - \Sigma$  es negativa), incluso teniendo en cuenta los cambios razonables de alfa con la temperatura. El resultado general es la curva S.



## Apéndice C

# Tablas de velocidades radiales de ambas componentes

Tabla C.1: Velocidades radiales de la componente secundaria  
en las noches de quietud

HJD	Velocidad
2450000+	km s <sup>-1</sup>
7289.69400	75.393 ± 3.813
7289.70465	107.425 ± 5.125
7289.71530	124.628 ± 5.934
7289.72594	138.969 ± 5.454
7289.74739	138.580 ± 4.146
7289.75804	127.193 ± 5.037
7289.76869	111.607 ± 4.481
7289.77932	85.477 ± 4.243
7289.80197	7.808 ± 5.342
7289.81262	-36.310 ± 7.500
7289.82327	-76.951 ± 4.875
7289.83392	-110.710 ± 4.463
7289.86282	-168.241 ± 4.589
7289.87346	-171.709 ± 3.287
7289.88411	-166.471 ± 3.811
7289.89476	-152.314 ± 3.425

HJD	Velocidad
2450000+	km s <sup>-1</sup>
7289.91769	-97.489 ± 3.681
7289.92834	-63.860 ± 3.439
7289.93898	-28.351 ± 4.251
7290.63528	-21.839 ± 3.453
7290.64593	-64.441 ± 5.101
7290.65658	-105.011 ± 4.239
7290.66723	-134.367 ± 3.660
7290.68815	-167.397 ± 3.691
7290.69880	-175.431 ± 3.712
7290.70945	-165.405 ± 3.788
7290.72010	-150.925 ± 3.351
7290.74067	-101.265 ± 3.875
7290.75132	-71.027 ± 2.959
7290.76197	-35.783 ± 4.743
7290.77262	-0.076 ± 4.452
7290.79359	70.013 ± 4.390
7290.80425	97.915 ± 5.323
7290.81490	121.266 ± 4.176
7290.84832	134.706 ± 5.457
7290.85898	126.828 ± 4.133
7290.86963	107.420 ± 3.540
7290.88028	81.125 ± 3.997
7290.90205	7.480 ± 4.307
7290.91271	-40.923 ± 5.617
7290.92336	-77.253 ± 4.446
7290.93401	-119.003 ± 4.443
7291.60537	28.677 ± 3.502
7291.61602	62.954 ± 4.197
7291.62668	93.688 ± 6.276
7291.63733	119.196 ± 3.729
7291.65998	140.726 ± 4.992
7291.67064	142.457 ± 3.953

HJD	Velocidad
2450000+	km s <sup>-1</sup>
7291.68129	132.123 ± 3.936
7291.69193	117.629 ± 3.788
7291.71337	58.248 ± 4.431
7291.72402	19.663 ± 3.557
7291.73467	-20.441 ± 4.258
7291.74532	-64.498 ± 4.051
7291.76654	-126.939 ± 4.073
7291.77719	-151.335 ± 3.728
7291.78785	-167.236 ± 3.482
7291.79850	-169.439 ± 3.644
7291.82318	-145.060 ± 3.109
7291.83383	-125.764 ± 3.678
7291.84448	-92.714 ± 3.772
7291.85512	-59.475 ± 4.364

Tabla C.2: Velocidades radiales de la componente secundaria en las noches de declive

HJD	Velocidad
2450000+	km s <sup>-1</sup>
7284.79680	168.333 ± 14.205
7284.80798	157.224 ± 17.052
7284.81866	139.670 ± 18.267
7284.82934	115.229 ± 24.850
7284.86669	-94.208 ± 22.224
7284.87738	-125.937 ± 13.163
7284.88807	-148.975 ± 16.537
7284.91235	-183.386 ± 12.224
7284.92303	-181.387 ± 12.903
7284.93371	-170.162 ± 13.479

HJD	Velocidad
2450000+	km s <sup>-1</sup>
7285.63820	145.011 ± 10.621
7285.64889	114.035 ± 12.099
7285.65957	84.050 ± 20.718
7285.67025	46.646 ± 21.952
7285.69355	-88.740 ± 19.004
7285.70422	-121.835 ± 11.865
7285.71492	-151.688 ± 8.494
7285.72561	-168.406 ± 10.379
7285.74266	-174.061 ± 8.848
7285.75898	-169.075 ± 8.204
7285.76967	-155.930 ± 9.533
7285.78036	-128.851 ± 10.666
7285.79104	-99.014 ± 10.513
7285.81247	-20.544 ± 9.510
7285.82316	14.655 ± 10.412
7285.83384	54.056 ± 13.683
7285.84453	88.690 ± 11.980
7285.86522	137.256 ± 13.183
7285.87590	151.098 ± 10.703
7285.88659	161.031 ± 12.011
7285.89728	155.545 ± 14.588
7285.91927	124.635 ± 9.371
7285.92996	98.033 ± 11.572
7285.94062	72.035 ± 19.657
7286.76297	61.763 ± 8.696
7286.77366	19.370 ± 8.703
7286.78435	-34.568 ± 12.660
7286.79505	-84.912 ± 9.008
7286.87086	-149.785 ± 5.876
7286.88155	-125.703 ± 5.376
7286.89224	-96.308 ± 5.170
7286.90293	-59.222 ± 6.158

HJD	Velocidad
2450000+	km s <sup>-1</sup>

Tabla C.3: Velocidades radiales de la componente primaria en las noches de quietud

HJD 2450000+	Velocidades (km s <sup>-1</sup> )			
	H $\alpha$	H $\beta$	H $\gamma$	H $\delta$
7288.68880	-79.884	-50.613	31.891	
7288.69945	-104.677	-85.816	7.461	
7288.71010	-104.140	-79.427	17.152	
7288.72075	-121.513	-101.961	-29.758	
7288.74219	-108.248	-108.941	-22.797	
7288.75284	-100.909	-86.802	3.072	
7288.76349	-113.931	-97.003	-4.093	
7288.77413	-100.486	-83.537	-9.992	
7288.79678	-70.019	-59.708	28.557	
7288.80742	-50.362	-37.978	43.767	
7288.81807	-26.189	-33.557	55.592	
7288.82872	-8.750	-21.295	106.978	
7288.85762	15.762	16.769	86.082	
7288.86827	12.646	3.530	98.948	
7288.87892	39.154	48.006	151.099	
7288.88956	12.240	22.783	109.259	
7288.91249	-12.098	-2.364	80.612	
7288.92314	-22.486	-13.480	67.996	
7288.93379	-46.705	-24.638	80.963	
7289.63009	-60.976	-57.378	37.756	
7289.64073	-47.909	-56.912	55.359	
7289.65138	-18.974	-43.056	87.594	
7289.66203	10.486	-6.565	92.500	
7289.68296	26.652	28.558	150.037	

HJD 2450000+	Velocidades (km s <sup>-1</sup> )			
	H $\alpha$	H $\beta$	H $\gamma$	H $\delta$
7289.69360	26.404	29.531	131.551	
7289.70425	20.081	32.591		
7289.71490	28.328	36.384	161.032	
7289.73548	-0.005	12.273	132.624	
7289.74613	-13.597	1.720	104.641	
7289.75677	-34.296	-15.364	79.777	
7289.76742	-46.445	-22.546	76.424	
7289.78840	-80.354	-56.220	19.344	
7289.79906	-113.073	-85.429	-3.829	
7289.80970	-114.560	-80.400	19.691	
7289.85379	-109.929	-107.706	19.691	
7289.86444	-115.263	-101.854	-18.851	
7289.87508	-94.078	-89.191	-13.256	
7289.89685	-80.567	-65.253	17.825	
7289.90751	-49.398	-46.589	29.750	
7289.91816	-32.987	-41.634	41.421	
7289.92881	-10.330	-25.826	55.229	
7290.60018		-43.619	53.198	
7290.61083	-104.203	-69.044	64.015	
7290.62149	-102.980	-75.310	33.642	
7290.63213	-119.531	-95.174	27.491	
7290.65478	-132.652	-100.405	-9.733	
7290.66544	-134.115	-112.896	0.311	
7290.67609	-118.349	-104.488	-18.319	
7290.68674	-107.667	-108.777	8.280	
7290.70818	-81.302	-66.930	3.013	
7290.71882	-80.579	-75.875	20.063	
7290.72947	-63.867	-54.036	6.536	
7290.74012	-30.890	-34.874	26.325	
7290.76135	7.992	-15.912	62.488	
7290.77199	19.132	6.685	84.591	
7290.78265	13.813	-11.758	119.580	

HJD 2450000+	Velocidades (km s <sup>-1</sup> )			
	H $\alpha$	H $\beta$	H $\gamma$	H $\delta$
7290.79330	20.775	15.675	100.653	
7290.81799	12.711	8.558	114.856	
7290.82864	8.967	27.473	150.234	
7290.83928	-12.719	-16.397	164.530	
7290.84992	-32.775	-20.255	92.724	

Tabla C.4: Velocidades radiales de la componente primaria en las primeras tres noches

HJD 2450000+	Velocidades (km s <sup>-1</sup> )	
	H $\alpha$	H $\beta$
7283.79108	-100.225	-79.980
7283.80278	-105.492	-89.446
7283.81346	-95.047	-72.427
7283.82414	-97.497	-72.287
7283.85081	-71.900	-34.633
7283.86149	-60.340	-23.837
7283.87217	-43.426	3.087
7283.88287	-23.862	16.772
7283.90715	-6.661	42.687
7283.91783	4.539	58.733
7283.92850	-6.920	53.337
7284.63300	-97.910	-76.527
7284.64369	-95.912	-94.959
7284.65437	-94.402	-65.751
7284.66505	-92.158	-65.110
7284.68835	-53.730	-22.682
7284.69902	-34.745	-11.744
7284.70972	-23.871	0.413
7284.72041	-10.783	22.274

HJD 2450000+	Velocidades (km s <sup>-1</sup> )	
	H $\alpha$	H $\beta$
7284.74197	-3.670	56.708
7284.75378	1.300	48.618
7284.76447	-1.471	44.721
7284.77516	-6.473	37.959
7284.78584	-11.531	20.749
7284.80727	-40.228	-2.490
7284.81796	-47.673	-0.399
7284.82864	-67.432	-34.469
7284.83933	-79.735	-52.058
7284.86002	-102.058	-70.964
7284.87070	-104.505	-74.520
7284.88139	-106.469	-83.949
7284.89208	-110.230	-87.128
7284.91407	-95.837	-73.156
7284.92476	-94.297	-68.602
7284.93542	-80.781	-53.590
7285.75776	-94.646	-73.323
7285.76846	-84.234	-60.340
7285.77915	-76.588	-48.497
7285.78985	-59.995	-32.006
7285.86566	7.069	41.065
7285.87635	3.734	39.910
7285.88704	-6.970	23.876
7285.89773	-23.968	14.299