

Estudio Fotométrico y Espectroscópico de la Variable Cataclísmica J0644+3344



Juan Venancio Hernández Santisteban
Instituto de Astronomía
Universidad Nacional Autónoma de México

Para obtener el grado de
Maestro en Ciencias (Astronomía)

2011

1. Tutor Principal: Dr. Juan Manuel Echevarría Román

2. Sinodales:

M. en C. Rafael Costero Gracia

Dr. Gagik Tovmassian Asmarian

Dr. Raúl Michel

Dr. Miguel

Fecha de Exámen de Grado: 27 de Junio de 2011

Auditorio Paris Pişmiş:

Abstract

La variable cataclísmica (CV) J0644+3344 fue identificada como estrella variable de período corto en el *Northern Sky Variability Survey (NSVS)* (Wozniak 2004). Un estudio posterior de Sing et al. (2007) determinó su naturaleza como CV y en el cual presentó los parámetros orbitales del sistema. En este trabajo se presentan observaciones simultáneas con espectroscopía de alta dispersión y fotometría para hacer uso de la tomografía Doppler, que fue introducido para este tipo de objetos por Horne & Marsh (1988), y así estudiar la estructura de la emisión en diferentes líneas. Con el uso de los eclipses fotométricos en tres épocas diferentes, se mejoraron las efemérides logrando errores < 1 min. Se logró obtener los parámetros orbitales del sistema independientes a los resultados de Sing et al. utilizando principalmente las líneas $H\alpha$ y $H\beta$, así como líneas de FeI para la determinación de la semiamplitud de la estrella secundaria. Se presentan tomogramas Doppler en las líneas de Balmer y así como en HeII 4686.

Abstract

The cataclysmic variable (CV) J0644+3344 was identified as a short period variable star by the *Northern Sky Variability Survey (NSVS)* (Wozniak 2004). In a later paper, Sing et al. (2007) determined his CV nature and presented the orbital parameters of the binary system. We present simultaneous high-resolution spectroscopic and photometric observations in order to perform Doppler tomography, first introduced in the study of these objects by Horne & Marsh (1988), so we could study the structure of the emission profile in different lines. We improved the ephemeris using the observations from three different epochs, accomplishing errors < 1 min. We obtained the orbital parameters from different lines independently from Sing et al. using mainly $H\alpha$ and $H\beta$, and FeI lines for the radial velocity of the secondary star. We present Doppler tomograms using the Balmer lines and HeII 4686.

Agradecimientos

Quisiera agradecer a la Universidad Nacional Autónoma de México, por haberme cobijado durante todos estos años en las cuáles me formó tanto personal como profesionalmente.

Al Instituto de Astronomía, que ha sido mi casa en esta Universidad durante ya cuatro años y en el cual he aprendido cada día algo nuevo.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por la beca otorgada para que pudiera desarrollar la maestría.

A mis padres, abuelos y hermanos cuyo apoyo han sido fundamental durante toda mi formación.

A Teresita, cuyo amor y apoyo incondicional me ha permitido ser mejor persona y mejor astrónomo. Esta maestría no hubiera sido lo mismo sin tí.

A mis Chavos, que siempre están ahí para las buenas y las malas, y cuyas experiencias si

A los Arquitectos, cuyo apoyo semana tras semana es siempre un recordatorio que en el mundo real, uno puede hacer lo que uno quiera.

Índice

Lista de Figuras	v
Lista de Tablas	vii
1 Introducción	1
2 Marco Teórico	3
2.1 Variables Cataclísmicas	3
2.1.1 Componentes	6
2.1.2 Evolución de CVs	9
2.1.3 Clasificación	12
2.1.4 Estrellas SW Sex	13
2.2 J0644+3344	14
2.3 Tomografía Doppler	17
2.3.1 Método de Máxima Entropía	18
2.3.2 Interpretación	19
3 Observaciones	21
3.1 Espectroscopía	21
3.1.1 Temporada 2008	21
3.1.2 Reducción	22
3.2 Análisis de líneas	22
3.3 Fotometría	26
3.3.1 Temporada 2005	26
3.3.2 Temporada 2008	27
3.3.3 Temporada 2010	28

ÍNDICE

3.3.4	Reducción	28
4	Análisis	33
4.1	Efemérides	33
4.2	Parámetros orbitales de la estrella primaria	36
4.3	Parámetros orbitales de la estrella secundaria	42
4.3.1	Tipo Espectral	42
4.3.2	Absorción de líneas metálicas	43
4.4	Distancia	46
4.5	Parámetros básicos del sistema	48
5	Tomografía Doppler	49
5.1	Calibración Fotométrica	49
5.2	Análisis	51
5.2.1	Tomogramas en $H\alpha$, 6562.8 Å	54
5.2.2	Tomogramas en $H\beta$, 4861.3 Å	55
5.2.3	Tomogramas en HeII, 4686 Å	55
6	Conclusiones	59
	Bibliografía	61
A	Algoritmo Levenberg–Marquardt	67

Lista de Figuras

2.1	Equipotenciales de Roche	5
2.2	Modelo de Variable Cataclísmica	6
2.3	Histograma de CVs	11
2.4	Nova Cygni 1992	12
2.5	Campo de J0644	15
2.6	Perfil de líneas	19
2.7	Mapa de Velocidades	20
3.1	Espectros de las línea $H\alpha$ y $H\beta$	24
3.2	Espectro de la línea He II	25
3.3	Fotometría Diferencial, filtro R de <i>Johnson</i>	27
3.4	Fotometría Diferencial, filtro V de <i>Johnson</i>	28
3.5	Fotometría Diferencial en Filtro V, temporada 2008	30
3.6	Fotometría Diferencial, sin filtro	31
4.1	Periodograma AoV	34
4.2	Diagrama O-C 2008	36
4.3	Diagrama de diagnóstico $H\alpha$	38
4.4	Curva de velocidad radial de la línea de emisión de $H\alpha$	39
4.5	Diagrama de diagnóstico $H\beta$	40
4.6	Curva de velocidad radial de la línea de emisión de $H\beta$	41
4.7	Curva de velocidad radial de la línea de emisión de He II 4686.	41
4.8	Relación Período Orbital – Tipo Espectral.	42
4.9	Ajuste del perfil Gaussiano en FeI 4918 Å.	44
4.10	Máxima abosrción de la línea de FeI 4918 Å.	45

LISTA DE FIGURAS

4.11	Máxima absorción de la línea de FeI 4469 Å.	45
5.1	Calibración Fotométrica	50
5.2	Tomograma Promedio H α	53
5.3	Tomograma Promedio H β	53
5.4	Tomograma Promedio He II 4686	54
5.5	Tomogramas Doppler de H α	56
5.6	Tomogramas Doppler de H β , 4861.3 Å	57
5.7	Tomogramas Doppler de HeII	58

Lista de Tablas

2.1	Parámetros de J0644	16
3.1	Bitácora de observaciones espectroscópicas	22
3.2	Bitácora de observaciones fotométricas	26
4.1	Períodos	35
4.2	Velocidad de la Primaria	39
4.3	Semiamplitud de la Estrella Secundaria	44

LISTA DE TABLAS

Capítulo 1

Introducción

El estudio de las variables cataclísmicas¹ se remonta a principio del siglo XX, cuando inició el estudio sistemático de estrellas variables a través de sus curvas de luz. Algunas de estas estrellas variables presentaban comportamientos “*anómalos*”, los cuales resultaban difíciles de explicar en su época. En el año de 1971 se publicaron dos artículos de manera independiente donde se describe el modelo clásico de la variable cataclísmica no magnética, realizados por Warner & Nather (1971) y Smak (1971). El modelo establece un *desbordamiento* de la enana roja que ocurre cuando éste llena su lóbulo de Roche hacia el pozo de potencial de la enana blanca, creando un disco de acreción de gas caliente. Hoy en día se tiene un renovado interés por estos objetos debido a los grandes proyectos de observaciones, tanto terrestres como espaciales, en distintas regiones del espectro electromagnético (desde rayos X hasta infrarrojo, principalmente). Éstos sistemas sirven como laboratorios para procesos de acreción que se pueden extrapolar a explicar, por ejemplo, los núcleos activos de galaxias, AGNs (Giovanelli 2008).

El trabajo de esta tesis tiene como objetivos:

- Determinar los parámetros físicos del sistema J0644+3344.
- Efectuar el estudio de líneas de emisión no publicadas con anterioridad para determinar los parámetros orbitales del sistema binario.

¹Del griego *kataklysmos*, que significa: *kluzein* “lavar” + *kata* “abajo”, mejor traducido como *desbordamiento*



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. INTRODUCCIÓN

- Realizar tomografía doppler en las líneas de emisión para complementar la clasificación de este objeto.
- Para lograr los puntos anteriores se elaboró una paquetería de programas que ayudan al estudio de estos objetos.

El trabajo se presenta de la siguiente manera: en el Capítulo 2 se da un marco teórico en el que se basa la Tesis, el Capítulo 3 , se presenta las observaciones hechas para el desarrollo del trabajo, en el Capítulo 4, se hace el análisis de resultados para obtener los parámetros orbitales del objeto, el Capítulo 5 se describe la tomografía Doppler aplicada a los datos de observación. Finalmente, se discuten los resultados y se presentan las conclusiones del trabajo en el Capítulo 6.

Capítulo 2

Marco Teórico

2.1 Variables Cataclísmicas

Las variables cataclísmicas (VCs) son sistemas binarios interactivos compuestos por una estrella compacta – una enana blanca (EB) conocida como estrella primaria – y una estrella de baja masa 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 (Warner 2003). Las estrellas secundarias en las VCs se encuentran deformadas debido a las fuerzas de marea de la estrella primaria por lo que el tipo espectral observado es diferente al que tuviera para una estrella de la misma masa (Echevarría 1983). La interacción entre ambos objetos es mayor debido a la presencia de efectos centrífugos ya que es un sistema en rotación. Tpicamente el período orbital, P_{orb} , suele ser menor a 1 día en VCs y una separación entre ambas estrellas, a , del orden de un radio solar, R_{\odot} . Las fuerzas de marea provocan que la rotación de la enana roja sea sincrónica con el movimiento de traslación de la estrella primaria, elimina cualquier excentricidad en su órbita. Se considera, como buena aproximación, que ambas estrellas siguen una órbita circular.

El sistema está descrito por medio de la geometría de lóbulo de Roche (Kopal 1978). Si tomamos un sistema coordenado (x, y, z) que rote con la binaria con origen en la estrella primaria donde el eje x une los dos centros de ambas estrellas, el eje y determina

2. MARCO TEÓRICO

el movimiento orbital de la primaria y el eje z es perpendicular al plano orbital, el potencial total de Roche, Φ_R , en cualquier punto del espacio, está determinado por:

$$\Phi_R = -\frac{GM_1}{(x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}} - \frac{GM_2}{((x-a)^2 + y^2 + z^2)^{1/2}} - \frac{1}{2}\Omega_{orb}^2[(x - \mu a)^2 + y^2] \quad (2.1)$$

donde M_1 es la masa de la primaria, M_2 es la masa de la secundaria, a es la separación entre los centros de masa de las estrellas, $\mu = M_2/[M_1 + M_2]$ es la masa reducida de la secundaria, $\Omega_{orb} = 2\pi/P_{orb}$ es la frecuencia angular del sistema dado por P_{orb} y G es la constante de gravitación universal.

La generalización de Newton para la tercera ley de Kepler,

$$P_{orb}^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G(M_1 + M_2)} \quad (2.2)$$

junto con la ecuación 2.1 establece superficies equipotenciales, mostradas en la figura 2.1 (conocidos como equipotenciales de Roche) que sólo dependen de a y la razón de la masa de la secundaria respecto a la primaria, q :

$$q = \frac{M_2}{M_1} \quad (2.3)$$

$$\Phi_R = \frac{GM_1}{a} F\left(\frac{x}{a}, \frac{y}{a}, \frac{z}{a}, q\right) \quad (2.4)$$

Cuando el radio de la estrella secundaria es pequeño, ésta tiende a tener una superficie esférica; sin embargo, a medida que crece la estrella debido a los efectos de marea, ésta ajusta su superficie a las líneas equipotenciales. Ésto provoca una elongación en la superficie de la estrella en la dirección del eje x , que une los centros de masa de ambas estrellas. La situación límite se alcanza cuando llena por completo la superficie que pasa por el punto Lagrangiano L_1 , que corresponde a un mínimo en la ecuación de potencial de Roche Φ_R . Cuando el material de la estrella llega a pasar este punto, existe una transferencia de material hacia el potencial de la estrella primaria, situación muy común en las VCs. El material que cae en el pozo de potencial de la EB forma un disco de acreción que se mantiene en el plano orbital del sistema en ausencia de campo magnético. La velocidad angular, $\Omega_K(r)$, de las partículas del disco cumplen con la condición de una órbita circular Kepleriana:

$$\Omega_K(r) = \left[\frac{GM_1}{r^3}\right]^{1/2} \quad (2.5)$$

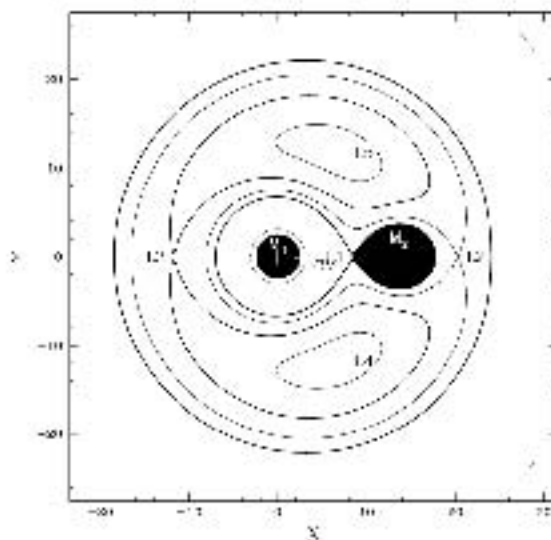


Figura 2.1: Equipotenciales de Roche, donde CM representa el centro de masa del sistema. Se presentan los cinco puntos Lagrangianos, L_1-L_5 .

En un sistema binario, se puede demostrar que las semiamplitudes de las velocidades radiales de cada componente son función de q :

$$q = \frac{M_2}{M_1} = \frac{K_1}{K_2} \quad (2.6)$$

donde K_1 representa la semiamplitud de la velocidad radial de la estrella primaria y K_2 de la secundaria.

Ambas velocidades al ser observadas en la dirección perpendicular al plano del cielo son proyecciones de la velocidad orbital ya que existe un cierto ángulo de inclinación, i , entre el plano orbital del sistema y la visual al astro. Las masas individuales derivadas de estos análisis son función de i . Si sustituimos la Ec. 2.6 en la tercera ley de Kepler, Ec. 2.2, obtenemos:

$$M_1 \sin^3 i = \frac{P_{orb} K_2 (K_1 + K_2)^2}{2\pi G} \quad (2.7)$$

$$M_2 \sin^3 i = \frac{P_{orb} K_1 (K_1 + K_2)^2}{2\pi G} \quad (2.8)$$

La separación en función de la inclinación del sistema es:

$$a \sin i = \frac{P_{orb} (K_1 + K_2)}{2\pi} \quad (2.9)$$

2. MARCO TEÓRICO

2.1.1 Componentes

En la figura 2.2 se presenta un esquema del modelo clásico de variable cataclísmica no magnética.

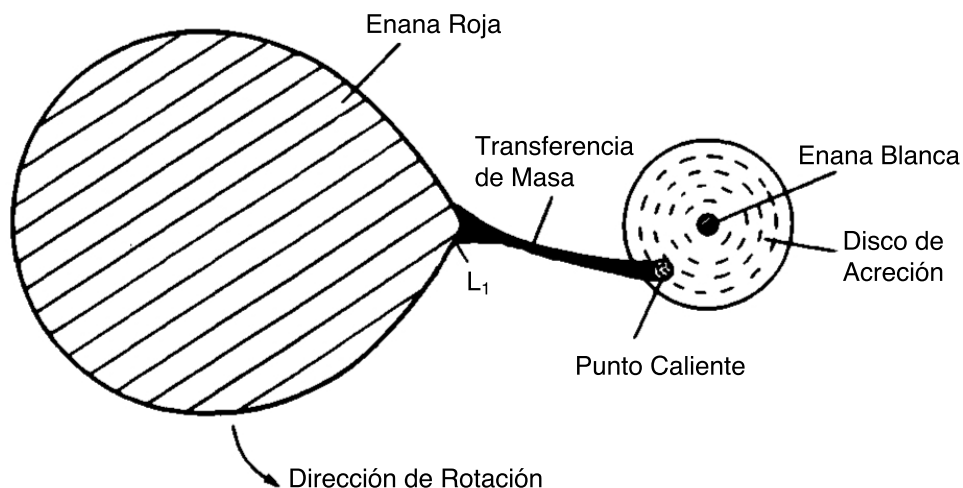


Figura 2.2: Modelo esquemático de una variable cataclísmica vista desde el plano orbital del sistema. Imagen tomada de Warner (2003).

Enana Blanca

Las componentes primarias de las VCs fueron identificadas como EBs que acretan material de las secundarias por Kraft & Crawford (1956). Aunque existen diversos estudios de las enanas blancas a través de observaciones en UV, en el intervalo óptico hay pocos casos en los que se hayan estudiado directamente sus propiedades. Estos estudios observaron cuando la transferencia de masa es muy baja o en sistemas con una inclinación muy alta. 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} , entre otros. La masa promedio de las EB en VCs por debajo del *period gap* es $\langle q \rangle = 0.29$ y $\langle M_{EB} \rangle = 0.61 M_{\odot}$, y por encima del *period gap*, $\langle q \rangle = 0.64$ y $\langle M_{EB} \rangle = 0.82 M_{\odot}$ (Webbink 1990). Debido a la dificultad de observar a la estrella primaria la determinación de la temperatura superficial se realiza por métodos indirectos, ya sea al ajustar espectros sintéticos al espectro óptico, ultravioleta (UV) y la radiación del continuo cuando el sistema se

encuentra en un estado de baja actividad, o al comparar sus espectros con las EB de novas enanas (DN) en estado de poca actividad. Las temperaturas de las VCs no magnéticas se encuentran en el intervalo de 12 000 y 50 000 K (Sion 1999).

Enana Roja

Una enana roja es una estrella fría, cercana a la secuencia principal, con tipo espectral entre G y L (Knigge 2006) con temperaturas efectivas de 5 000 a 2 000 K, respectivamente. El flujo de la estrella contribuye sustancialmente a la parte roja del espectro visible y a la infrarroja (IR). Como la estrella secundaria llena el lóbulo de Roche, su radio característico, R_L , se puede aproximar por la siguiente ecuación (Echevarría 1983):

$$\frac{R_L}{a} = 0.47469 \left[\frac{q}{1+q} \right]^{1/3} \quad (2.10)$$

con un error de 2% para $0.6 < q < 1.25$ y 5% para $0.2 < q < 2$. La estrella secundaria tendrá una densidad media, $\langle \rho_2 \rangle$, dentro del lóbulo dado por la relación período–densidad (Warner 2003):

$$\langle \rho_2 \rangle = 107 P_{orb}^2 \text{ g cm}^{-3} \quad (2.11)$$

donde P_{orb} se encuentra en horas. La clasificación espectral de éstas estrellas 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 mucho mayor al tiempo térmico (tiempo Kelvin–Helmholtz) ($\tau_{KH} \sim \frac{GM_2^2}{R_2L_2}$) la estrella debería de seguir una evolución determinada por la traza evolutiva de una estrella de secuencia principal. En caso contrario, cuando la tasa de pérdida de masa es muy alta, 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 VCs, estos dos tiempos característicos son del mismo orden de magnitud; ésto es, $\tau_{KH} \sim \tau_{\dot{M}_2}$. La estrella secundaria se encuentra fuera de equilibrio térmico y es el responsable del “*period gap*” y el período mínimo en la evolución de estos sistemas, que se explicarán en la sección 2.1.2.

2. MARCO TEÓRICO

Disco de Acreción

Los discos de acreción en VCs formados por el material que cae dentro del pozo de potencial de la estrella primaria, han servido como laboratorio para el estudio de discos tanto estacionarios como fuera de equilibrio. El modelo usualmente utilizado en el caso de VCs es el de discos estacionarios geoméricamente delgados y ópticamentos gruesos, que rotan de manera Kepleriana (ecuación 2.5) alrededor de la EB. La temperatura de estos discos en función del radio, r , se calcula de acuerdo con la siguiente expresión (Puebla et al. 2007 y referencias allí mencionadas):

$$T(r) = \left(\frac{3GM_1\dot{M}_2}{8\pi\sigma R_1^3} \right)^{1/4} \left(\frac{R_1}{r} \right)^{3/4} \left[1 - \left(\frac{R_1}{r} \right)^{1/2} \right]^{1/4} \quad (2.12)$$

donde \dot{M}_2 es la tasa de transferencia de masa de la estrella secundaria a la primaria, σ es la constante de Stefan–Boltzmann. 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 VCs en el UV, siendo que los modelos predicen espectros más azules que los observados. 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 EB.

Punto Caliente

El impacto del material que escapa de la enana roja contra el disco ya formado, provoca una emisión muy prominente conocida como el “*punto caliente*” o “*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 alimentando continuamente 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 infrarrojas. En cambio, *punto caliente* y su contribución al brillo del sistema en el visible sigue siendo un problema abierto. Incluso en la tomografía Doppler, es fácilmente identificable el punto caliente que domina la emisión de algunas líneas, principalmente de hidrógeno. En la curva de luz aparece como una joroba o “*hump*” en la curva de luz. Este punto es el responsable del “*centelleo*” (“*flickering*”, en inglés) en las curvas de luz, cuyos tiempos característicos son de segundos.

2.1.2 Evolución de CVs

El principal mecanismo de evolución del sistema binario es la pérdida de momento angular, dada por la siguiente expresión (King & Kolb 1995):

$$\frac{\dot{M}_2}{M_2} = \frac{\dot{J}_{sys}}{JD} < 0, \quad (2.13)$$

\dot{J}_{sys} es la tasa de cambio de momento angular y J es el momento angular del sistema binario, que está dado por:

$$J = M_1 M_2 \left(\frac{Ga}{M_{tot}} \right)^{1/2} \quad (2.14)$$

y D se expresa como

$$D = \left(\frac{5}{6} + \frac{\zeta}{2} \right) - \frac{M_2}{M_1} + \alpha \left(\frac{M_2}{M_1} - \frac{1}{3} \frac{M_2}{M_{tot}} \right) - \nu \quad (2.15)$$

donde $\zeta \equiv d \ln R_2 / d \ln M_2$ es el índice masa–radio de la estrella secundaria evaluada en la rama evolutiva, $M_{tot} = M_1 + M_2$ es la masa total del sistema, $\alpha = \dot{M} / \dot{M}_2$ es la razón de la masa que pierde la estrella secundaria respecto a la que pierde el sistema completo que, si no es eyectada (i.e. nova), es la masa que se encuentra orbitando en el disco de acreción). ν es la razón de pérdida de momento angular consecuente (*CAML*), (King & Kolbe 1995) debida al proceso de transferencia de masa:

$$\nu = \frac{\dot{J}_{CAML} / J}{\dot{M}_2 / M_2} \quad (2.16)$$

En la ecuación 2.13 se muestra que sin esta pérdida de momento angular, las estrellas no alcanzan el límite de Roche y, por ende, no existiría transferencia de masa. Todos estos sistemas binarios pierden momento angular debido a radiación gravitatoria (RG), donde la tasa \dot{J}_{RG} , está dada por Paczyński (1967),

$$\dot{J}_{GR} = -\frac{32}{5} \frac{G^{7/2}}{c^5} \frac{M_1^2 M_2^2 M^{1/2}}{a^{7/2}} \quad dyn \text{ cm} \quad (2.17)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío. Este mecanismo no puede ser el único en juego, ya que para sistemas por encima del *period gap* se ha encontrado una pérdida de momento angular mucho mayor. Un probable mecanismo adicional usualmente invocado es el frenado magnético.

2. MARCO TEÓRICO

Las estrellas de baja masa tienen un débil viento estelar. Siendo éste un gas ionizado, cuando es atrapado por las líneas de campo magnético producido por la estrella secundaria fuera del radio de Alfvén¹, la estrella pierde momento angular y se provoca una torca que frena su movimiento. Al disminuir el momento angular se provoca una reducción de la distancia entre las estrellas a y, por consiguiente, de P_{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 el ajuste del sistema. Es difícil describir este mecanismo de frenado y existen múltiples trabajos de investigación al respecto (un extensa recopilación fue hecha por Knigge et al. (2011)). El modelo usualmente adoptado en trabajos de evolución de VCs, 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 está dado por la siguiente expresión:

$$J_{MB} \approx -3.8 \times 10^{-30} M_2 R_\odot^4 \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^\gamma \Omega_{orb}^3 \text{ dyn cm} \quad (2.18)$$

donde γ es el exponente de la ley de potencias que rige el frenado magnético.

Cuando la estrella secundaria pierde suficiente masa y se encuentra alrededor de $M_2 \simeq 0.2 - 0.3M_\odot$, 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 donde, para estrellas de baja masa, ocurre el anclaje del campo magnético. Al disminuir abruptamente el frenado magnético (alrededor $P_{orb} \simeq 3 \text{ hr}$) 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 continúa perdiendo momento angular debido a la RG, ecuación 2.17. Cuando el sistema llega a un $P_{orb} \simeq 2 \text{ hr}$, la separación entre sus componentes, 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 $P_{gap,-} = 2.15 \pm 0.03 \text{ hr}$ y $P_{gap,+} = 3.18 \pm 0.04 \text{ hr}$. Observacionalmente, es clara la distribución bimodal (Figura 2.3), separada por una zona comprendida entre 2 h y 3 h.

¹El radio donde la presión debida al campo magnético de algún objeto es igual al del material que acreta hacia el interior.

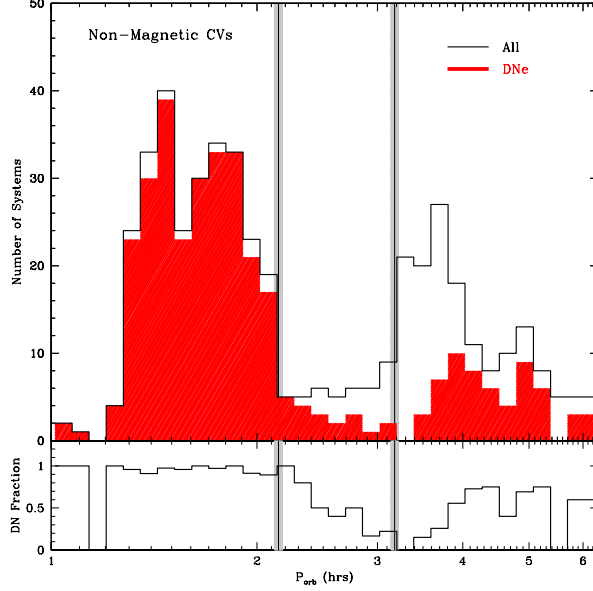


Figura 2.3: Histograma de Período orbital – número de sistemas (CVs no magnéticas), donde se muestra el *period gap* entre 2.18 – 3.18 hr. Tomada de Knigge et al. (2011)

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:

$$\frac{\dot{P}_{orb}}{P_{orb}} = \frac{3\zeta - 1}{2} \frac{\dot{M}_2}{M_2} \quad (2.19)$$

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 $\zeta \simeq \zeta_{eq} \simeq 0.8$. Sin embargo, la estrella secundaria continúa perdiendo masa por lo que este índice disminuye hasta llegar al límite donde la estrella deja de quemar hidrógeno en su núcleo ($M_H \sim 0.07M_\odot$) cuando $\zeta \simeq -1/3$. De la ecuación 2.19, es claro que 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 el período, \dot{P}_{orb} , se detiene. A partir de este punto, la órbita y su período orbital crecen. Este tipo de sistemas, cuyo P_{orb} aumenta, se conocen como sistemas en rebote (*bounce back system*).

2. MARCO TEÓRICO

2.1.3 Clasificación

Inicialmente, las VCs se clasificaron en base a la amplitud y la duración de sus destellos (outburst) observados en el intervalo visible. Así, se agruparon en cuatro grupos (Warner 2003):

- **Novas Clásicas (CN)** : Su destello se ha observado una sólo vez. Su brillo aumenta entre 6 y 19 magnitudes. Este tipo de erupción se interpreta como material, principalmente hidrógeno expulsado una vez que se acreta suficiente material sobre la superficie de la EB, produciéndose ahí reacciones nucleares del hidrógeno de manera explosiva.
- **Novas Recurrentes (RN)**: Son aquellas CN a las que se les ha detectado más de una erupción. La distinción entre las DN y las RN se debe al estudio espectroscópico, ya que las RN (así como las CN) expulsan una gran cantidad de material y se forma una cáscara de material alrededor del objeto, a diferencia de las DN donde este fenómeno no ocurre.

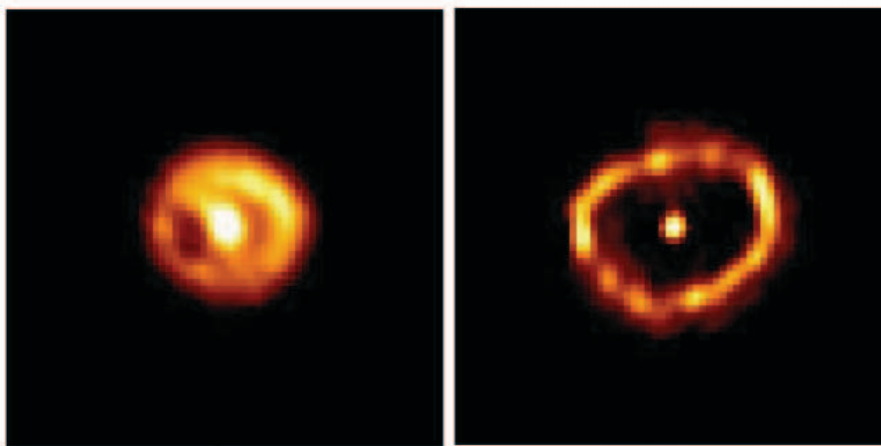


Figura 2.4: Imagen de Nova Cygni 1992, tomada con la cámara FOC y el instrumento COSTAR en el telescopio Hubble. Las imágenes, tomadas en mayo de 1993 (*izquierda*) y en febrero de 1994 (*derecha*), muestran cómo la burbuja de gas expulsada por el sistema se expande. Foto cortesía de HubbleSite.

- **Novas Enanas (DN)**: Tienen típicamente destellos entre 2 - 5 mag. El intervalo entre estallidos es de entre 10 días hasta decenas de años, con una duración (del

inicio de la erupción hasta que regresa a su brillo mínimo) de 2-20 días. A su vez, se subdivide en 3 categorías principales, dependiendo de la forma de la curva de luz durante el destello: *Z Cam*, *SU UMa* y *U Gem*.

- **Objetos Tipo Nova (NL):** Esta categoría incluye a todas las CVs no eruptivas, dígase aquellas pre-novas, post-novas y sistemas donde el período entre destellos es tan largo que no se conoce. Algunas subcategorías de las NL son las UX UMa y SW Sex.
- **VCs Magnéticas:** El campo magnético de la estrella primaria en este tipo de variables es tan grande que distorsiona el disco de acreción parcial o totalmente. Se subdividen en polares, con los campos magnéticos más fuertes y polares intermedias, con campos magnéticos más débiles. En estas binarias, el material desprendido de la secundaria suele caer sobre la primaria a través de los polos magnéticos.

2.1.4 Estrellas SW Sex

La subclase de NL fue propuesta por Thorsetensen et al. (1991) al estudiar las características observacionales que comparten varios sistemas de CVs, entre ellos los miembros fundadores del grupo: SW Sex, DW UMa y V1315 Aql. En los últimos años, el número de estas estrellas ha aumentado, principalmente debido a la relajación de algunas condiciones que definen esta categoría. Estas propiedades observadas han sido recopiladas por Thorsetensen et al. (1991), Warner (2003), Hoard et al. (2003), Rodríguez-Gil et al. (2007), entre otros. Las propiedades que establecen esta categoría de CV:

- Son estrellas NL.
- Sus curvas de luz en el óptico muestran eclipses profundos, debido a su alta inclinación, $i > 70^\circ$.
- Su período orbital está entre 3 – 4 horas, justo por encima del *period gap*.
- Muestran altos niveles de excitación en sus espectros, con la línea de He II $\lambda 4686$ usualmente comparable con la intensidad de $H\beta$.

2. MARCO TEÓRICO

- Las líneas de emisión de He II presentan un sólo máximo y no líneas de doble máximos que es lo esperado para discos de acreción vistos de canto.
- Las zonas del disco donde se originan las líneas de emisión de Balmer y He I no son ocultadas por completo durante los eclipses, lo que implica que la emisión se origina en lugares por encima del plano orbital.
- Las curvas de velocidad radial muestran desfase respecto las efemérides fotométricas (alrededor de $\phi = 0.0$).
- Se observa absorción en el centro de las líneas de absorción de Balmer y de He I, típicamente alrededor de fase 0.5.

Hoard et al. (2003)¹ realizaron un compendio de todas las estrellas SW Sex que han sido identificadas parcial o totalmente como miembros del grupo.

Se han propuesto tres modelos que explican parcialmente las características de las estrellas SW Sex. El primero de ellos propone que las líneas de un solo máximo son formadas en un viento proveniente del disco de acreción. Las líneas de alta excitación se producen por encima del disco, cerca de la estrella primaria. El segundo propone que es acreción controlada magnéticamente; sin embargo, en estos sistemas, el nivel de polarización es bajo. Este segundo modelo supondría una estructura similar a una polar intermedia. La tercera propuesta es considerada la más satisfactoria; en ella el material acretado en un chorro a las partes más internas del disco, produciendo las líneas de absorción. Las líneas tan prominentes de emisión son resultado del impacto con el disco (*punto caliente*).

2.2 J0644+3344

La variable cataclísmica J0644+3344 (J0644 de aquí en adelante) fue identificada como estrella variable de período corto en el *Northern Sky Variability Survey (NSVS)* (Wozniak 2004). El sistema también se identificó en otros dos catálogos. En el ROSAT All Sky Survey como 1RXS J064434.5+334451 y en el *Two Micron All Sky Survey (2MASS)*

¹D. W. Hoard's Big List of SW Sextantis Stars en <http://web.ipac.caltech.edu/staff/hoard/cvtools/swsex/biglist.html> (Hoard et al. 2003).

como 2MASS J06443435+3344566. En un estudio posterior, Sing et al. (2007) determinaron su naturaleza como VC y midieron los parámetros del sistema, presentados en la tabla 2.1. También se ha detectado en el ultravioleta con el telescopio espacial *Galaxy Evolution Explorer* (GALEX), donde se identifica como GALEX J064434.4+334455, con una magnitud en el ultravioleta cercano, NUV=14.26 y en el ultravioleta lejano, FUV=14.41

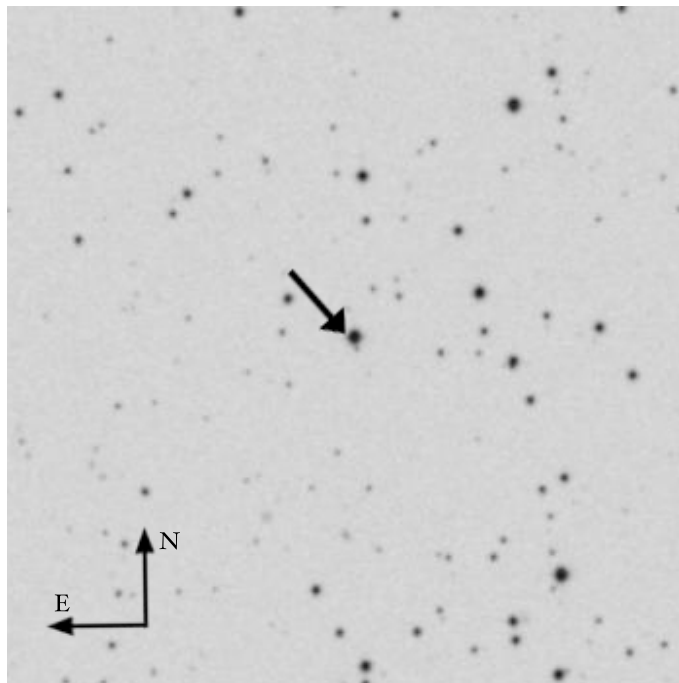


Figura 2.5: Imagen de la CV J0644+3344, con un campo de $5.8' \times 5.8'$, tomada del proyecto *Palomar Observatory Sky Survey (POSSII)*, propiedad del Space Telescope Science Institute (STScI) utilizando el escaner densitométrico de placas, (*Plate Densitometer Scanner (PDS)*). Se observa una estrella muy cercana a J0644+3344 hacia el SSO de éste.

Sing et al. (2007) realizaron un estudio de espectropolarimétrico donde no se encontró una señal significativa de polarización circular ($+0.003 \pm 0.003\%$). Este bajo porcentaje descarta que sea una VC de tipo polar o polar intermedia, ya que los campos magnéticos en ese tipo de objetos son fácilmente detectados. La emisión en el intervalo óptico está dominado por el disco de acreción lo que impide determinar con exactitud los parámetros de la estrella secundaria. Las líneas de H I, He I y He II se

2. MARCO TEÓRICO

mantienen en emisión durante todo el ciclo orbital, aunque en ciertas fases presentan una profunda absorción central. Ellos proponen dos posibles clasificaciones para este sistema: una VC "nova-like" (NV) del tipo UX UMa o una SW Sex.

La conclusión a la que se llegó en el artículo de Sing et al. (2007) es que J0644 es una VC joven, dominada por un disco de acreción ópticamente grueso en la parte cercana a la EB, donde se observa una temperatura consistente con la de un cuerpo negro ~ 25000 K.

Tabla 2.1: Parámetros del sistema J0644+3444

Parámetro	Valor	Comentario
AR(2000)	06:44:34.36	
Dec(2000)	+33:44:56.6	
FUV	14.41 ± 0.01	GALEX ¹
NUV	14.262 ± 0.006	GALEX ¹
U	13.11 ± 0.07	Sing et al.
B	13.84 ± 0.07	Sing et al.
V	13.56 ± 0.24	Sing et al.
R	13.10 ± 0.07	Sing et al.
I	12.08 ± 0.10	Sing et al.
J	12.493 ± 0.023	2MASS
H	12.163 ± 0.070	2MASS
K _s	12.030 ± 0.022	2MASS
ROTSE	13.392	Sin Filtro
Secundaria	K8 (Tipo Espectral)	
K_1	$150 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$	Línea de HeII
K_2	$192.8 \pm 5.6 \text{ km s}^{-1}$	Continuo entre H α y H β
γ	$-7.1 \pm 1.3 \text{ km s}^{-1}$	
$M_1(i)$	0.63-0.69 M_\odot	
$M_2(i)$	0.49-0.54 M_\odot	
$a(i)$	1.82-1.88 R_\odot	
i	$> 76^\circ$	Inclinación

Tabla tomada del artículo de Sing et al. (2007)

¹ Datos añadidos en esta tesis a la tabla de Sing et al. (2007)

2.3 Tomografía Doppler

La tomografía Doppler, aplicada a CVs, es un método que traduce los perfiles de una línea proveniente de del disco de un sistema binario, tomados a distintas fases orbitales, a una distribución de emisión sobre la binaria (Boffin et al. 2001). La rotación intrínseca de estos sistemas, desde el punto de vista del observador, ocasiona distorsiones en el perfil de emisión ya que el vector velocidad de cada punto y la visibilidad de los componentes del sistema cambian a distintas fases orbitales. Los tomogramas concentran la información de un conjunto de observaciones en una sólo imagen. Este concepto fue introducido en el estudio de CVs por Marsh & Horne (1988).

Este método de imagen indirecta se basa en ciertos axiomas que, en el mejor de los casos, sólo son parcialmente cubiertos por las observaciones de un objeto real. Aún violándose algunas de estas aproximaciones, no se descartan totalmente los tomogramas, pero se deben de tener en cuenta al proporcionar los datos al código y en su interpretación. Los 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.

Uno de los principales axiomas que se rompen al utilizar este método en sistemas eclipsantes es que se presentan ocultaciones de la región emisora, i.e. cuando ocurre un eclipse. Los datos del eclipse pueden excluirse sin pérdida de información ya que se puede construir un tomograma completo sólo con media órbita (Kaitchuck et al. 1994). La reconstrucción de los datos ruidosos e incompletos se realiza mediante varios métodos. Se presenta a continuación el método de máxima entropía (MME), utilizado en el desarrollo de la presente tesis.

2. MARCO TEÓRICO

2.3.1 Método de Máxima Entropía

La información que se utiliza, proveniente de regiones de emisión de las dos estrellas y del disco de acreción, se encuentra en un espacio de velocidades (perfil de la línea). Normalmente se presenta en un diagrama polar donde el radio representa el perfil de la línea y el azimut representa la fase en la que se tomó el espectro. El método consiste en predecir teóricamente los datos para cada fase orbital. Los datos así obtenidos son comparados con los datos observados a través de una estadística de χ^2 , la cual mide la calidad del ajuste:

$$\chi^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(\frac{p_i - o_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (2.20)$$

donde n es el número de observaciones, p_i y o_i son los valores predichos y observados, y σ_i es el error de o_i . El espacio de velocidades se modela como una malla de pixeles independientes dando mayor flexibilidad al ajuste de las observaciones. En principio, un sistema de múltiples parámetros se puede minimizar por χ^2 para encontrar una solución única; sin embargo, el ruido de la imagen se amplificaría tanto que resultaría difícil la interpretación del tomograma. Para evitar esto, se reduce χ^2 hasta que ambas imágenes, la teórica y la observada, sean consistentes entre sí. Existen muchas soluciones que cumplan con esto, provocando degeneración del espacio de parámetros. Para poder seleccionar la mejor imagen, se utiliza otro criterio: aquella imagen con la máxima entropía. La definición estándar de entropía, S , de una imagen I se define como:

$$S = -\sum_{i=1}^M p_i \ln p_i \quad (2.21)$$

donde p_i está definida por

$$p_i = \frac{I_i}{\sum_{j=1}^M I_j} \quad (2.22)$$

En la ecuación 2.21, donde S es la entropía e I_i es el valor de la imagen en el pixel i . Esta definición restringe mucho la posible solución al seleccionarse la imagen más uniforme y no es muy adecuada al problema de las VCs ya que, por lo general, la distribución de emisión en las líneas es altamente asimétrica y es una función del radio del disco de acreción (Marsh & Horne 1988). El problema se puede reducir si, en cambio, escogemos la distribución más asimétrica y consistente con la imagen, permitiendo que la dependencia radial sea determinada por los datos. Por lo tanto, se requiere una imagen de comparación que determine la forma axisimétrica. Usualmente, se utiliza

una imagen *default* que cambia con cada iteración y se calcula como una versión borrosa de la imagen anterior. Esta forma modificada de entropía mide la desviación de la imagen *default* (Horne 1985):

$$S = - \sum_{i=1}^n p_i \log \frac{p_i}{q_i} \quad (2.23)$$

donde p_i sigue siendo la información de la imagen reconstruida y q_i la información de la imagen *default*, D , la cual está dada por:

$$q_i = \frac{D_i}{\sum_{j=1}^M D_j} \quad (2.24)$$

2.3.2 Interpretación

Supongamos que observamos al sistema binario, con todos sus componentes rotando sobre su eje. Se puede determinar que, dependiendo de la posición (fase orbital) en la que se encuentre, la distribución de emisión tendrá una velocidad diferente respecto al observador, i.e. un corrimiento Doppler en el espectro, representado en la Figura 2.6. La emisión, ya sea del *punto caliente* o del disco de acreción, producirá una *onda S*¹.

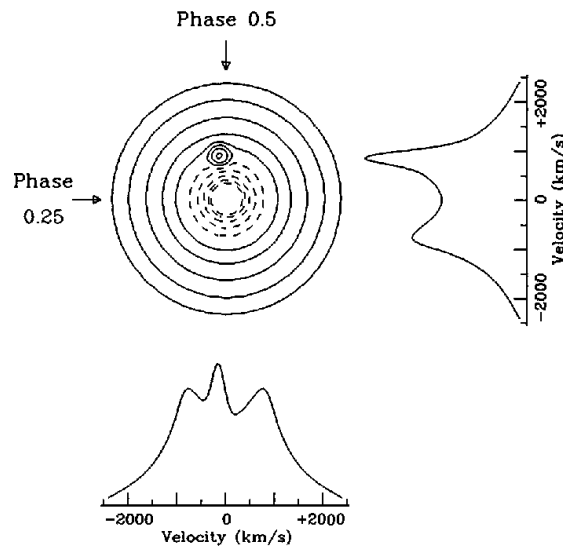


Figura 2.6: Esquema de los diferentes perfiles de línea que presenta una VC dependiendo de la fase orbital en la que se encuentre desde el punto de vista del observador, que se encuentra en la parte inferior del diagrama. Imagen tomada de Boffin et al. (2001)

2. MARCO TEÓRICO

Resulta natural representar esta información en un espacio de velocidades (V_x, V_y) más que en un sistema espacial de coordenadas (x, y) , véase Figura 2.7. La transformación se puede hacer si se conoce el ángulo de inclinación del sistema y se modela a éste para permitir interpretarlo correctamente, ésto es, encontrar de donde viene la emisión. Lo anterior se debe principalmente a que dos emisiones puede aparecer en un mismo lugar en el espacio de velocidades y originarse en lugares físicos completamente diferentes en el sistema.

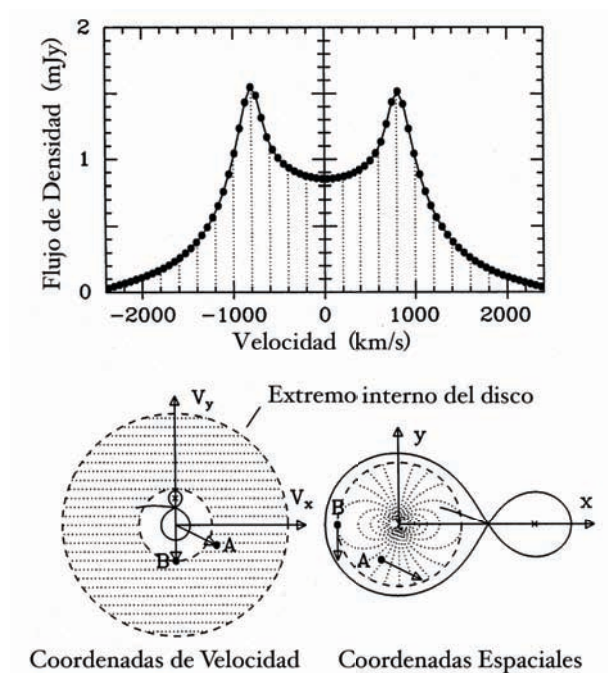


Figura 2.7: Esquema donde se muestra la interpretación del mapa de velocidades y su relación con la posición real de la emisión. Imagen adaptada de Marsh & Horne (1988)

¹Traducción del autor del término, *S-wave* Marsh & Horne (1988)

Capítulo 3

Observaciones

Las observaciones empleadas para esta tesis fueron realizadas en el Observatorio Astronómico Nacional (OAN) en San Pedro Mártir, Baja California, México ($115^{\circ} 27' 49''$ Oeste, $31^{\circ} 02' 39''$ Norte, 2 830 metros sobre el nivel del mar) en dos temporadas. La primera de ellas fue del 8 al 17 de enero de 2008 y la segunda, del 30 de noviembre al 2 de diciembre de 2010. Adicionalmente, se emplearon las observaciones de Sing et al. (2007) relativas a los eclipses observados por estos autores en 2005.

3.1 Espectroscopía

Se utilizó el espectrógrafo Echelle, el cual fue construido a finales de la década de los años setenta por la compañía francesa REOSC. Tiene una resolución $R = \lambda/\Delta\lambda \sim 18\,000$ alrededor de 5000 \AA (Levine & Chakrabarty 1995). Se utilizaron diferentes configuraciones con este espectrógrafo, una en cada temporada, con dos distintos detectores CCD¹. Los detalles de las observaciones espectroscópicas se resumen en la Tabla 3.2.

3.1.1 Temporada 2008

Debido al brillo de J0644 ($V=13.29\pm 0.24$), fue factible realizar espectroscopía con buena resolución temporal. Las imágenes espectrales fueron tomadas con el detector SITe3 CCD de 1024×1024 pixeles y el espectrógrafo REOSC echelle en el foco f/7.5 Cassegrain del telescopio de 2.1 m. Se utilizaron exposiciones de 600 s. El ángulo de la

¹Siglas en inglés de *Charged Coupled Device*. Desarrollado en 1969 por George Smith y Willard Boyle. Es un dispositivo que almacena información al ser activada por luz.

3. OBSERVACIONES

Tabla 3.1: Bitácora de observaciones espectroscópicas

Fecha	HJD inicio +2454000	HJD final +2454000	N
Ene 8 2008	474.652536	474.953376	38
Ene 9 2008	475.650633	475.944017	35
Ene 10 2008	476.596902	476.997508	36
Ene 11 2008	477.648375	477.838742	23
Ene 12 2008	478.622799	478.904737	34
Ene 13 2008	479.627510	479.711502	12
Ene 14 2008	477.640736	480.766464	13

El día juliano marca el tiempo a media exposición.

rejilla de dispersión cruzada fue de 352° , abarcando el intervalo espectral entre 3800 y 6800 Å. Generalmente, se tomaron lámparas de calibración de Th-Ar antes y después de cada 10 imágenes.

3.1.2 Reducción

La reducción de los espectros se realizó con la paquetería de IRAF¹ de manera estándar. Todos los espectros fueron corregidos al sustraerse los bias. Los espectros de ésta temporada no fue calibrada en flujo, si no que simplemente fueron normalizados al continuo.

3.2 Análisis de líneas

Para poder obtener con mayor señal a ruido (S/R) en los espectros y poder resolver su cambio temporal, éstos fueron cosumados² y promediados, para obtener una media de la emisión en cada fase. La cosuma de espectros se realizó juntando todos los espectros cada 0.125 de fase, mostrados en las figuras 3.1 y 3.2. La fase fue calculada con la ecuación 4.2. Aunque no se espera que dé los detalles más finos sobre la emisión en un tiempo particular, si nos permite estudiar de manera global con alta S/R la emisión

¹*Interactive Reduction Analysis Facility*, desarrollado y distribuido por el National Optical Astronomical Observatory (NOAO).

²Término acuñado por Echevarría et al. 2007 que significa sumar la emisión a cada longitud de onda.

cualitativa del sistema.

Las líneas $H\alpha$ y $H\beta$ presentan dobles máximos de emisión claramente distinguible, típico de un disco de emisión kepleriano en fase $\phi \sim 0.125 - 0.5$ donde el máximo corrido al azul aparece con mayor intensidad, formando un perfil de línea antisimétrico. Ambas líneas de hidrógeno, tiene el mismo corrimiento aparente y un perfil de emisión similar a partir de fase $\phi \sim 0.5 - 1.0$, donde el perfil se muestra con un solo pico de emisión. Sing et al. (2007) reportan componentes en absorción que persisten durante todo el ciclo orbital, sólo desapareciendo durante el eclipse primario. En ambos espectros de la figura 3.1, la absorción en $H\alpha$ y $H\beta$ se observa a partir de $\phi \sim 0.25$ y permanece hasta llegar al eclipse secundario $\phi \sim 0.5$. El perfil de línea de $H\alpha$ es consistente con el comportamiento observado en PG0027+260 (Thorstensen et al. 1991), estrella perteneciente al grupo de estrellas SW Sex.

La línea de He II $\lambda 4686$, se observa con un sólo máximo a lo largo de todo el ciclo orbital, mostrando un comportamiento similar a lo reportado por Sing et al. (2007). Las líneas de alta ionización suelen ser de un sólo máximo en todas las fases y eclipsadas casi en su totalidad en fase $\phi = 0$ (Warner 2003), probablemente por provenir de un disco muy brillante (*flared disk*).

3. OBSERVACIONES

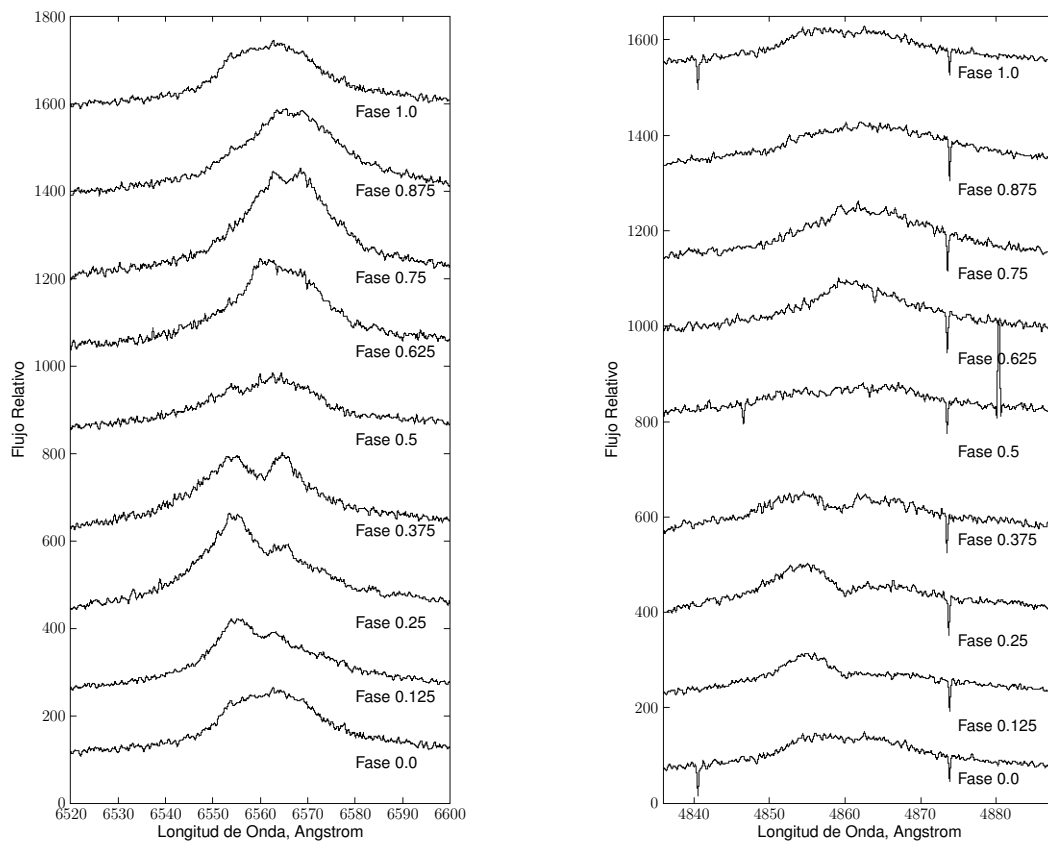


Figura 3.1: Espectros alrededor de la línea de H α (*panel izquierdo*) y H β (*panel derecho*) cosumados acorde a la fase del objeto. Se agruparon los espectros cada 0.125 de fase. Los espectros se encuentran desplazados verticalmente una cantidad arbitraria para su mejor visualización.

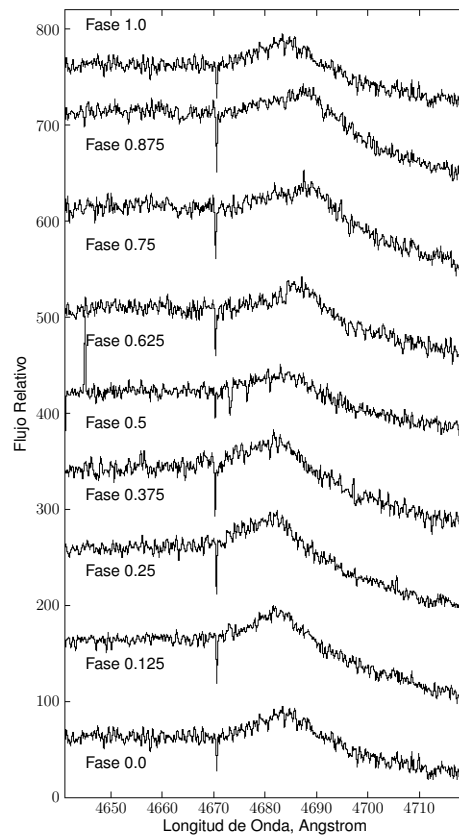


Figura 3.2: Espectros alrededor de la línea He II 4686 Å, cosumados acorde a la fase del objeto. Se agruparon los espectros cada 0.125 de fase. Los espectros se encuentran desplazados verticalmente una cantidad arbitraria para su mejor visualización.

3. OBSERVACIONES

3.3 Fotometría

La fotometría utilizada en este trabajo abarca tres temporadas (2005, 2008, 2010) de observación. La bitácora de observaciones se presenta en la tabla 3.2. Las observaciones de 2008 y 2010 fueron realizadas en el Observatorio Astronómico Nacional, en San Pedro Mártir, Baja California, México, utilizando el telescopio de 1.5 m. Las observaciones de 2005 fueron hechas por Sing et al. (2007). Los detalles de la configuración del instrumento se darán en cada sección.

Tabla 3.2: Bitácora de observaciones fotométricas.

Fecha	HJD inicio	HJD final	N	Filtro
Feb 02 2005	2453403.630998	2453403.869025	300	Filtro <i>R</i>
Mar 01 2005	2453430.607065	2453430.801632	107	Filtro <i>R</i>
Mar 02 2005	2453431.595279	2453431.830536	128	Filtro <i>R</i>
Ene 08 2008	2454474.617850	2454474.954187	1599	Filtro <i>V</i>
Ene 09 2008	2454475.608216	2454475.955768	1541	Filtro <i>V</i>
Ene 10 2008	2454476.600942	2454476.925878	1571	Filtro <i>V</i>
Ene 11 2008	2454477.596757	2454477.908556	1896	Filtro <i>V</i>
Ene 12 2008	2454478.623645	2454478.935548	1912	Filtro <i>V</i>
Ene 13 2008	2454479.606030	2454479.723690	766	Filtro <i>V</i>
Ene 14 2008	2454480.605682	2454480.798768	937	Filtro <i>V</i>
Nov 30 2010	2455530.922312	2455531.067724	423	Sin Filtro
Dic 01 2010	2455531.898662	2455531.992926	765	Sin Filtro
Dic 02 2010	2455532.822110	2455532.936479	776	Sin Filtro

3.3.1 Temporada 2005

Fue posible obtener parte de la fotometría utilizada en el artículo de Sing et al. (2007) (para mayor detalle sobre las reducciones de esta temporada, se refiere al lector al artículo original), proporcionada por C. Zurita¹. Se obtuvieron 3 noches en el filtro *R* de Johnson, con exposiciones de 23 s cada una para la noche de Feb 02, y de 26 s para las de Mar 01 y Mar 02 (más detalles en la tabla 3.2). En estas tres noches es posible observar el eclipse primario del sistema. No hay indicio de eclipses secundarios. La

¹Cristina Zurita Espinosa – czurita@iac.es

magnitud fuera del eclipse es aproximadamente constante, sin embargo, existe *centelleo*, el cual es indicativo de transferencia de masa y de gran actividad en el disco de acreción. De estas observaciones se utilizan los tres eclipses que se muestran en la figura 3.3.

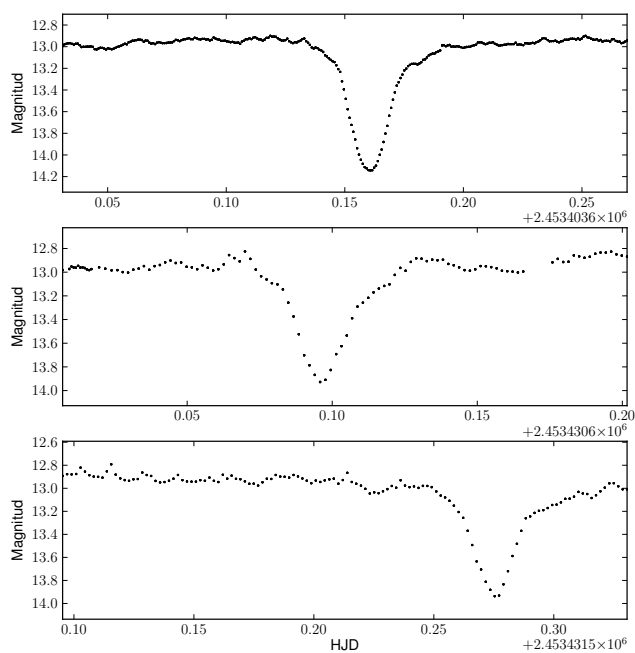


Figura 3.3: Fotometría de J0644 en el filtro R de Johnson de la temporada 2005. Datos de Sing et al. (2007)

3.3.2 Temporada 2008

Se realizó fotometría CCD diferencial en el telescopio de 1.5 m, utilizando la rueda de filtros $RUCA$ con el detector Thomson 2k. Se utilizó el filtro V de Johnson. Se pudieron cubrir ocho eclipses completos. Al igual que en las observaciones de Sing et al., no se observa un eclipse secundario; aún así, es apreciable el cambio de noche a noche en la amplitud del *centelleo*. Lo anterior es indicio de que las condiciones del disco de acreción cambian con gran rapidez. Se presenta la curva de luz de toda la temporada en la Figura 3.4, así como detalles de los ocho eclipses observados en la Figura 3.5.

3. OBSERVACIONES

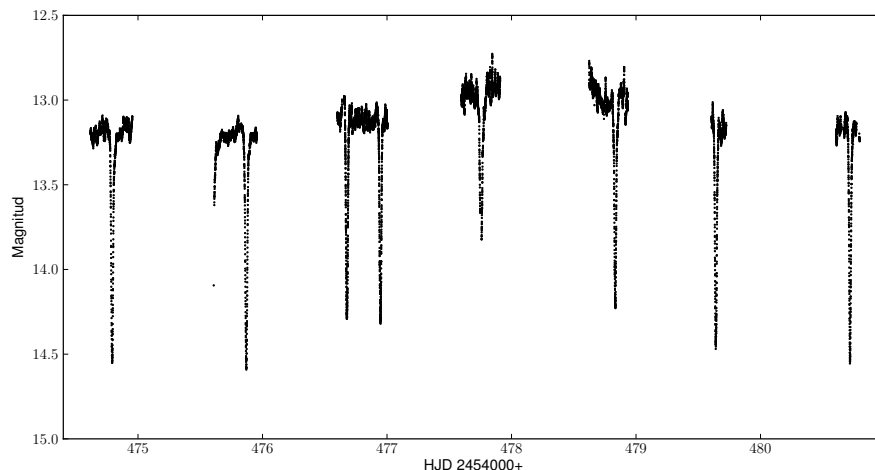


Figura 3.4: Fotometría en el filtro V de *Johnson* de la temporada 2008.

3.3.3 Temporada 2010

Uno de los objetivos de la temporada de 2010 era obtener más información sobre la estrella secundaria e intentar observar un eclipse secundario. Para obtener una mejor resolución temporal, conservando una señal a ruido aceptable, fue necesario observar sin filtro. De esa manera, se pudo reducir el tiempo de integración a 3 s. Se utilizó el detector CCD Thomson 2k, con binning de 3x3, con objeto de reducir el tiempo de lectura. Se presentan las curvas de luz en la Figura 3.6. La fotometría no muestra ninguna evidencia de eclipse secundario, sin embargo es notoria una pequeño aumento en el brillo en la tercer noche durante el eclipse.

3.3.4 Reducción

Los datos fueron reducidos de manera estándar con rutinas de IRAF al sustraer bias, corregir con campos planos y eliminar rayos cósmicos. La extracción de las curvas de luz se realizó con el paquete de fotometría de apertura *APPHOT* de IRAF. Esta paquetería se utiliza para realizar fotometría de apertura múltiple en campos poco y moderadamente poblados. El concepto de fotometría diferencial se basa en encontrar la diferencia entre flujo de energía del objeto respecto a varias estrellas de comparación que se encuentren en el mismo campo del CCD en el que se encuentra el objeto en una

secuencia temporal de exposiciones. Se espera que las estrellas de comparación mantengan el mismo flujo de energía constantes y se utilizan como referencia. Esta técnica permite obtener fotometría diferencial muy precisa, con errores entre 0.001 y 0.005 mag. Idealmente, al menos una de las estrellas de referencia es estándar (secundaria) de fotometría.

3. OBSERVACIONES

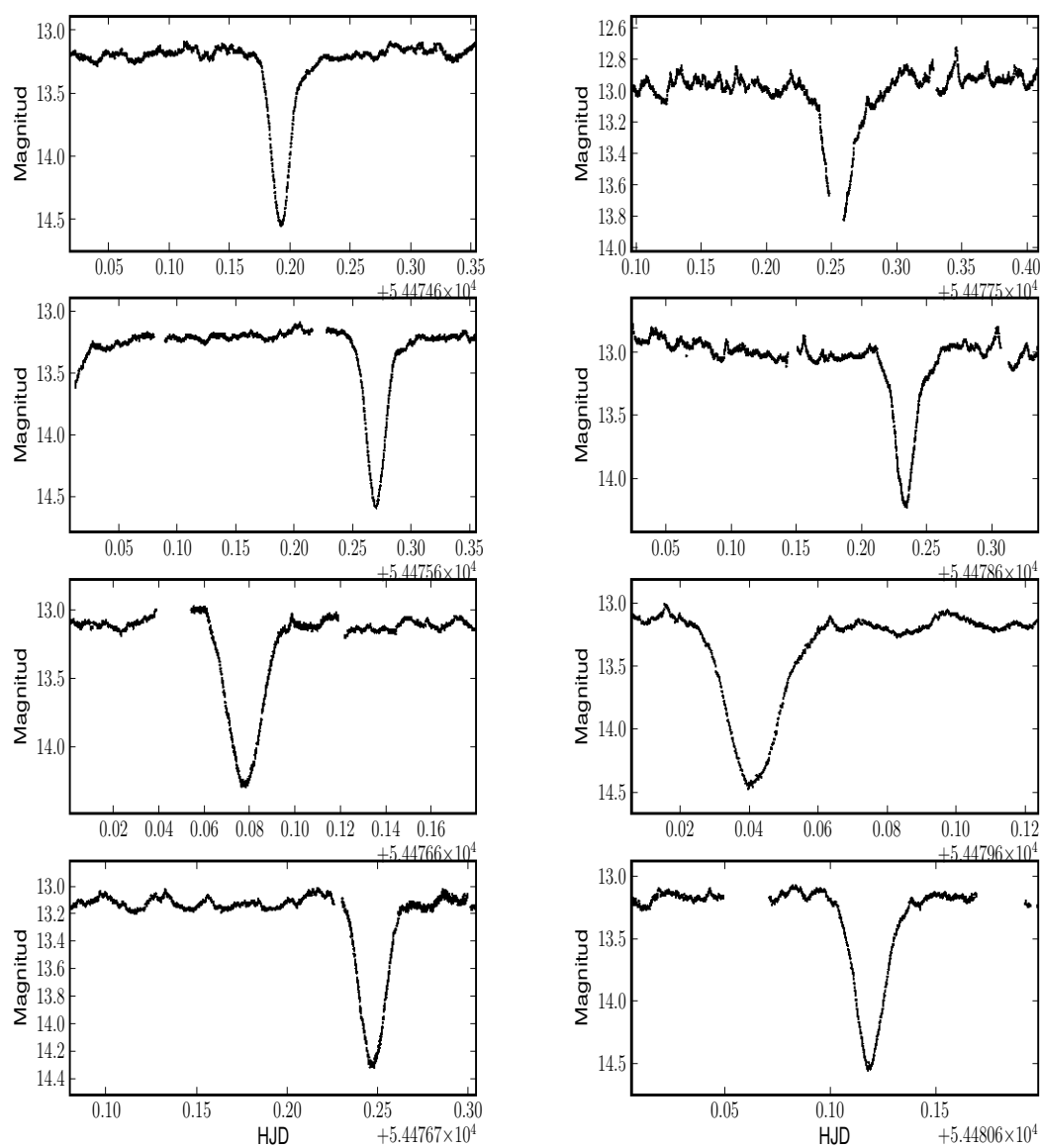


Figura 3.5: Curvas de luz alrededor de los ocho eclipses observados en el filtro V durante la temporada de 2008. Del lado izquierdo, de arriba a abajo los correspondientes a Ene 08, Ene 09 y Ene 10 (se observaron dos eclipses durante esta noche). Del lado derecho, también en orden descendente, Ene 11, Ene 12, Ene 13 y Ene 14.

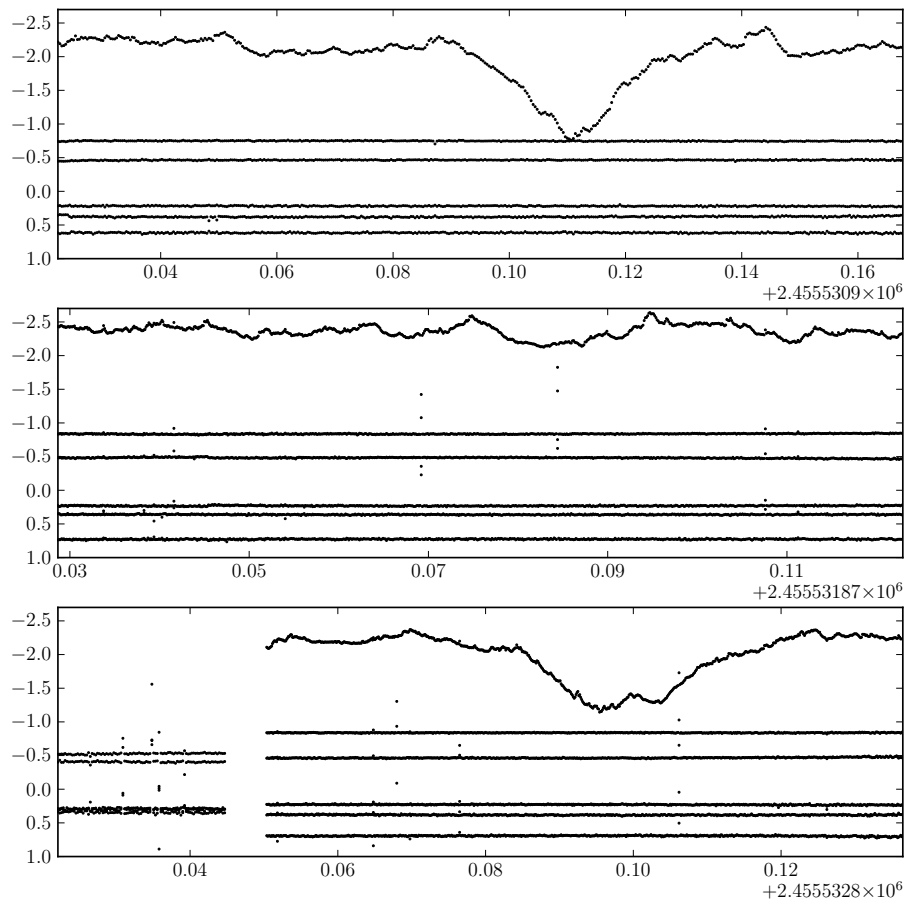


Figura 3.6: Fotometría diferencial, sin filtro. Temporada 2010.

3. OBSERVACIONES

Capítulo 4

Análisis

4.1 Efemérides

Se realizó un análisis de frecuencias con la fotometría diferencial para estudiar el período orbital fundamental de este sistema eclipsante. Se usaron dos paqueterías especializadas en este tipo de estudios, la suite de análisis periódicos *Vartools*¹ (Hartman et al. 2008) y *Period04*² (Lenz & Breger 2005). Se utilizaron los datos fotométricos de la temporada 2008, ya que cubren un mayor período de tiempo y se encuentran en un mismo filtro.

Se implementó el análisis de varianza, *AoV* (Schwarzenberg-Czerny 1989, Devor 2005) dentro de la suite *Vartools*. Este algoritmo envuelve la curva de luz en ocho *bins* en fase y selecciona el período que minimice la varianza de un polinomio de segundo orden. Se obtuvo el período más significativo al analizar el periodograma, donde los máximos de esta curva reflejan los períodos más probables. Del periodograma de la figura 4.1, se observa un máximo absoluto en el período $P_{AoV} = 0.26930557$, con una señal a ruido de $S/N = 168.58739$ y su estadística de ajuste fue $\Theta_{AoV} = 4620.96108$.

Period04 está basado en el algoritmo de la transformada discreta de Fourier. A través de método extrae la frecuencia más probable y se ajustan los datos a una serie

¹<http://www.cfa.harvard.edu/~jhartman/vartools>

²Desarrollado por P. Lenz & M. Breger, <http://www.univie.ac.at/tops/Period04>

4. ANÁLISIS

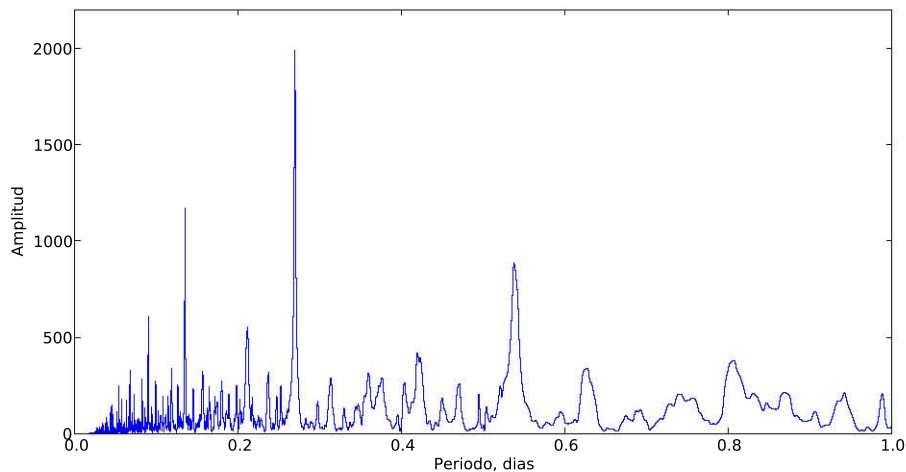


Figura 4.1: Periodograma AoV utilizando la fotometría de enero de 2008.

de Fourier, usando la ecuación 4.1, a través de un ajuste no lineal de mínimos cuadrados:

$$Z + \sum_1^i \sin(2\pi(\Omega_i t + \phi_i)) \quad (4.1)$$

donde Z es el punto cero de la serie, i el número de términos, Ω la frecuencia correspondiente a cada término, y ϕ el desplazamiento en fase.

Con los residuos entre cada ajuste, se extraen más frecuencias y se realiza el ajuste nuevamente, ahora con todos los términos de la serie disponible. De esta manera se itera hasta obtener el mejor ajuste de la curva de luz completa. Se utilizaron cinco términos (i.e. cinco frecuencias) en el ajuste final. De estas frecuencias, sólo una representa el eclipse del sistema binario. Las frecuencias restantes son ajustes a la variación de la curva de luz, fuera de eclipse, debida principalmente al *centelleo* del disco de acreción. Los períodos obtenidos para el eclipse primario por los distintos métodos se presentan en la tabla 4.1.

Debido a que el eclipse en este tipo de sistemas con un disco de acreción muy activo se debe principalmente a la ocultación del *punto caliente*, se esperan ligeras variaciones de ciclo a ciclo y, por lo tanto, incertidumbre en la determinación del período orbital.

Tabla 4.1: Período orbital del sistema J0644+3344

Período [días]	Error [días]	Fuente
0.2693743	$\pm 2 \times 10^{-7}$	Sing et al. (2007)
0.269305	$\pm 1 \times 10^{-5}$	<i>AoV, Vartools</i>
0.269306	$\pm 1 \times 10^{-5}$	Espectro de Fourier, <i>Period04</i>
0.26937446	$\pm 5 \times 10^{-8}$	Ajuste lineal de toda la fotometría

La actividad del disco de acreción en este sistema es muy notable en los tomogramas doppler, que se explicarán a detalle en la sección 5. Los períodos obtenidos con ambas rutinas (tabla 4.1) carecen de la precisión obtenida por lo reportado en Sing et al. (2007) donde su mejor muestreo fotométrico (sus observaciones abarcan de febrero de 2005 a octubre de 2006) permitió determinar con un error menor el período orbital. Por consiguiente, se utilizaron todos los datos fotométricos disponibles, las temporadas 2008 y 2010, así como datos del artículo de Sing et al. en el filtro R de *Johnson*, para mejorar y actualizar las efemérides. Se supuso que la diferencia de los eclipse en el filtro V y R es despreciable. Para cada eclipse, se ajustó un perfil gaussiano y se obtuvo el mínimo de cada uno de ellos para determinar el tiempo a medio eclipse. Se utilizó como punto de inicio, el período obtenido por Sing et al. y el día juliano de uno de los eclipses mejor resueltos de la temporada 2008 para el ajuste de mínimos cuadrados. A continuación se presentan las efemérides actualizadas para el sistema J0644+3344, donde se consideró fase 0.0 a la conjunción primaria de la estrella secundaria, por lo que el eclipse de la estrella primaria (tiempo a medio eclipse) ocurre en:

$$T_{medio\ eclipse} = 2454474.7927 + (0.26937446) \times E \quad [HJD] \quad (4.2)$$

los errores de estas cantidades son: ± 0.0003 días para T_0 y $\pm 5 \times 10^{-8}$ días para P_{orb} .

Se contruyó un diagrama observado-calculado (O-C), que se muestra en la figura 4.2, donde se calcula la diferencia entre el tiempo en que ocurrió el eclipse y el que predicen las efemérides de este trabajo. Las desviaciones entre cada eclipse permanecen por abajo del minuto de diferencia.

Al analizar la figura 3.4 de la sección 3.3.2 se observa un incremento en el flujo de ~ 0.5 mag alrededor del día HJD 2454478, que corresponde a la noche 5 y 6 de

4. ANÁLISIS

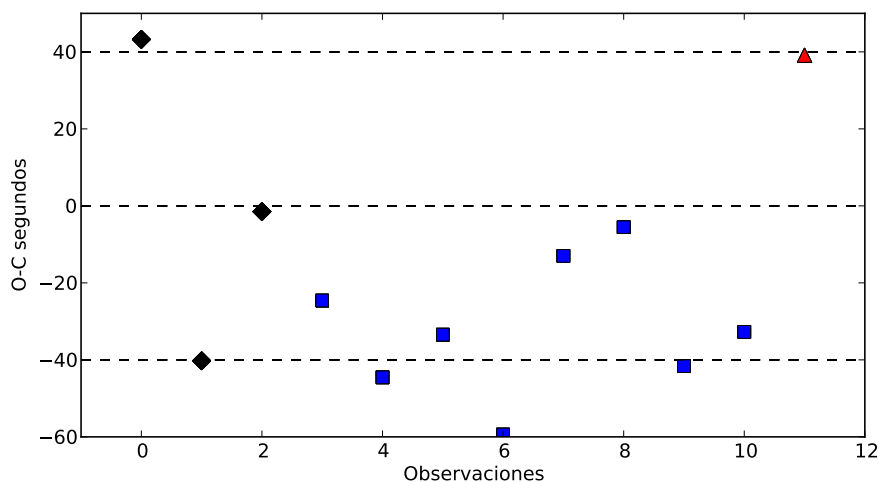


Figura 4.2: El diagrama O-C con las efemérides de este trabajo con todos los datos utilizados: Observaciones de Sing et al. (rombos), Temporada 2008 (cuadrados) y Temporada 2010 (triángulos)

nuestra temporada de 2008. Este pequeño destello es apreciable en el contraste de los tomogramas normalizados en la sección 5. Aunque no es una señal muy prominente en el periodograma AoV, se encontró una frecuencia en el análisis de Fourier. Se estimó este período de alrededor 6.13 ± 0.04 días. Los datos no son suficientes para validar si en efecto es una emisión periódica del sistema, ya que sólo se tienen los datos de un ciclo completo. Sing et al. reporta un brillo constante del sistema fuera de eclipse, por lo que se requerirían observaciones a diferentes épocas para verificar esta modulación y comprobar si fue un mini-estallido o es una condición sistémica del objeto.

4.2 Parámetros orbitales de la estrella primaria

Se determinó la semiamplitud de la velocidad radial de la estrella primaria utilizando la línea en emisión de $H\alpha$. Se empleó la técnica estándar de ajuste de doble Gaussianas y se analizó utilizando un diagrama de diagnóstico (Shafter et al. 1986). Todos los espectros fueron corregidos heliocéntricamente (HJD, de *heliocentric Julian date*), tomando como referencia el tiempo a media exposición. Se utilizó la rutina *convrv* del paquete de análisis de velocidades radiales de *IRAF* llamado *rvsao*. Esta rutina

4.2 Parámetros orbitales de la estrella primaria

fue modificada por J. Thorstensen (2008, comunicación privada) para el ajuste de dos gaussianas simultáneas a una línea de emisión. El ajuste se realizó con dos grados de libertad, el ancho de las gaussianas, α , y la separación entre ellas, ω . De esta manera obtenemos una velocidad radial para cada espectro y podemos ajustar una función a este movimiento.

Para poder restringir los parámetros orbitales utilizamos el $\sigma(K) \text{ K}^{-1}$ que es una medida sensible de la desviación de las alas de la línea cuando se comparan con el ruido del continuo. Para cada configuración en el espacio de parámetros de ancho y separación de gaussianas se realizó un ajuste no lineal de mínimos cuadrados (Algoritmo Levenberg-Marquardt A) utilizando la rutina *MPCURVEFIT* escrita para *IDL*¹ por Markwardt (2009). Se asumió una órbita circular, ya que es una buena aproximación para este tipo de binarias tan cercanas. La función a ajustar es:

$$V(t) = \gamma + K_{em} \sin \left[\frac{2\pi(t - HJD_0)}{P_{orb}} \right] \quad (4.3)$$

donde $V(t)$ es la velocidad observada de la línea, γ es la velocidad sistémica, K_{em} es la semi amplitud de la velocidad radial de la línea de emisión, HJD_0 es la fecha heliocéntrica Juliana de la conjunción inferior de la secundaria y P_{orb} el período orbital. El período orbital se mantuvo constante durante los ajustes debido a la gran precisión obtenida en el análisis de las efemérides. Con la finalidad de determinar los mejores parámetros para el ajuste de las líneas de emisión, se evaluó el ancho de las gaussianas, dejando como parámetro libre la separación entre ellas. En la figura 4.3 se muestran tres anchos, $\alpha = 90, 118$ y 180 pixels (que representan el límite inferior, mejor ajuste y límite superior, respectivamente) y se evaluó para un gran rango de ω , de 20 a 50 pix. Fuera de este rango, no se encontró solución al ajuste de los perfiles gaussianos. El ancho de la curva gaussiana con la menor desviación fue $\omega = 38$ pix, donde el parámetro $\sigma(K) \text{ K}^{-1}$ se mantiene prácticamente constante para distintos anchos. Una vez encontrado el ancho ideal, se dejó como parámetro libre la separación α , en un rango de $\alpha = 114 - 160$ pix. La mejor solución se encontró en $\sigma(K) \text{ K}^{-1} = 0.1872$, el cual determina los parámetros orbitales de la estrella primaria, en $H\alpha$. El mismo método se utilizó para la línea de emisión de $H\beta$ y He II 4686.

¹Interactive Data Language, ITT Visual Information Solutions

4. ANÁLISIS

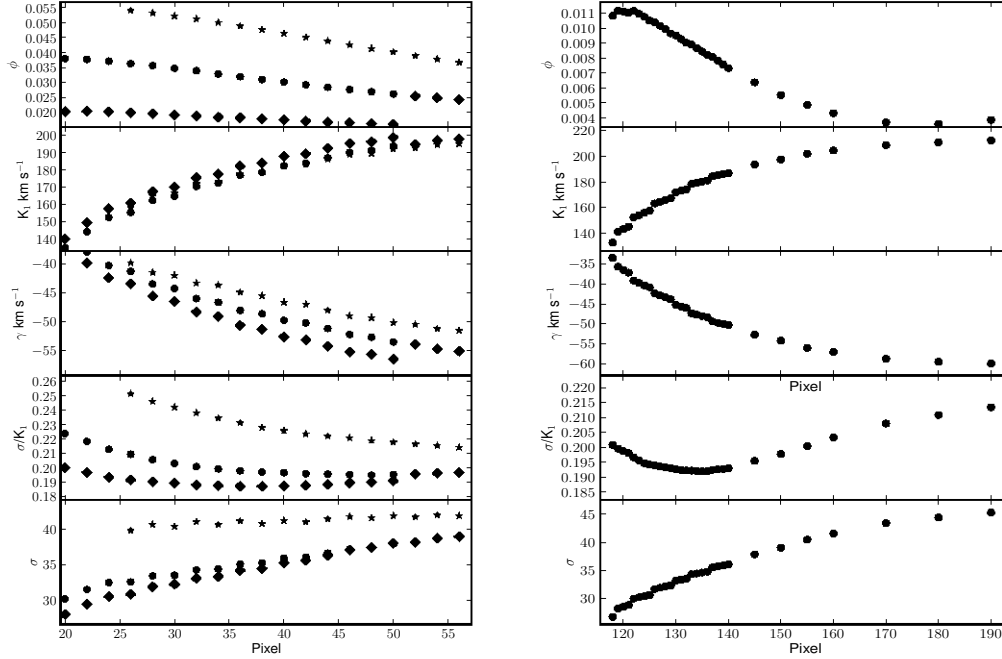


Figura 4.3: Diagrama de Diagnóstico para evaluar los parámetros orbitales de la línea $H\beta$, en función de los parámetros de ajuste de las funciones gaussianas. El ancho de la gaussiana w , (*panel izquierdo*) se evalúa en función de $\alpha = 90$ (círculos), 121 (diamantes) y 180 pix (*estrellas*). Los diamantes corresponden a la mejor solución, a una separación $a = 121$ pix. La separación de la gaussiana (*panel derecho*) muestra la separación de gaussianas w y se encuentra un claro mínimo en σK_1^{-1} , que corresponde a la mejor solución.

El ajuste de $H\beta$ se realizó de manera análoga al procedimiento anterior. Se realizó el diagrama de diagnóstico para evaluar el ancho de las Gaussianas y se observó que existía un rango de ω , más pequeño que en $H\alpha$, de soluciones. El parámetro $\sigma(K) K^{-1}$ permanece relativamente constante durante todas estas soluciones 4.5 (*panel izquierdo*) por lo que se decidió utilizar la curva más angosta, con un $\omega = 38$. Al realizar el diagrama con este último ancho, es claro que se encuentra un mínimo en $\sigma(K) K^{-1} = 0.318$, correspondiente a la mejor solución.

Aunque se sabe que la aplicación del método de la doble Gaussiana puede dar errores debido a la incertidumbre de la emisión por posibles anisotropías generadas en el disco. Los valores encontrados de K_{em} son consistentes con lo publicado por Sing et al., aunque no se presentan explícitamente los parámetros del ajuste de las líneas de

4.2 Parámetros orbitales de la estrella primaria

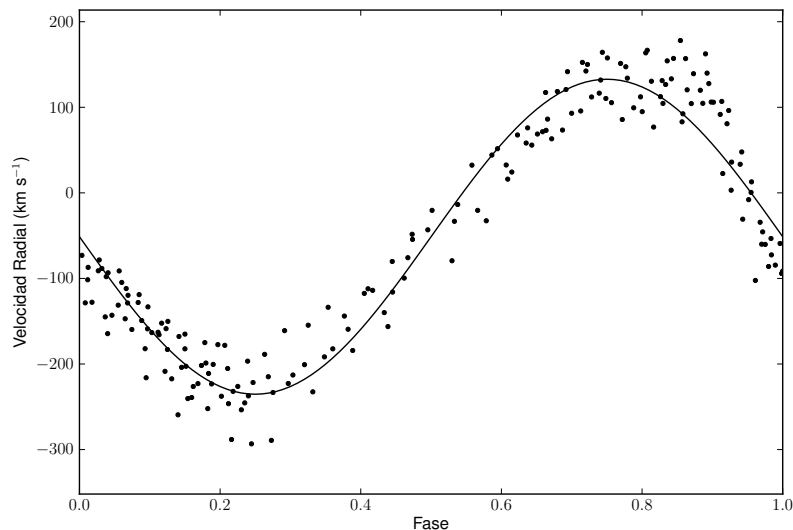


Figura 4.4: Curva de velocidad radial de la línea de emisión de $H\alpha$. Los puntos representan las observaciones, la línea continua es el mejor ajuste a los datos.

Tabla 4.2: Resultados del cálculo de la semiamplitud de la estrella primaria.

Línea Å	Semiamplitud km s^{-1}	γ km s^{-1}	$\phi - \phi_{\text{tot}}$
$H\alpha$ 6563	186.8 ± 3.9	-51.2 ± 2.6	0.0468 ± 0.006
$H\beta$ 4861	157.3 ± 5.1	-40.7 ± 3.9	-0.038 ± 0.005
He II 4686	123.19 ± 6.6	-249.2 ± 5.0	-0.0017 ± 0.003

4. ANÁLISIS

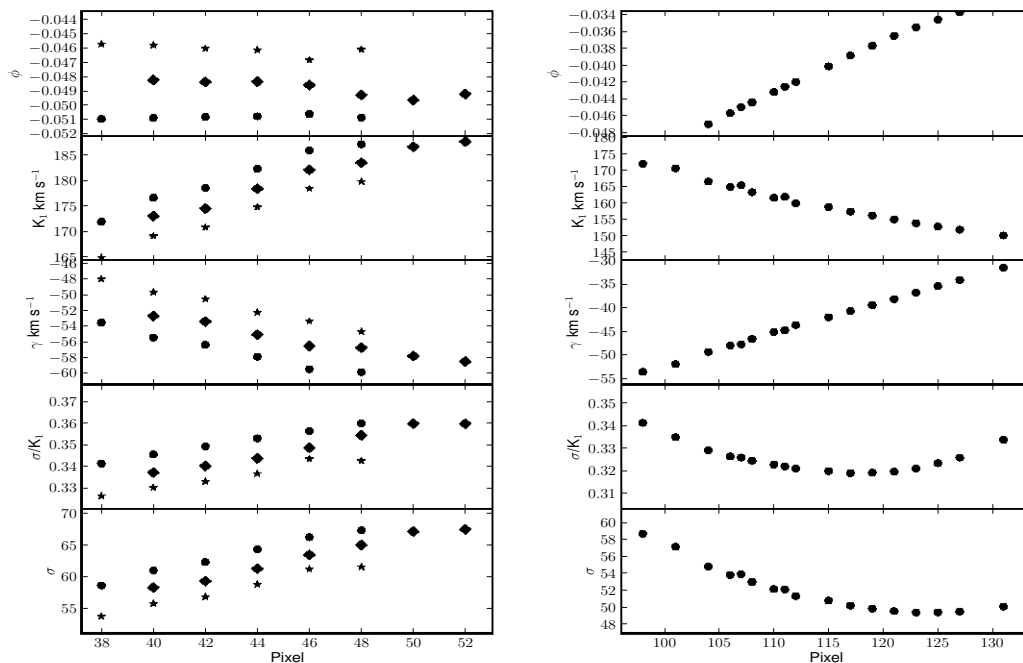


Figura 4.5: Diagrama de Diagnóstico para evaluar los parámetros orbitales de la línea $H\beta$, en función de los parámetros de ajuste de las funciones gaussianas. El ancho de la gaussiana w , (*panel izquierdo*) se evalúa en función de $\alpha = 98$ (*círculos*), 102 (*diamantes*) y 106 pix (*estrellas*). Para valores fuera de los escogidos, el ajuste no encontró una solución satisfactoria. La separación de la gaussiana (*panel derecho*) muestra la separación de gaussianas w y se encuentra un claro mínimo en σK_1^{-1} , que corresponde a la mejor solución.

Balmer. Se puede observar que la velocidad sistémica γ es similar entre ambos ajustes de H, lo cual puede indicar que se está originando en la misma zona de emisión. Estos resultados son consistentes con la tomografía Doppler presentados en el capítulo siguiente, donde ambas emisiones de $H\alpha$ y $H\beta$ presentan maximos en lugares similares del tomogramas. La γ para He II así como su semiamplitud difieren notablemente de lo publicado por Sing et al. Los parámetros orbitales obtenidos del ajuste de cada línea se presentan en la tabla 4.2.

4.2 Parámetros orbitales de la estrella primaria

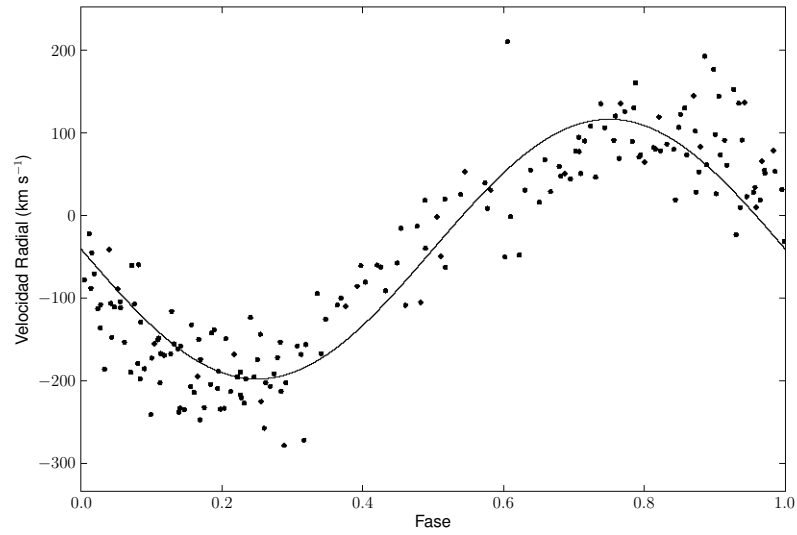


Figura 4.6: Curva de velocidad radial de la línea de emisión de $H\beta$. Los puntos representan las observaciones, la línea continua es el mejor ajuste a los datos.

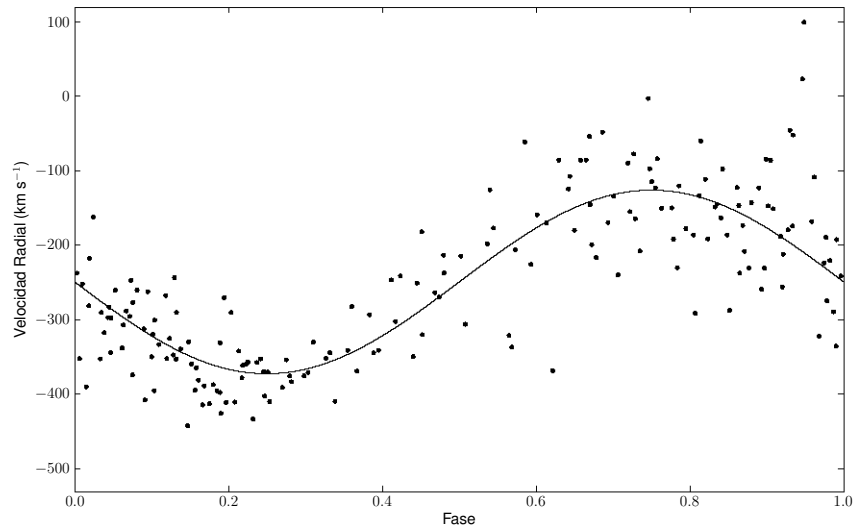


Figura 4.7: Curva de velocidad radial de la línea de emisión de He II 4686. Los puntos representan las observaciones, la línea continua es el mejor ajuste a los datos.

4. ANÁLISIS

4.3 Parámetros orbitales de la estrella secundaria

Una una primera observación de los espectros, las líneas de metales son poco identificables, incluso en espectros cosumados. Se requirió utilizar distintas técnicas indirectas para obtener información de la estrella secundaria.

4.3.1 Tipo Espectral

Tras una primera aproximación para determinar el tipo espectral de la estrella secundaria fue analizar las observaciones hechas por el 2MASS, donde reportan las magnitudes observadas en las bandas HJK_s , presentadas en la tabla 2.1. Knigge (2006) encontró una relación semi-empírica período orbital-tipo espectral (TSp), $P_{orb} - TSp$. En esta figura 4.8 aunque la dispersión es muy alta para períodos grandes, en nuestro caso $P_{orb} = 6.464987$ hr, los tipos espectrales en este rango están cercanos a tipos K tempranas. Este resultado es consistente con lo encontrado por Sing et al. (2007).

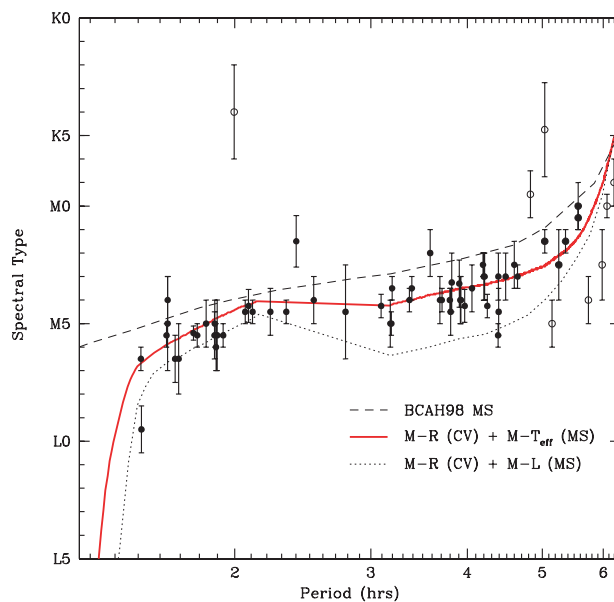


Figura 4.8: Relación semi-empírica Período Orbital – Tipo Espectral para CVs. Imagen tomada del artículo de Knigge 2006(16).

4.3.2 Absorción de líneas metálicas

En el artículo de Sing et al (2007), se realizó un ajuste del continuo entre H α y H β para determinar la velocidad radial de la estrella secundaria. Consistió en realizar una correlación entre los espectros a diferentes fases orbitales y una plantilla formada por 14 espectros de estrellas estándar del rango K0-K7. Se ajustó una curva sinusoidal (ecuación 4.3) a los datos de la correlación y encontraron un buen ajuste, sólo durante las fases -0.2 a 0.4, ya que la estrella primaria se encuentra oculta. Fuera de estas fases, el ajuste se desvía notablemente.

Para encontrar un resultado independiente de alguna muestra seleccionada, en este trabajo se utilizó la técnica del *cofaseo* implementada por Echevarría et al. (2007). Esta técnica se basa en encontrar la velocidad radial, $V(t)_{abs}$, que maximice la absorción de alguna línea. Se dejaron fijos los valores de P_{orb} y HJD_0 , que fueron encontrados en la sección 4.1. La velocidad sistémica γ se fija en cero y se obtiene posteriormente. La ecuación utilizada es:

$$V(t)_{abs} = K_{abs} \sin \left[\frac{2\pi (t - HJD_0)}{P_{orb}} \right] \quad (4.4)$$

Para cada espectro se calculó la velocidad correspondiente de la estrella secundaria a dicha fase utilizando la ecuación 4.4, fijando una velocidad radial K_{abs} , así como la velocidad sistémica, γ . Posteriormente, se corrió radialmente cada espectro con la rutina de IRAF, *dopcor*. Una vez corregidas, se cosumaron todos los espectros, habiendo normalizado el continuo con la función *continuum* para facilitar el ajuste. La idea de esta cosuma es mejorar la señal a ruido de los espectros para detectar estos cambios en líneas muy débiles, por ejemplo las líneas de FeI 4918 Å y 4469 Å, utilizadas en esta tesis. Para encontrar la mejor solución, se iteró este proceso de cosumas de espectros para diferentes velocidades radiales, K_{abs} . Habiendo inspeccionado los espectros de estrellas del tipo espectral K, se seleccionaron líneas en absorción sencillas que estuvieran presentes de igual manera en los espectros de J0644. Para determinar que K_{abs} presentaba la mayor absorción se ajustó un perfil gaussiano a cada uno de ellas y se midió la profundidad de la línea, como se muestra en la figura 4.9. Se graficó la relación entre K_{abs} contra profundidad de la línea. En las figuras 4.10 y 4.11, se observa que al acercarse la curva a la solución, ésta oscila. Este comportamiento también fue observado

4. ANÁLISIS

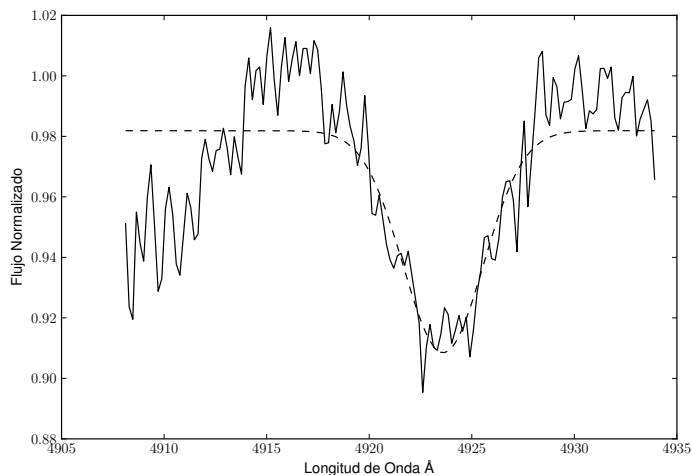


Figura 4.9: Ajuste de un perfil Gaussiano sobre el mínimo de la absorción de la estrella secundaria en la línea FeI 4918 Å. Se presenta el espectro cosumado al sistema de referencia de la enana roja (*línea continua*) y el ajuste (*línea discontinua*) en la mejor solución a $K_{abs} = 205 \text{ km s}^{-1}$.

por Echevarría et al. (2007) en sus espectros artificiales de U Gem con líneas de NaI. La mejor solución se observa en el mínimo de esta curva que, en principio, representa la velocidad real de la absorción originadas en la atmósfera de la estrella secundaria. Los resultados se resumen en la tabla 4.3.

Tabla 4.3: Semiamplitud de la Estrella Secundaria a través del método de cofaseo.

Línea Å	Semiamplitud km s^{-1}
FeI 4918	205
FeI 4469	201

Uno de los problemas de este método es la selección del continuo sobre el que se mide la profundidad de la absorción. El *centelleo* del disco de acreción impide un ajuste certero de la línea de referencia, incluso en espectros cosumados donde la señal a ruido es muy grande. Aún con esta desventaja, la solución es consistente con lo obtenido por Sing et al. (2007).

4.3 Parámetros orbitales de la estrella secundaria

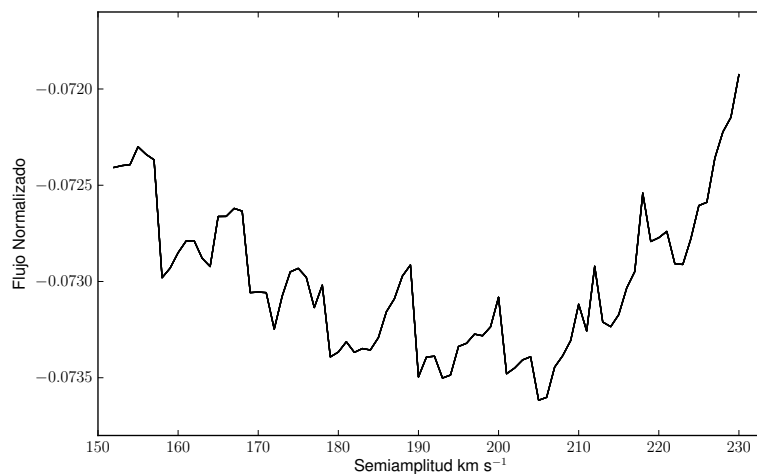


Figura 4.10: Máxima absorción de la línea de Fe I 4918 Å como función de K_{abs} .

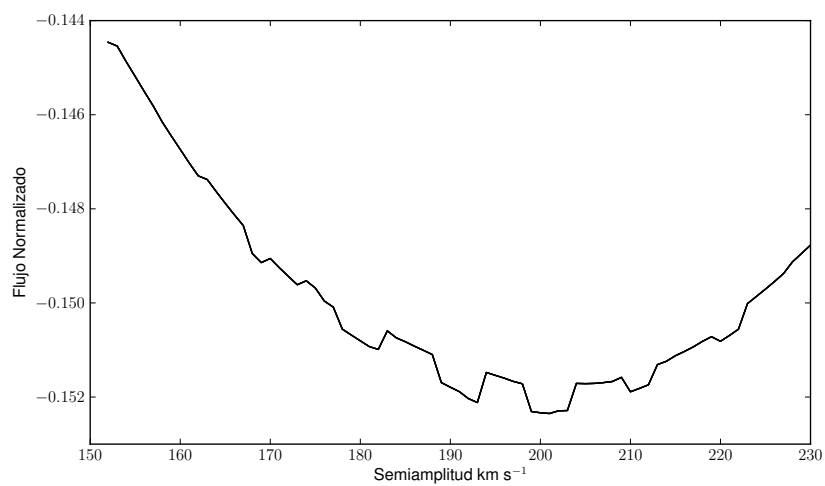


Figura 4.11: Máxima absorción de la línea de Fe I 4469 Å como función de K_{abs} .

4. ANÁLISIS

4.4 Distancia

Uno de los parámetros más complicados de encontrar en la astrofísica en general, es la distancia a los objetos. En el caso de las CVs, se conocen muy pocos sistemas con paralajes trigonométricos precisos. Uno de los métodos indirectos más utilizados es el de Bailey (1981), refinado por Knigge (2006). Dicho método se utiliza para encontrar un límite inferior a esta distancia, utilizando mediciones en una sólo época en la banda K_{CIT} ¹:

$$\log d_{lim} = \frac{K_{CIT} - M_{K,2}(P_{orb}) + 5}{5} \quad (4.5)$$

donde $M_{K,2}$ es la magnitud absoluta en la banda K_{CIT} de la estrella secundaria, ésta es función del período orbital. Esta ecuación se basa en la suposición que el sistema emite principalmente en esta banda dominado por la estrella secundaria, sin embargo, el disco de acreción también emite en esta región (en especial este sistema cuyo disco de acreción es muy activo). $M_{K,2}$ puede ser interpolada de las gráficas de Knigge (2006) para la banda K . Tomando un valor aproximado se realiza una interpolación lineal entre los puntos observacionales con los que ajusta la curva. Obtenemos un valor para $M_{K,2} = 2.33$, con lo que la distancia resulta $d_{lim} = 878$ pc. Los errores en estas distancias, a través de este método son correctos con un factor de 1.68 en la banda K , sin embargo, este resultado es un subestimado, ya que el disco de acreción contamina mucho la emisión de la estrella secundaria, haciendo más brillante al objeto de lo que en realidad es.

Un método más confiable para establecer la distancia a J0644 es a través del flujo en el UV, obtenida con la misión GALEX (Martin et al. 2005). Se encontró identificada con el nombre GALEX J064434.4+334455 con un flujo en la banda $F_{FUV} = 6249.9917 \pm 61.72102 \mu\text{Jy}$ y en $F_{NUV} = 7159.206 \pm 42.19167 \mu\text{Jy}$, donde cada banda esta centrada² en $\lambda_{FUV} = 1516 \text{ \AA}$ y $\lambda_{NUV} = 2267 \text{ \AA}$ con anchos respectivos de 268 y 732 \AA . Una de las posibles explicaciones para la emisión de J0644 es el dominio del disco de acreción ópticamente grueso en su parte más interna. Se puede encontrar un límite inferior a

¹La magnitud K_s del 2MASS, fue transformada al sistema CIT (Elias et al. 1982) en la que se encuentra calibrado el artículo de Knigge. Las transformaciones proporcionadas por el catálogo 2MASS se encuentran en <http://www.astro.caltech.edu/jmc/2mass/v3/transformations/>

²Longitudes de onda efectivas para cada banda, tomadas de: http://galexgi.gsfc.nasa.gov/docs/galex/Documents/ERO_data_description2.htm

esta distancia si se parte del supuesto que la emisión se confina al radio externo de la EB o en la parte más interna del disco. Se utilizó el F_{FUV} ya que se supone que a longitudes de onda más cortas el flujo será más representativo de la EB. Sing et al. (2007) extrajeron un espectro consistente a un cuerpo negro de $\sim 25\,000$ K. Si se utiliza el radio de la EB de la sección 4.5, donde $R_{EB} = 0.35 R_{\odot}$, se puede calcular la distancia al objeto a través de la siguiente ecuación:

$$d_{lim} = \sqrt{\frac{R_1^2 I(\nu, T)}{F_{FUV}}} \quad (4.6)$$

donde R_1 es el radio de la estrella primaria, $I(\nu, T)$ es el flujo que emite un cuerpo negro a una temperatura, T , dada a cierta frecuencia, ν (esta frecuencia se relaciona con λ a través de $\lambda\nu = c$, donde $c = 2.9979 \times 10^{10}$ cm s $^{-1}$ es la velocidad de la luz en el vacío), dada por la ecuación de Planck:

$$I(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\frac{h\nu}{kT} - 1} \quad (4.7)$$

donde $h = 6.62607 \times 10^{-27}$ erg s, es la constante de Planck; $k = 1.38065 \times 10^{-16}$ erg K^{-1} es la constante de Boltzmann. El flujo de cuerpo negro, fue enrojecido de acuerdo a los mapas de polvo en el infrarrojo tomados en $100 \mu\text{m}$ por Schlagel et al. (1998), con un índice de enrojecimiento $E_{B-V} = 0.121$ mag. De las ecuaciones 4.6 y 4.7, se obtiene una distancia de ~ 1800 pc. Esta distancia, al igual que el resultado anterior, resulta una estimación solamente ya que parte del flujo en el UV (incluso es posible que domine) es emitido por el disco de acreción y/o el *punto caliente*. Se necesitaría realizar un estudio de la contribución de cada uno de los componentes a la emisión del sistema en su conjunto, similar al estudio de Aviles et al. (2010), para determinar con mayor precisión la temperatura efectiva de la EB, y por ende, su distancia.

4. ANÁLISIS

4.5 Parámetros básicos del sistema

Asumiendo los valores encontrados en las secciones anteriores para las velocidades radiales de ambas estrellas, se pueden determinar las masas de ambos componentes donde la semiamplitud de la estrella primaria es: $K_{H\alpha} = K_1 = 186.6 \pm 3.9 \text{ km s}^{-1}$ y para la estrella secundaria, $K_{FeI} = K_2 = 205 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$. Haciendo uso de las ecuaciones de la sección 2.1, se obtiene:

$$M_1 \sin^3 i = 0.872 M_{\odot}$$

$$M_2 \sin^3 i = 0.793 M_{\odot}$$

$$a \sin i = 2.13 R_{\odot}$$

Considerando un ángulo de inclinación mínimo, $i > 76^{\circ}$, se obtiene restricciones para las masas de ambas estrellas:

$$0.872 < M_1 < 0.954 M_{\odot}$$

$$0.793 < M_2 < 0.868 M_{\odot}$$

$$2.07 < a < 2.13 R_{\odot}$$

Capítulo 5

Tomografía Doppler

5.1 Calibración Fotométrica

Para construir tomogramas Doppler más precisos es necesario calibrar los espectros por fotometría. Debido a errores en el guiado del telescopio y que la estrella se pueda salir de la rendija, se esperan variaciones aleatorias en el flujo recibido por el espectrógrafo. Para contrarrestar estos efectos se corrigió el flujo espectroscópico ajustando las variaciones temporales entre espectros consecutivos, empatándolos con la fotometría. Dado que la resolución temporal de la fotometría es muy alta (cada 6 s), se hizo un promedio sobre todos los datos disponibles de la fotometría que correspondieran a una sola exposición espectroscópica, así se obtuvo una curva de luz fotométrica promedio, m_V . Para poder comparar el flujo fotométrico con la espectroscopía, se obtuvo una curva de luz espectroscópica promedio, en la que se extrajo del espectro el flujo equivalente al filtro V de *Johnson*, centrado a 5380 Å con un ancho de 98 Å y se sumaron todas las cuentas y se encontró un flujo integrado y convertido a magnitud por la ecuación 5.1:

$$m_{spec} = -2.5 \log(C) + K \quad (5.1)$$

donde m_{spec} es la magnitud espectroscópica, C es el flujo en cuentas del *CCD* integrado del espectro en el filtro deseado y K es una constante arbitraria.

La calibración se hizo cada noche individualmente. Se tomó un punto arbitrario, por lo general a la mitad de la observación y fuera de eclipse. A este punto se le denominó $m_{V,0}$ y $m_{spec,0}$ para la curva fotométrica y espectroscópica, respectivamente. Se midió el flujo relativo entre $m_{spec,0}$ y cada punto de la curva espectroscópica y análogamente en la

5. TOMOGRAFÍA DOPPLER

curva fotométrica. La diferencia de flujo entre cada punto de la curva espectroscópica es forzada para que sea la misma de la curva fotométrica. La diferencia entre ambos flujos define un factor de corrección por pérdidas, f , determinado para cada espectro, a través de la expresión:

$$\log(f) = -0.4 [(m_{spec,0} - m_{spec}) - (m_{V,0} - m_V)] \quad (5.2)$$

donde $m_{V,0}$ es el mismo punto de referencia en la curva fotométrica promedio.

El factor f se aplica a todo el rango del espectro. Se realizó un estudio de la CV prototipo, U Gem, (Echevarría et al., *en preparación*) utilizando la misma técnica en otros filtros (principalmente la diferencia en el factor utilizando el filtro V e I de Johnson) y se observó que el factor f no difiere notablemente entre cada filtro.

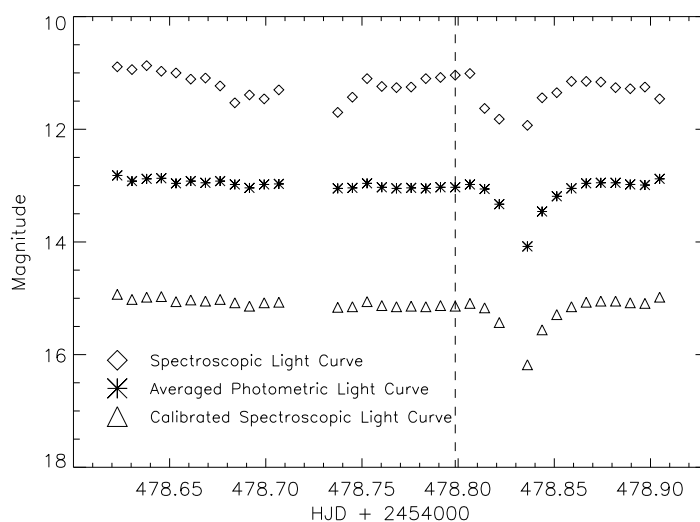


Figura 5.1: Calibración de espectros a través de fotometría para compensar errores en el guiado y en el centrado de la rendija. Se presenta la calibración realizada para la noche 6 donde se muestra la curva espectroscópica (*rombo*), la curva fotométrica promedio (*estrella*) y la curva espectroscópica calibrada (*triángulo*). La línea punteada representa m_0 .

5.2 Análisis

La tomografía doppler fue realizada con la rutina en *IDL* desarrollada por Spruit (1998) basada en el método de máxima entropía¹. Los tomogramas fueron hechos para las 7 noches de la temporada 2008, en los que se contaba con calibración fotométrica. Se descartaron aquellos espectros cuya fase orbital se encontrara durante el eclipse, es decir durante las fases 0.85 - 0.15. La rutina, de manera estándar, selecciona el máximo de flujo del tomograma como punto de corte para graficar y asignar un código de color. Cuando se estudia el cambio temporal, es importante que los cambios de tomograma en tomograma sean reales y no un simple problema de contraste que lleve a interpretaciones erróneas. Para corregir esto, se consideraron la cantidad de espectros que contribuyen a cada tomograma y se normalizó respecto a esto, de tal manera se obtiene un tomograma promedio del flujo y es posible realizar un estudio comparativo de noche a noche del comportamiento del sistema. Para la construcción de los tomogramas, se adoptó una $\gamma = -7.1 \text{ km s}^{-1}$, resultado publicado por Sing et al.

Las marcas en los tomogramas representan: La cruz localizada en $(V_x, V_y) = (0, 0)$ km s^{-1} representa el centro de masa del sistema, la cruz en $(V_x, V_y) = (0, -K_1)$ km s^{-1} , la velocidad de la WD, la estrella secundaria se encuentra en $(V_x, V_y) = (0, K_2)$ km s^{-1} , así como su lóbulo de Roche. Se emplearon los parámetros utilizados en la sección 4.5 para reconstruir los tomogramas así como mostrar las velocidades de ambas estrellas. La trayectoria calculada del flujo de gas (éste sale por el punto Lagrangiano L_1) y la velocidad Kepleriana del disco a lo largo del flujo de gas se muestran como las curvas inferiores y superiores, respectivamente. La velocidad Kepleriana, v_d se calcula a través de la expresión (North et al. 2001), se expresa como función de la separación de la binaria:

$$v_d = \sqrt{K_2(K_2 + K_1)} \left(\frac{a}{r_d} \right)^{1/2} \quad (5.3)$$

donde r_d es el radio del disco.

Se realizaron tomogramas promedio, figuras 5.2, 5.3 y 5.4, con los datos de toda la temporada de 2008. Éstos permiten compararlos con tomogramas ya publicados de objetos similares así como observar globalmente el comportamiento del objeto. La

¹Rutina de tomografía Doppler: <http://www.mpa-garching.mpg.de/~henk/pub/dopmap/>

5. TOMOGRAFÍA DOPPLER

tomografía no revela emisión de la estrella secundaria, del chorro de material o de un punto caliente. La emisión de mayor intensidad se localizó en $(-V_x, -V_y) \sim (200, -300)$ km s⁻¹ en las líneas de Balmer y se encuentra extendida por el tomograma hasta velocidades $(-V_x, -V_y) \sim (-200, -300)$ km s⁻¹. La emisión en H β del tomograma 5.3 comparte similitudes a lo presentado en sistemas como BT Mon, LX Ser y DW UMa, que han sido confirmados como SW Sex (Kaitchuck et al. 1994). Esta emisión es una característica de sistemas NL del tipo SW Sex (Warner 2003).

Los sistemas SW Sex no presentan anillos de emisión en el espacio de velocidades característico de un disco de acreción Kepleriano, como se observa en 5.3. En los tomogramas hechos para cada ciclo orbital se encontró ligera evidencia de un anillo en H β cercano a ~ 400 km s⁻¹, figura 5.5. Este anillo no es completo y solo se observa en la noche 3 y 6. Éste parece ser opacado por otra fuente de emisión en diferentes noches. Los cambios radicales de los tomogramas de noche a noche indican una posible emisión anisotrópica del disco. La idea de un disco no simétrico y el cual emite anisotrópicamente es consistente con la diversidad de velocidades sistémicas para diferentes líneas de emisión encontradas en este trabajo, así como los resultados de Sing et al. (2007). Este comportamiento del disco ha sido observado en DN como WZ Sge (Mason et al. 2000). En un artículo reciente de Neustroev et al. (2011), sobre el estudio de estrellas SW Sex y UX UMa, encuentran este tipo de distribución en el disco de acreción principalmente en líneas de HeI.

La emisión de la línea de alta ionización de He II 4686 es una característica constante en todos los tomogramas, tanto en J0644 como en otros objetos del tipo SW Sex. Ésta se origina en la velocidad de la estrella primaria, en $(-V_x, -V_y) \sim (0, -200)$ km s⁻¹. Esto implica una zona cercana a la EB muy caliente que viaja con la velocidad de la estrella primaria.

Una de las características observadas anteriormente del sistema era su variabilidad en las líneas de emisión en escalas de tiempo similares al período orbital. Esta técnica de tomografía Doppler hace aún más evidente estas modulaciones. Es claro que la emisión prominente varía tanto en intensidad como de posición dentro del mismo sistema en escalas de tiempo similares al período orbital, características ya identificadas por Sing

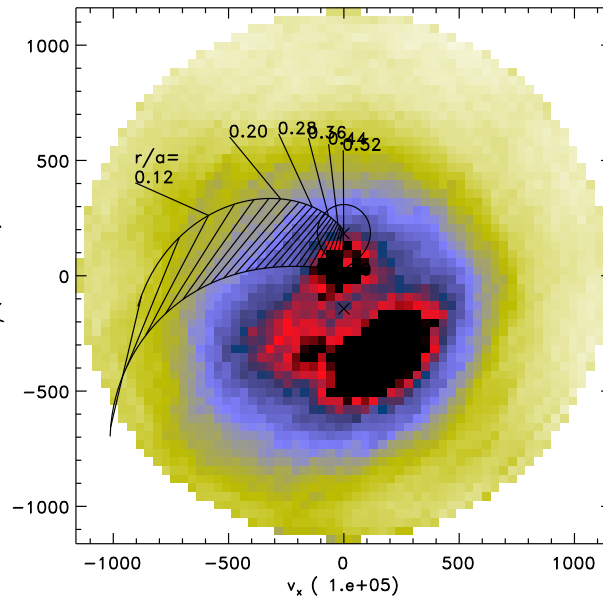


Figura 5.2: Tomograma Doppler promedio de $H\alpha$ utilizando toda la temporada de 2008.

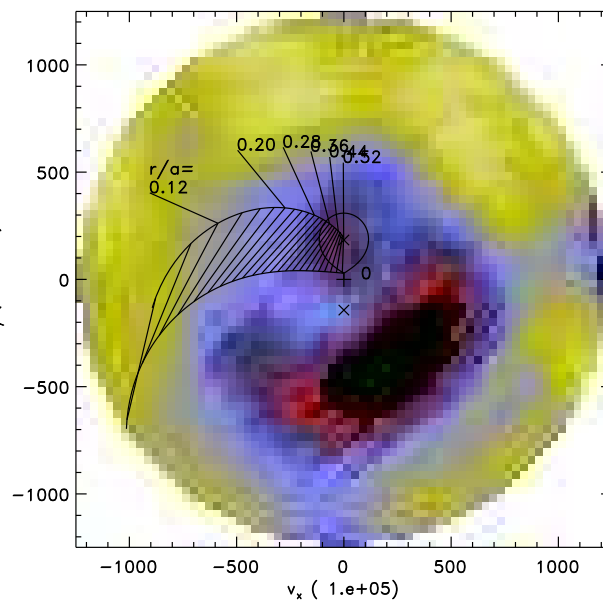


Figura 5.3: Tomograma Doppler promedio de $H\beta$ utilizando toda la temporada de 2008.

5. TOMOGRAFÍA DOPPLER

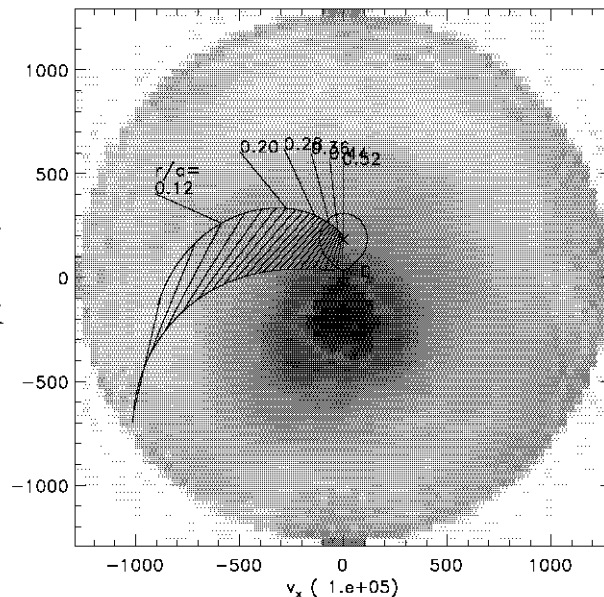


Figura 5.4: Tomograma Doppler promedio de HeII 4686 utilizando toda la temporada de 2008.

et al. A continuación se presentan de manera individual las líneas en las que se realizó tomografía doppler así como su interpretación.

5.2.1 Tomogramas en $H\alpha$, 6562.8 Å

Las regiones de la emisión en el tomograma Doppler están claramente identificadas, aún cuando sus variaciones sean notables de noche a noche, tanto en su lugar en el espacio de velocidades, como en su intensidad relativa. Los tomogramas muestran un claro máximo en la emisión alrededor $(V_x, V_y) = (+200, -300)$ km s⁻¹ que se expande hacia velocidades negativas en V_x . El disco de acreción sobre la estrella primaria no se observa en esta línea, la emisión está confinada a esta región del tomograma. La ausencia de disco en el mapa de velocidades, es característica de las estrellas SW Sex (Warner 2003).

Otro lugar de emisión se observa en el centro de masa del sistema a $(V_x, V_y) \sim (0, 0)$ km s⁻¹ y el punto Lagrangiano L_1 . Este fenómeno podría indicar una alta tasa de pérdida de masa de la estrella secundaria. (Puebla et al. 2007) mostraron que los sistemas NL experimentan una alta $\dot{M}_2 \sim 9.3 \times 10^{-9} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ para sistemas con disco

de acreción así como un disco ópticamente grueso en la parte cercana a la EB. Ambas propiedades son consistentes con las estrellas SW Sex.

5.2.2 Tomogramas en $H\beta$, 4861.3 Å

Se encontró diferencia evidencia de un disco de acreción (en los tomogramas de Ene 09 y Ene 12) con una velocidad alrededor de $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$. Este disco se observa fragmentado y con notables variaciones de noche a noche. Existe, al igual que en $H\alpha$, emisión del punto L_1 que persiste a lo largo de todas las observaciones. A lo largo de los tomogramas se muestra como en el máximo de la emisión fotométrica, el disco aparente deja de ser prominente y domina una mancha alrededor de $(V_x, V_y) \sim (200, -400) \text{ km s}^{-1}$. Ésta disminuye considerablemente y el disco se vuelve a mostrar. Se puede inferir que este destello observado en la fotometría se localiza en esta zona y su emisión opaca al disco de acreción durante el máximo. Probablemente sea deba a un cambio en la \dot{M}_2 , apoyando la idea que las características entre las clasificaciones de los sistemas NL dependen de las condiciones de la transferencia de masa al momento de la observación.

5.2.3 Tomogramas en HeII, 4686 Å

La región donde se emite esta línea se encuentra en una región confinada a la velocidad de la EB, alrededor de $(V_x, V_y) = (0, -200) \text{ km s}^{-1}$. La emisión también se observa repartida por todo el tomograma con máximos muy evidentes. Ésto ratifica las evidencias anteriores de un disco muy brillante (*flared disk*) y que emite anisotrópicamente. En algunos de los tomogramas se observa emisión en la velocidad del máximo de las líneas de $H\alpha$ y $H\beta$ en $(V_x, V_y) = (0, 200) \text{ km s}^{-1}$.

5. TOMOGRAFÍA DOPPLER

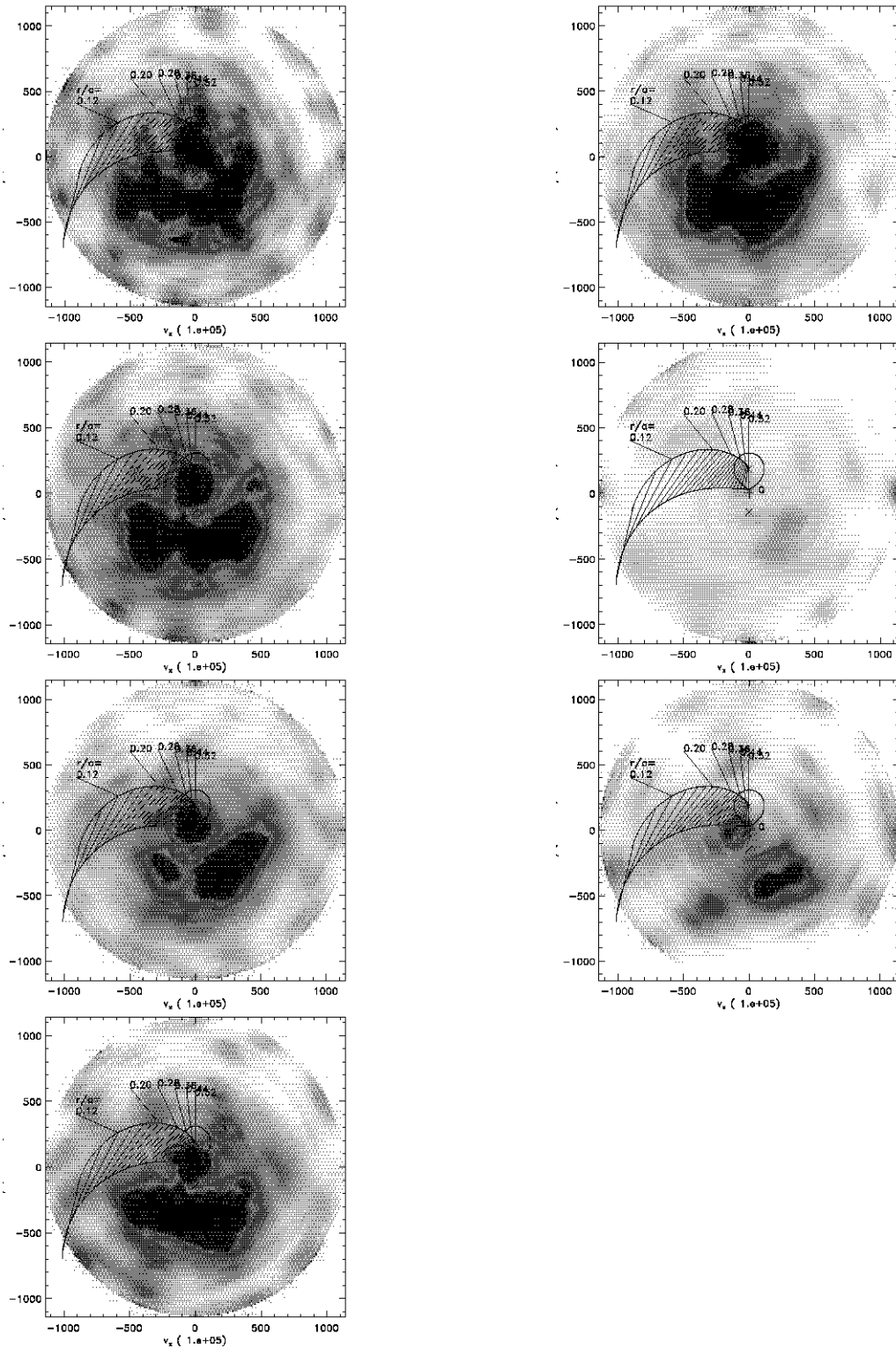


Figura 5.5: Tomogramas Doppler de $H\alpha$ normalizados y corregidos por fotometría. *Primera Columna* (orden descendente): Ene 08, Ene 09, Ene 10, Ene 11 *Segunda Columna:* Ene 12, Ene 13, Ene 14.

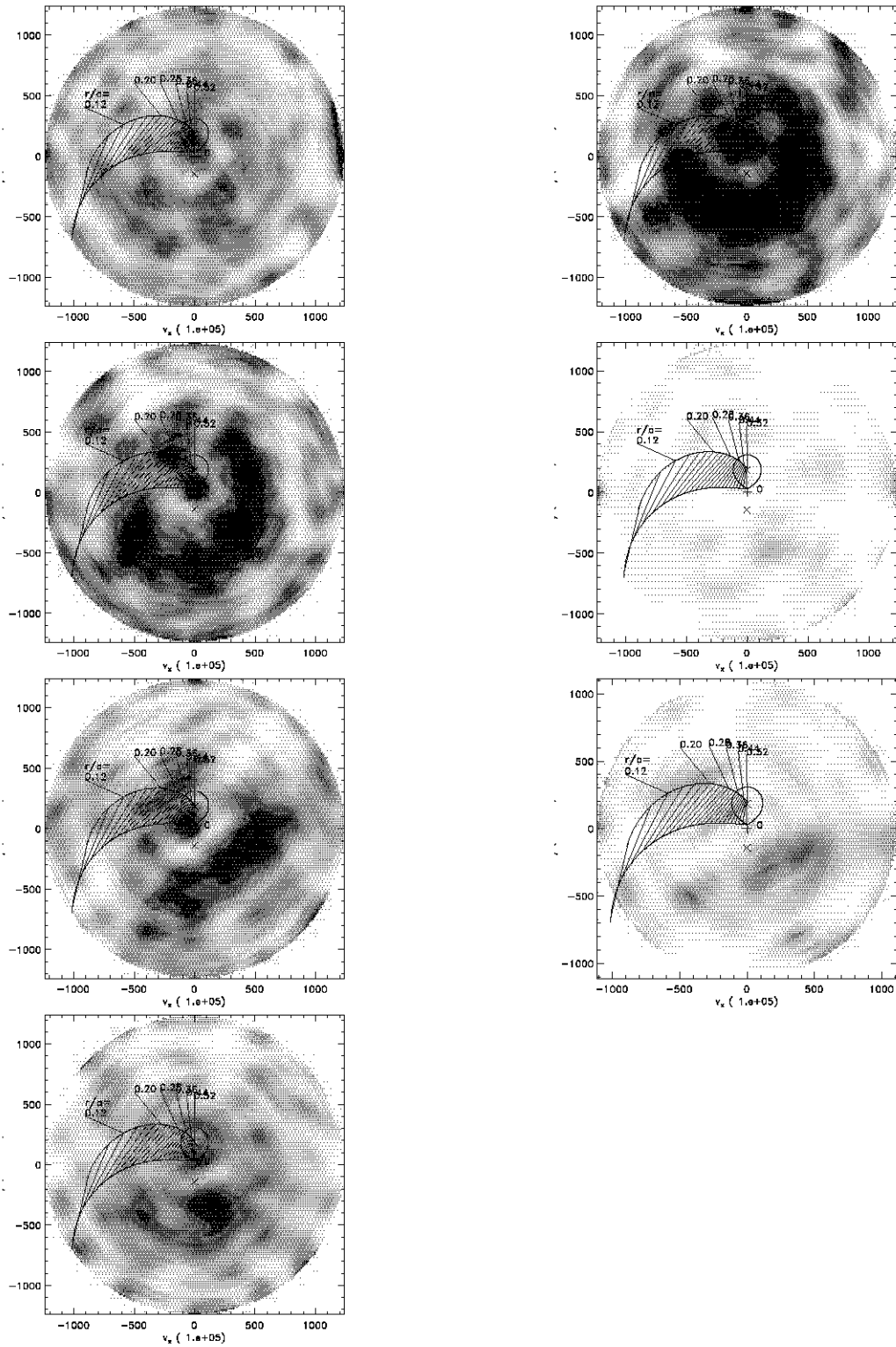


Figura 5.6: Tomogramas Doppler de $H\beta$ normalizados y corregidos por fotometría. *Primera Columna* (orden descendente): Ene 08, Ene 09, Ene 10, Ene 11 *Segunda Columna:* Ene 12, Ene 13, Ene 14.

5. TOMOGRAFÍA DOPPLER

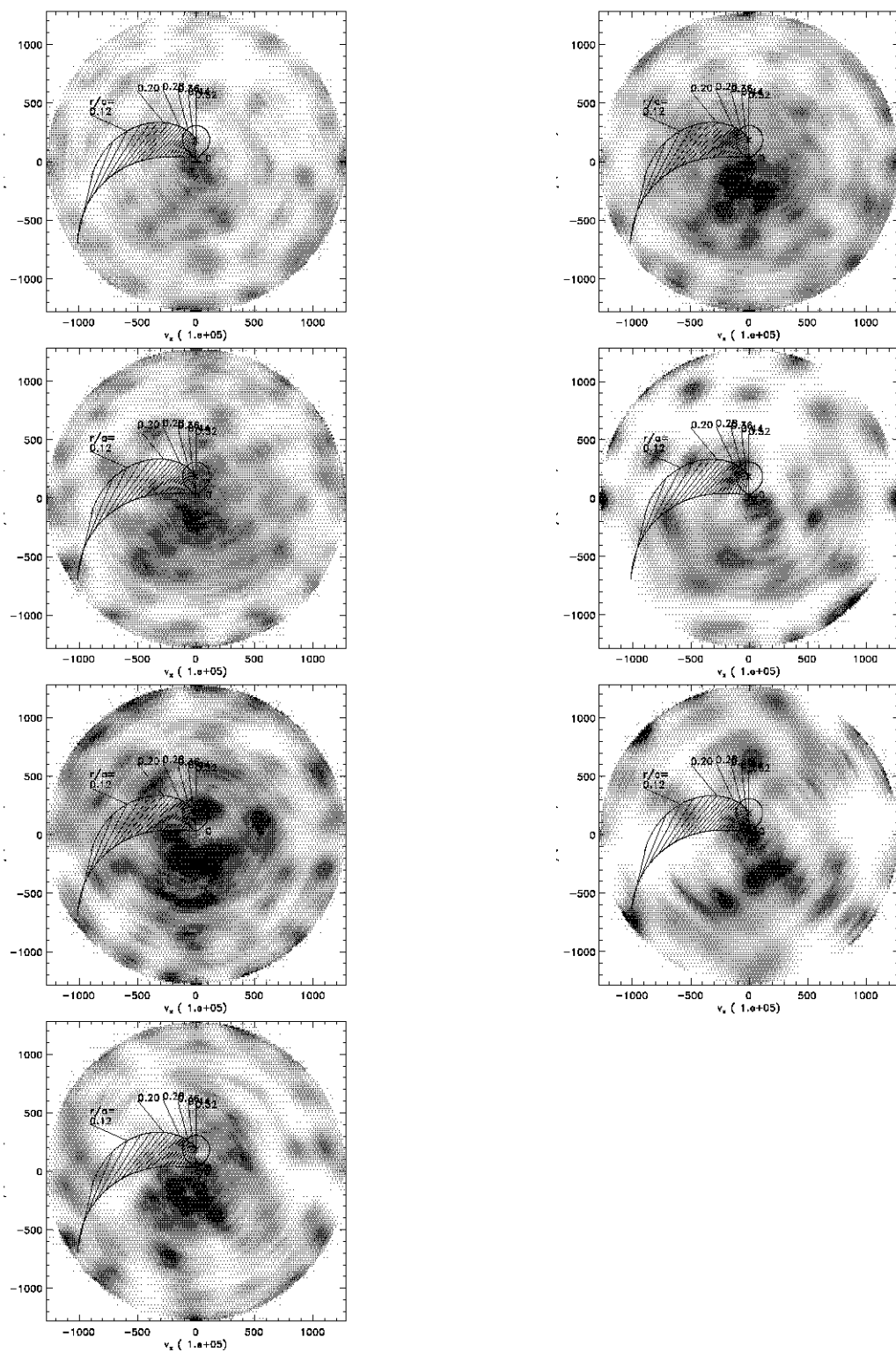


Figura 5.7: Tomogramas Doppler de HeII normalizados y corregidos por fotometría. *Primera Columna* (orden descendente): Ene 08, Ene 09, Ene 10, Ene 11 *Segunda Columna:* Ene 12, Ene 13, Ene 14.

Capítulo 6

Conclusiones

En este trabajo se presentaron los resultados de la fotometría diferencial y espectroscopía de alta resolución de la variable cataclísmica J0644+3344. Sólo un artículo ha sido publicado sobre este objeto y en él se presenta un estudio de las líneas de HeI, HeII y MgII con las cuales determinaron los parámetros orbitales del sistema. Sin embargo, la clasificación del objeto no pudo ser determinada debido a diversas características que comparten las NL de tipo SW Sex y UX Uma. A través de este estudio se aportaron nuevas observaciones así como análisis en líneas clásicas en el estudio de CVs.

La fotometría diferencial fue utilizada para mejorar y actualizar las efemérides. Se observó un pequeño destello (~ 0.5 mag) durante la temporada de 2008, sin embargo no se asegura si es una condición sistémica del objeto. Se recomienda realizar un seguimiento de este objeto para encontrar variabilidad en su emisión.

Los espectros muestran las líneas de H, He I y He II $\lambda 4686$ en emisión durante todo el ciclo orbital con una disminución en el flujo alrededor del eclipse primario. Las líneas de hidrogeno presentan un doble pico muy notable entre fases 0.0 – 0.5 donde el pico azul es más fuerte apuntando a un posible *punto caliente* que se mueve con velocidad similar a la estrella primaria. El doble pico desaparece en fases 0.6 – 1.0 y se observa una sólo emisión. La línea de emisión de He II $\lambda 4686$ se mantiene con un solo máximo a lo largo de todo el ciclo orbital y disminuye el flujo durante el eclipse primario. El estudio de las alas de las líneas de emisión mostró valores consistentes de la velocidad de la estrella primaria. Las diferentes velocidades sistémicas apuntan a

6. CONCLUSIONES

un disco en emisión anisotrópica y axisimétrica. No se encontró un desfase entre el las líneas de emisión y las efemérides fotométricas. La semiamplitud de la estrella secundaria se encontró con las líneas de absorción de Fe I. Se utilizó el método de cofaseo en la que se encontraron resultados consistentes con lo publicado por Sing et al. (2007).

Se utilizó la técnica de tomografía Doppler en las líneas de $H\alpha$, $H\beta$ y He II 4686 para lograr identificar el origen de la emisión en estas tres líneas. Se encontró una emisión en las líneas de Balmer típicas de un sistema SW Sex. La línea de He II se observó rotando con la velocidad de la estrella primaria en una sólo emisión concentrada. Los tomograms de $H\beta$ muestran evidencia de un disco de acreción que desaparece al mismo tiempo del destello observado en la fotometría.

Aunque existen algunos puntos en desacuerdo con la clasificación presentada por Thorstensen et al. (1991) de las estrellas SW Sex, las evidencias presentadas apuntan a J0644 en esta dirección. Para poder entender con mayor precisión la emisión de este sistema es necesario realizar observaciones principalmente en el IR y UV para determinar la contribución de la enana roja y EB, respectivamente.

Bibliografía

- [1] AVILES, A., ZHARIKOV, S., TOVMASSIAN, G., MICHEL, R., TAPIA, M., ROTH, M., NEUSTROEV, V., ZURITA, C., ANDREEV, M., SERGEEV, A., PAVLENKO, E., TSYMBAL, V., ANUPAMA, G.C., KAMATH, U.S. & SAHU, D.K. (2010). SDSS J123813.73 - 033933.0: A Cataclysmic Variable Evolved Beyond the Period Minimum. *ApJ*, **711**, 389–398. 47
- [2] BAILEY, J. (1981). The distances of cataclysmic variables. *MNRAS*, **197**, 31–39. 46
- [3] CRAWFORD, J.A. & KRAFT, R.P. (1956). An Intrepretation of AE Aquarii. *ApJ*, **123**, 44–+. 6
- [4] DEVOR, J. (2005). Solutions for 10,000 Eclipsing Binaries in the Bulge Fields of OGLE II Using DEBiL. *ApJ*, **628**, 411–425. 33
- [5] ECHEVARRIA, J. (1983). Are the Secondary Stars in Cataclysmic Variables Main Sequence Stars. *Rev. Mex. AA*, **8**, 109–+. 3, 7
- [6] ECHEVARRÍA, J., DE LA FUENTE, E. & COSTERO, R. (2007). U Geminorum: A Test Case for Orbital Parameter Determination. *AJ*, **134**, 262–273. 22, 43, 44
- [7] ELIAS, J.H., FROGEL, J.A., MATTHEWS, K. & NEUGEBAUER, G. (1982). Infrared standard stars. *AJ*, **87**, 1029–1034. 46
- [8] GIOVANELLI, F. (2008). Cataclysmic Variables: A Review. *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, **8**, 237–258. 1
- [9] "H. M. J. BOFFIN, D. STEEGHS, & J. CUYPERS", ed. (2001). *Astrotomography: Indirect Imaging Methods in Observational Astronomy*, vol. 573 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Springer. 17, 19
- [10] HARTMAN, J.D., GAUDI, B.S., HOLMAN, M.J., MCLEOD, B.A., STANEK, K.Z., BARRANCO, J.A., PINSONNEAULT, M.H. & KALIRAI, J.S. (2008). Deep MMT Transit Survey of the Open Cluster M37. II. Variable Stars. *ApJ*, **675**, 1254–1277. 33
- [11] HELLIER, C. (2001). *Cataclysmic Variable Stars*.
- [12] 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. *AJ*, **126**, 2473–2486. 13, 14

BIBLIOGRAFÍA

- [13] HORNE, K. (1985). Images of accretion discs. I - The eclipse mapping method. *MNRAS*, **213**, 129–141. 19
- [14] KAITCHUCK, R.H., SCHLEGEL, E.M., HONEYCUTT, R.K., HORNE, K., MARSH, T.R., WHITE, J.C., II & MANSPERGER, C.S. (1994). An atlas of Doppler emission-line tomography of cataclysmic variable stars. *ApJS*, **93**, 519–530. 17, 52
- [15] KING, A.R. & KOLB, U. (1995). Consequential angular momentum loss and the period gap of cataclysmic variables. *ApJ*, **439**, 330–336. 9
- [16] KNIGGE, C. (2006). The donor stars of cataclysmic variables. *MNRAS*, **373**, 484–502. 7, 10, 42, 46
- [17] KNIGGE, C. (2011). The Secondary Stars of Cataclysmic Variables. *ArXiv e-prints*. 7
- [18] KNIGGE, C., BARAFFE, I. & PATTERSON, J. (2011). The Evolution of Cataclysmic Variables as Revealed by their Donor Stars. *ArXiv e-prints*. 10, 11
- [19] KOPAL, Z. (1978). *Dynamics of Close Binary Systems*, vol. 68 of *Astrophysics and Space Science Library*. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Netherlands. 3
- [20] LENZ, P. & BREGER, M. (2005). Period04 User Guide. *Communications in Asteroseismology*, **146**, 53–136. 33
- [21] LEVINE, D., S. & CHAKRABARTY (1995). A taste of espresso or how to use the san pedro martir reosc echelle spectrograph. Tech. Rep. MU-94-04, Observatorio Astronómico Nacional, IA-UNAM, Ensenada, B.C., Mex. 21
- [22] MARKWARDT, C.B. (2009). Non-linear Least-squares Fitting in IDL with MPFIT. In D. A. Bohlander, D. Durand, & P. Dowler, ed., *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 411 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 251–+. 37
- [23] MARSH, T.R. & HORNE, K. (1988). Images of accretion discs. II - Doppler tomography. *MNRAS*, **235**, 269–286. iii, iv, 17, 18, 20
- [24] MARTIN, D.C., FANSON, J., SCHIMINOVICH, D., MORRISSEY, P., FRIEDMAN, P.G., BARLOW, T.A., CONROW, T., GRANGE, R., JELINSKY, P.N., MILLIARD, B., SIEGMUND, O.H.W., BIANCHI, L., BYUN, Y., DONAS, J., FORSTER, K., HECKMAN, T.M., LEE, Y., MADORE, B.F., MALINA, R.F., NEFF, S.G., RICH, R.M., SMALL, T., SURBER, F., SZALAY, A.S., WELSH, B. & WYDER, T.K. (2005). The Galaxy Evolution Explorer: A Space Ultraviolet Survey Mission. *ApJ*, **619**, L1–L6. 46
- [25] MASON, E., SKIDMORE, W., HOWELL, S.B., CIARDI, D.R., LITTLEFAIR, S. & DHILLON, V.S. (2000). Investigating the structure of the accretion disc in WZ Sge from multiwaveband time-resolved spectroscopic observations - II. *MNRAS*, **318**, 440–452. 52
- [26] NEUSTROEV, V.V., SULEIMANOV, V.F., BORISOV, N.V., BELYAKOV, K.V. & SHEARER, A. (2011). Dark spot, spiral waves and the SW Sextantis behaviour: it is all about UX Ursae Majoris. *MNRAS*, **410**, 963–977. 52

- [27] NORTH, R.C., MARSH, T.R., MORAN, C.K.J., KOLB, U., SMITH, R.C. & STEHLE, R. (2001). H α -Emission Doppler Tomography of Long-Period Cataclysmic Variable Stars. In H. M. J. Boffin, D. Steeghs, & J. Cuypers, ed., *Astrotomography, Indirect Imaging Methods in Observational Astronomy*, vol. 573 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, 33–+. 51
- [28] PACZYŃSKI, B. (1967). Gravitational Waves and the Evolution of Close Binaries. *Acta Astronomica*, **17**, 287–+. 9
- [29] PUEBLA, R.E., DIAZ, M.P. & HUBENY, I. (2007). A Statistical Study of Accretion Disk Model Spectra for Cataclysmic Variables. *AJ*, **134**, 1923–+. 8, 54
- [30] RAPPAPORT, S., VERBUNT, F. & JOSS, P.C. (1983). A new technique for calculations of binary stellar evolution, with application to magnetic braking. *ApJ*, **275**, 713–731. 10
- [31] RODRÍGUEZ-GIL, P., GÄNSICKE, B.T., HAGEN, H., ARAUJO-BETANCOR, S., AUNGWEROJWIT, A., ALLENDE PRIETO, C., BOYD, D., CASARES, J., ENGELS, D., GIANNAKIS, O., HARLAFTIS, E.T., KUBE, J., LEHTO, H., MARTÍNEZ-PAIS, I.G., SCHWARZ, R., SKIDMORE, W., STAUDE, A. & TORRES, M.A.P. (2007). SW Sextantis stars: the dominant population of cataclysmic variables with orbital periods between 3 and 4h. *MNRAS*, **377**, 1747–1762. 13
- [32] SCHLEGEL, D.J., FINKBEINER, D.P. & DAVIS, M. (1998). Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds. *ApJ*, **500**, 525–+. 47
- [33] SCHWARZENBERG-CZERNY, A. (1989). On the advantage of using analysis of variance for period search. *MNRAS*, **241**, 153–165. 33
- [34] 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. *ApJ*, **308**, 765–780. 36
- [35] SING, D.K., GREEN, E.M., HOWELL, S.B., HOLBERG, J.B., LOPEZ-MORALES, M., SHAW, J.S. & SCHMIDT, G.D. (2007). Discovery of a bright eclipsing cataclysmic variable. *A&A*, **474**, 951–960. iii, iv, 15, 16, 21, 23, 26, 27, 35, 42, 43, 44, 47, 52, 60
- [36] SION, E.M. (1999). White Dwarfs in Cataclysmic Variables. *PASP*, **111**, 532–555. 7
- [37] SMAK, J. (1971). Eruptive Binaries. II. U Geminorum. *Acta Astronomica*, **21**, 15–+. 1
- [38] SPRUIT, H.C. (1998). Fast maximum entropy Doppler mapping. *ArXiv Astrophysics e-prints*. 51
- [39] THORSTENSEN, J.R., RINGWALD, F.A., WADE, R.A., SCHMIDT, G.D. & NORSWORTHY, J.E. (1991). PG0027 + 260 - an example of a class of cataclysmic binaries with mysterious, but consistent, behavior. *AJ*, **102**, 272–283. 13, 23, 60
- [40] WARNER, B. (2003). *Cataclysmic Variable Stars*. No. 28 in Cambridge Astrophysics Series, Cambridge University Press. 3, 6, 7, 12, 13, 23, 52, 54
- [41] WARNER, B. & NATHER, R.E. (1971). Observations of rapid blue variables - II. U Geminorum. *MNRAS*, **152**, 219–229. 1

BIBLIOGRAFÍA

- [42] WEBBINK, R.F. (1990). Absolute parameters of cataclysmic binaries. In C. W. Mauche, ed., *Accretion-Powered Compact Binaries*, 177–180. 6
- [43] WOŹNIAK, P.R., VESTRAND, W.T., AKERLOF, C.W., BALSANO, R., BLOCH, J., CASPERSON, D., FLETCHER, S., GISLER, G., KEHOE, R., KINEMUCHI, K., LEE, B.C., MARSHALL, S., MCGOWAN, K.E., MCKAY, T.A., RYKOFF, E.S., SMITH, D.A., SZYMANSKI, J. & WREN, J. (2004). Northern Sky Variability Survey: Public Data Release. *AJ*, **127**, 2436–2449. iii, iv, 14

Declaración

Este trabajo de tesis fue realizado de Agosto de 2010 a Mayo de 2011 bajo la supervisión de Juan Echevarría, Rafael Costero, Christine Allen, Gagik Tovmassian.

Ciudad de México, México.

BIBLIOGRAFÍA

Apéndice A

Algoritmo Levenberg–Marquardt

Es un algoritmo para dar solución numérica a problemas de ajuste no lineal por mínimos cuadrados. Éste es una modificación al algoritmo de Gauss-Newton que, por lo general, converge con mayor rapidez. Se basa en implementar las primeras derivadas de los componentes de la función a ajustar a los datos. El método de Gauss-Newton está basado en realizar una aproximación lineal de los componentes de una función $M(\mathbf{x}, t)$, donde $\mathbf{x} = [x_1, x_2, x_3, \dots, x_n]$ son los parámetros a ajustar y t es la variable independiente, tal que minimize los residuos, f_i , entre la función ajustada $M(\mathbf{x}, t_i)$ y los datos observados, O_i :

$$F(\mathbf{x}) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^m (f_i(\mathbf{x}))^2 = \frac{1}{2} \|\mathbf{f}(\mathbf{x})\|^2 \quad (\text{A.1})$$

donde m es la número de puntos con los que se realiza el ajuste. Los residuos se calculan como:

$$\mathbf{f}(\mathbf{x}) = f_i = M(\mathbf{x}, t_i) - O(t_i) \quad (\text{A.2})$$

Se escoge aquella solución donde se encuentre un mínimo de la función $F(\mathbf{x})$. La linearización de este método se realiza al hacer aproximación en serie de Taylor de la función \mathbf{f} cercano a la vecindad de \mathbf{x} . Es precisamente por esto que es necesario introducir valores cercanos a los reales para que el método pueda converger. Para desviaciones muy pequeñas, \mathbf{h} , cercanas a \mathbf{x} , esta expansión a primer orden queda como:

$$\mathbf{f}(\mathbf{x} + \mathbf{h}) = \mathbf{f}(\mathbf{x}) + \mathbf{J}(\mathbf{x})\mathbf{h} \quad (\text{A.3})$$

A. ALGORITMO LEVENBERG–MARQUARDT

donde $\mathbf{J}(\mathbf{x})$ es el Jacobiano, que contiene las primeras derivadas parciales de la función a ajustar respecto a sus parámetros.

$$(\mathbf{J}(\mathbf{x}))_{ij} = \frac{\partial f_i}{\partial x_j}(\mathbf{x}) \quad (\text{A.4})$$

Ésta \mathbf{h} se le conoce como el *paso*. Si insertamos la ecuación A.3 en A.1 y realizando algebra matricial, podemos obtener la ecuación:

$$F(\mathbf{x} + \mathbf{h}) = \frac{1}{2} \mathbf{f} \mathbf{f}^\top + \mathbf{h}^\top \mathbf{J}^\top \mathbf{f} + \frac{1}{2} \mathbf{h}^\top \mathbf{J}^\top \mathbf{J} \mathbf{h} \quad (\text{A.5})$$

Derivando la ecuación A.5 respecto a \mathbf{h} e igualando a cero para minimizar la función obtenemos:

$$\mathbf{J}^\top \mathbf{J} \mathbf{h} = -\mathbf{J}^\top \mathbf{f} \quad (\text{A.6})$$

Levenberg (1944)(?) y Marquardt (1963)(?) desarrollaron un *paso* que hiciera más eficiente esta búsqueda de los valores que mejor ajustaran, modificaron el método Gauss-Newton agregando un término de *amortiguamiento*, μ , dejando a la ecuación A.6 de la siguiente manera:

$$(\mathbf{J}^\top \mathbf{J} + \mu \mathbf{I}) \mathbf{h} = -\mathbf{J}^\top \mathbf{f} \quad (\text{A.7})$$

donde μ tiene varios efectos sobre la solución:

1. Para toda $\mu > 0$ el coeficiente de la matriz es positivo, por lo que asegura que la \mathbf{h} sea cada vez menor.
2. Para $\mu \gg 1$ entonces $\mathbf{h} \simeq -\frac{1}{\mu} \mathbf{J}^\top \mathbf{f}$, por lo que el paso será pequeño en la dirección con la mayor pendiente. ésto es muy útil cuando la iteración se encuentra lejos de la solución.
3. Para $\mu \ll 1$ entonces la solución regresa a la solución del método Gauss-Newton, lo cual es un buen paso para las últimas iteraciones, cuando se encuentra cercana a la solución.

K. Levenberg (1944): A Method for the Solution of Certain Problems in Least Squares. Quart. Appl. Math. 2, pp 164168. Levenberg-Marquardt