

UNIVERSIDAD
NACIONAL
DE LA PLATA



Facultad de Ciencias
**Astronómicas
y Geofísicas**
UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

Tesis para obtener el grado académico de
Licenciada en Astronomía

***ANÁLISIS ESPECTRO-FOTOMÉTRICO DEL
SISTEMA BINARIO HM1-8***

Cinthy Nazarena Rodríguez

Director: Gabriel Ferrero
Co-Director: Jorge A. Combi

Agradecimientos

A Gabriel, por la infinita paciencia, el apoyo y la dedicación. No sólo sos un gran científico sino también una gran persona y es un placer trabajar con vos.

A mi mamá, el mejor ser humano que existe, no me alcanza una vida para agradecerte todo el apoyo que me diste estos años. Gracias por darme una sonrisa, una abrazo y un reto cada vez que lo necesité, siempre sabés qué decirme para recuperar las fuerzas y seguir.

A mi papá y mi hermano, gracias por estar ahí en cada momento, triste o feliz. Acostumbrarse a vivir con alguien cuyo humor cambia considerablemente cada vez que rinde un final no es fácil, gracias por alentarme a seguir siempre.

A mi novio, no sólo por acompañarme todo este tiempo, sino por siempre apoyar cada decisión que tomé, aunque no siempre estuvieras de acuerdo.

A mi abuela, mi tía y mi prima, por siempre estar presente y compartir cada paso que dí.

A mis amigos, los que arrastro desde hace varios años, los de hace no tanto tiempo, los que están lejos, con los que hablo seguido y con los que no hablo por meses. Gracias por cada risa, cada charla, cada mate. Gran parte de lo que soy hoy se los debo a ustedes.

En los últimos siete años aprendí muchas cosas, no sólo intelectuales sino también humanas. Aprendí a conocer a los que me rodean y conocerme a mí misma. En todo este trayecto siempre tuve su apoyo y el mayor regalo que les puedo ofrecer es esta tesis, que resume y dan fin a este camino.

Resumen

En esta tesis se analizaron observaciones ópticas y de rayos X del sistema binario HM1 8 con el fin de encontrar una nueva solución orbital, además de obtener sus parámetros astrofísicos y fotométricos. A su vez, se buscó obtener información del escenario astrofísico del sistema que permita explicar los resultados.

Primeramente se estudiaron los espectros ópticos, a partir de los cuales se midieron las velocidades radiales de todos los espectros para algunas líneas de He I y He II. Con estas medidas, junto a una estimación del período del sistema, se realizó el ajuste y hallamos una solución orbital para HM1 8.

Luego, se incluyeron los datos fotométricos en el ajuste para hallar valores de las masas individuales de sus componentes, radios, inclinación y magnitudes. Esto se pudo llevar a cabo ya que al inspeccionar la curva de luz detectamos uno de los eclipses. Analizando la configuración del sistema, notamos que se trataba del eclipse primario (componente secundaria, o de menor masa, ocultando parcialmente la primaria) y que se producía durante el paso por el periastro.

Finalmente, se estudiaron los datos en rayos X, haciendo hincapié en el análisis espectral de los mismos. Se propuso un modelo térmico para explicar la emisión observada y se intentó identificar qué región estaba produciéndola, si los vientos estelares de las componentes o la zona de colisión de vientos. Para eso calculamos la luminosidad en X, y la comparamos con la luminosidad bolométrica teniendo en cuenta valores típicos encontrados por autores anteriores.

El objetivo principal de este trabajo fue obtener la masa de una estrella gigante O5, lo cual nunca antes se había obtenido mediante el método de binarias eclipsantes, hallando una nueva solución orbital del sistema. Por otro lado, buscamos contextualizar mejor el sistema e intentar determinar si existe una región de colisión de vientos.

Índice general

Agradecimientos	III
Resumen	v
Introducción	IX
1. Observaciones	1
1.1. Fotometría	1
1.2. Espectroscopía	2
1.3. Rayos X	3
2. Análisis de Datos	5
2.1. Espectroscopía óptica	5
2.1.1. Medidas de velocidad radial	5
2.1.2. Clasificación espectral	8
2.1.3. Determinación del período orbital	10
2.1.4. Obtención de parámetros orbitales	11
2.2. Fotometría	17
2.2.1. Análisis de la curva de luz	17
2.3. Rayos X	23
3. Conclusiones y discusión	29
A. El código FOTEL	31
A.1. Modelo físico	31
A.2. Método numérico	34
A.3. Cálculo de errores	36
Índice de Tablas	39
Índice de Figuras	41
Bibliografía	44

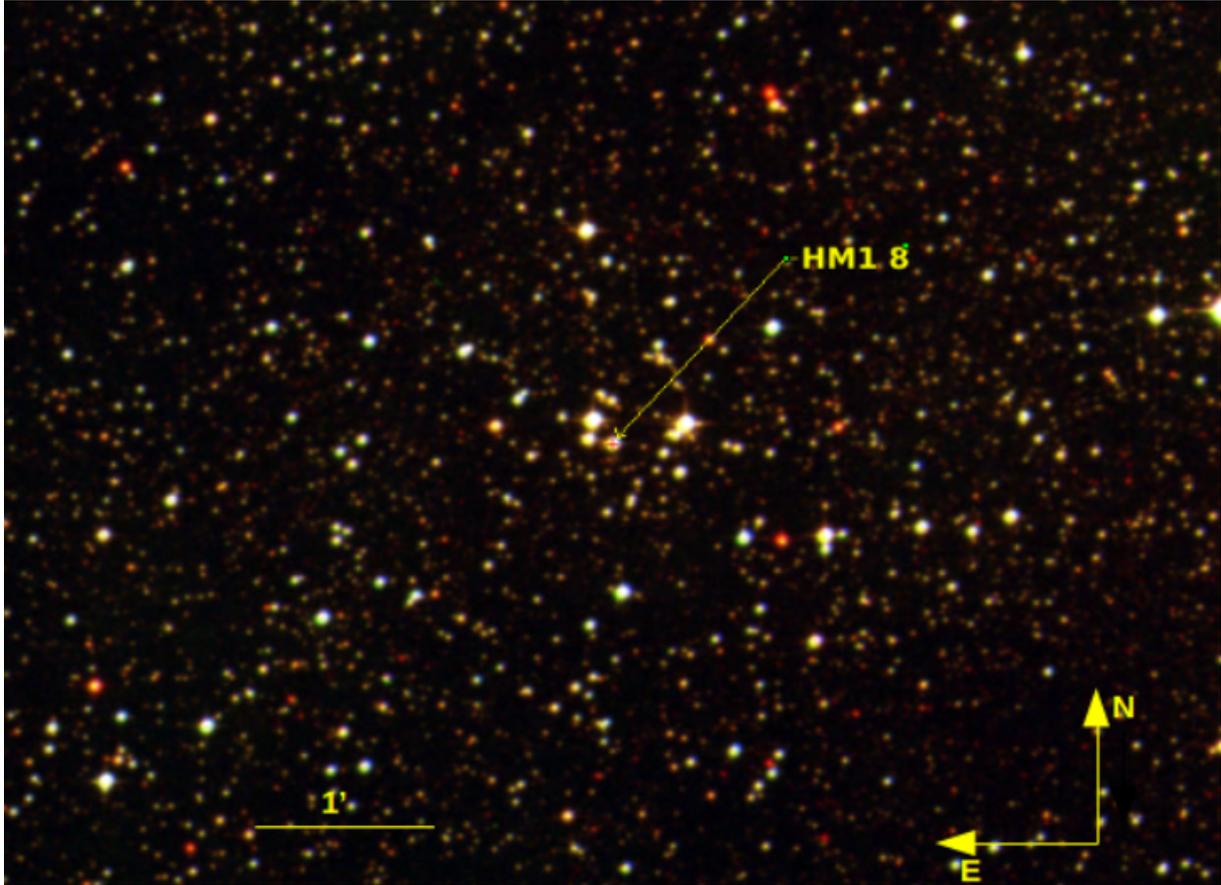


Figura 1: Composición RGB (bandas I, V, B) de imágenes del cúmulo abierto HM1. Allí se encuentra el sistema binario motivo de estudio para este trabajo.

Introducción

Las estrellas masivas son aquellas que concluyen su evolución como supernovas de colapso gravitacional, dando origen a estrellas de neutrones o agujeros negros. Son objetos de especial interés ya que tienen un rol fundamental en varios fenómenos que modifican las condiciones físicas de la galaxia: proveen la mayor proporción de la radiación UV ionizante galáctica, moldean la dinámica del medio interestelar por medio de sus intensos vientos, impulsan los mecanismos de dínamo galácticos (Zinnecker & Yorke, 2007), dominan la luminosidad de las regiones de formación estelar, donde habitualmente las encontramos (Massey, 2003), suministran energía a

los rayos cósmicos galácticos a través de las ondas de choque que producen, y son las principales responsables de la evolución química de las galaxias (Langer, 2012).

A pesar de su rol preponderante en estos procesos, el conocimiento actual de estos objetos sigue siendo incompleto y persisten muchos interrogantes: sus mecanismos de formación son inciertos y existen evidencias directas de que no son una mera extrapolación de los de las estrellas de masa intermedia y baja. Aunque sabemos que deben ingresar a la secuencia principal con masas mayores a $\sim 8 M_{\odot}$ (Poelarends et al., 2008), las masas de sus varios subtipos espectrales – que van desde O y B tempranas hasta WN – son poco conocidas; además, probablemente a causa de la escasa información acerca de sus tasas de pérdidas de masa (Meynet et al., 2017) y por su frecuente binaridad – que tal vez llegue casi al 100% (cf. Bosch & Meza, 2001 y Sana & Evans, 2011) – las distintas familias de modelos calculados para su evolución presentan importantes diferencias.

Una manera de responder a estos interrogantes sería determinar con buena precisión los parámetros fundamentales – luminosidades, masas y radios – de un gran número de estrellas, pero esto es realmente difícil debido al escaso número de estrellas masivas, lo cual impide realizar análisis estadísticos. Además, justamente sus elevadas tasas de pérdida de masa (no homogéneas ni simétricas) y el hecho de que suelen estar aún embebidas en los restos de la nube molecular que les dio origen, dificulta determinar correctamente sus parámetros fundamentales. Sin embargo, intentar determinarlos es una tarea imprescindible.

La manera más directa y precisa de determinar la masa de una estrella es estudiarla dentro de un sistema binario. La interacción gravitatoria entre las estrellas es bien conocida y por tanto, estudiando las variaciones en las velocidades radiales de las componentes, se puede extraer información sobre sus masas. Si en el espectro óptico se observan solamente las líneas de una estrella (sistema tipo SB1) será posible conocer la función de masa del sistema. Si en cambio se observan las líneas espectrales de ambas componentes (sistema tipo SB2), se podrá inferir la relación entre sus masas y la masa mínima de cada una ($M_{1,2} \sin^3 i$, donde i es la inclinación orbital). Ahora, si la inclinación es adecuada y se observan eclipses, de la curva de luz será posible deducir i y conocer las masas absolutas de las dos estrellas (a través del método de las binarias eclipsantes, o kepleriano).

Esta metodología es claramente válida también para las estrellas masivas y existen numerosos trabajos al respecto. Sin embargo, se trata de intentos aislados, utilizando muestras pequeñas, o centrados en una determinada agrupación estelar.

Con el objetivo de superar estas limitaciones, en el año 2006 se comenzó el *OWN Survey* (Barbá et al., 2014), un monitoreo espectroscópico sistemático de todas las estrellas tipo O catalogadas en la versión 1.0 del Catálogo de estrellas O galácticas (GOSC; Maíz-Apellániz et al., 2004) y algunas tipo WN del sexto catálogo de estrellas Wolf-Rayet (van der Hucht et al., 1981) visibles desde el hemisferio Sur y sin información sobre su multiplicidad. Este proyecto utiliza espectrógrafos de alta resolución disponibles en Argentina y Chile, y a la fecha ha obtenido más de 7000 espectros de alta calidad. Esta gran base de datos ha permitido descubrir una centena de nuevos sistemas binarios y múltiples, confirmando que la frecuencia de binaridad entre estrellas

masivas es superior al 60% (Barbá et al., 2014).

Muchos de estos nuevos sistemas tienen periodicidades y soluciones orbitales preliminares que deben confirmarse y mejorarse con la incorporación de nuevos datos y un análisis más profundo. Este es el caso de la estrella número 8 del cúmulo abierto Havlen-Moffat 1 (HM1 8, también denominada HM1 VB 10 – Vázquez & Baume (2001)–, con coordenadas ecuatoriales $\alpha_{J2000} = 17^h 19^m 04^s.44$, $\delta_{J2000} = -38^\circ 49' 04''.9$, y magnitud visual $V = 12.52$).

HM1 es un cúmulo abierto que fue descrito por primera vez por Havlen & Moffat (1977). Estos autores, entre otras cosas, catalogaron a la estrella HM1 8 como O8 y estimaron su magnitud absoluta M_V entre -4.5 y -5.5. Varios años después, Vázquez & Baume (2001), realizaron observaciones fotométricas profundas y extensas de HM1 así como también observaciones polarimétricas de varias estrellas del cúmulo. Así, estimaron la distancia al cúmulo en 3.3 kpc ubicándolo detrás del brazo de Sagitario. Para HM1 8 obtuvieron una magnitud absoluta $M_V = -6.22$ y un índice de color $(B - V)_0 = -0.32$.

Gamen et al. (2008) descubrieron que HM1 8 es un sistema binario SB2 de corto período (~ 5.9 días), formado por una de las nueve gigantes O5III catalogadas en el GOSC, más una secundaria tipo OB, y derivaron una órbita preliminar que indicó masas mínimas de 31 y 15 M_\odot para sus componentes. Hasta ahora no se ha podido medir la masa de ninguna estrella tipo O5III por el método kepleriano (Ferrero, 2016). Por estos motivos se trata de un objeto de gran interés.

A partir de 2008 se comenzaron a realizar nuevas observaciones espectroscópicas del sistema en el contexto del *OWN Survey* que aún no habían sido analizadas en detalle. Además, se obtuvieron numerosos datos fotométricos usando el telescopio Swope del Observatorio Las Campanas y el telescopio SMARTS ubicado en Cerro Tololo, que deben ser analizados.

Por otra parte, con el advenimiento de la nueva generación de satélites orbitales como *XMM-Newton* que pueden detectar rayos X con energías de 0.2 a 10 keV, ha sido posible obtener información crucial para mejorar significativamente nuestro conocimiento del comportamiento de estrellas masivas a altas energías. La base de datos públicos de este satélite cuenta con una observación de HM1 8, cuyo estudio permitiría caracterizar las propiedades de sus vientos estelares, su eventual variabilidad, y además podría proporcionar información acerca de la geometría del sistema.

El estudio minucioso de la fenomenología observada en el objeto en la banda de los rayos X permitirá confeccionar un escenario astrofísico más completo del comportamiento y características del sistema.

En este trabajo por tanto, se utilizaron todas las observaciones disponibles del sistema HM1 8 en la banda óptica y X (Capítulo 1), y se analizaron conjuntamente los datos espectroscópicos y fotométricos, con el fin de obtener los parámetros astrofísicos de sus componentes y en particular sus masas absolutas. Esto permitió determinar por primera vez la masa de una estrella tipo O5 III (Capítulo 2). Finalmente, en el Capítulo 3, se presentan las conclusiones y se discuten los resultados, haciendo énfasis en el contexto global de estos, además del posible trabajo a futuro a realizar.

Capítulo 1

Observaciones

Para este trabajo se contó con tres conjuntos de datos, compuestos de observaciones en las bandas óptica y de rayos X, que se tomaron en el contexto de diferentes proyectos. A continuación se describen dichos datos, cómo se obtuvieron y sus procesos de reducción.

1.1. Fotometría

Los datos fotométricos fueron tomados en el filtro visual del sistema de Johnson & Morgan (V), en el contexto de un proyecto en el que se monitorearon asociaciones OB en busca de binarias masivas eclipsantes, entre julio de 2003 y febrero de 2011 (Massey et al., 2012). Las observaciones utilizadas fueron realizadas con el telescopio Swope situado en el Observatorio Las Campanas (LCO), Chile — período mayo – julio de 2004 —, y con el telescopio Yale de 1.0m del consorcio SMARTS (*Small and Moderate Aperture Research Telescope System*)¹, que se encuentra en el Cerro Tololo (CTIO), Chile, durante enero de 2006 y junio de 2007. Las observaciones con Swope fueron realizadas en el modo clásico por la Dra. Nidia Morrell, mientras que las de SMARTS se hicieron en el modo fila. Las características de los telescopios mencionados se describen en la Tabla 1.1.

Telescopio	Observatorio	Cámara	Escala ["/pixel]	FOV	Seeing típico ["]
Swope 1.0m	LCO	SITe 3	0.435	15'x23'	1.60
SMARTS Yale 1.0m	CTIO	Y4KCam	0.289	20'x20'	1.67

Tabla 1.1: Características de los telescopios utilizados para las observaciones fotométricas.

Tanto la reducción como la fotometría fueron realizadas dentro del mismo proyecto. La reducción de los datos tomados con el telescopio Swope se hizo de manera sencilla ya que las pruebas hechas (con una serie de tiempos de exposición) no daban indicios de que fuera necesaria una corrección por la no-linealidad de la respuesta del CCD, la cual se da por encima de los 23000

¹Véase <http://www.astro.yale.edu/smarts/>

ADUs px^{-1} (Hamuy et al., 2006).s Se corrigió por *bias* y por *overscan*. Para la corrección por *flat* se utilizaron *dome flats*. Los datos del Yale 1.0 m de SMARTS tuvieron ciertas complicaciones, ya que eran los primeros que se tomaban con este instrumento, lo que llevó a tener que escribir *scripts* específicos de IRAF, los cuales ahora se encuentran disponibles en la página web de SMARTS². La fotometría se realizó con *scripts* de IRAF que caracterizan los datos, identifican estrellas y realizan fotometría de apertura. Para los datos de Swope se utilizó un radio de apertura de 3 píxeles ($1.1'' - 1.3''$) y para los de SMARTS uno de 5 píxeles ($1.4''$); el cielo fue tomado con un anillo de radio interno 10 y radio externo 18 píxeles.

1.2. Espectroscopía

Los datos espectroscópicos utilizados forman parte de la base de datos del proyecto OWN *Survey*, en el cual se monitorean todas las estrellas O y WN visibles desde el hemisferio sur desde el año 2006. En total dispusimos de treinta espectros echelle de alta resolución, que fueron tomados durante los años 2006 a 2014. De éstos, cinco fueron con el instrumento *Fiber-fed Extended Range Optical Spectrograph* (FEROS), que se encuentra instalado en el telescopio MPG/ESO de 2.2 metros (Observatorio La Silla); seis con el espectrógrafo MIKE en uno de los telescopios Magallanes de 6.5m, y diecinueve con el espectrógrafo echelle del telescopio Irénée du Pont de 2.5m, ambos ubicados en el Observatorio Las Campanas. Las características de estos instrumentos se detallan en la Tabla 1.2. Los tiempos de exposición estuvieron entre 1800 s, para los espectros tomados en el du Pont, y 2400 s para los tomados con FEROS.

Telescopio (instrumento)	Observatorio	Rango espectral [Å]	Poder resolvente
MPG/ESO 2.2m (FEROS)	ESO – La Silla	~ 3500 – 9200	~ 48000
Clay – Magellan (MIKE)	LCO	3200-5000 (azul) 4900-10000 (rojo)	~ 28000 ~ 22000
Irénée du Pont (echelle)	LCO	~ 3700 – 7000	~ 45000

Tabla 1.2: Caraterísticas de los espectrógrafos echelle utilizados.

Los espectros fueron reducidos de forma estándar con tareas de IRAF por el equipo del OWN *Survey*. Fueron corregidos por *overscan* y *bias*. También se corrigieron los espectros de las lámparas de comparación por *bias*. Luego se extrajo cada apertura, para lo cual se usó como espectro de referencia el de un objeto, y así se obtuvo un espectro con todos sus órdenes. Este espectro fue calibrado en longitud de onda utilizando las líneas de Ar presentes en el espectro de las lámparas de comparación. Finalmente se obtuvieron espectros calibrados en longitud de onda, pero no en flujo. El flujo medido está en unidades analógico/digitales (ADUs) y si fuera necesario se podría calibrar en flujo. Una vez hecho esto normalizamos los espectros utilizando la tarea *splot* de IRAF.

²<http://www.astro.yale.edu/smarts/smarts1.0m.html>

1.3. Rayos X

Con el fin de obtener información del sistema a altas energías, se realizó una búsqueda en las bases de datos de los satélites XMM-Newton, Chandra y NuStar, ya que son los que se encuentran actualmente operativos, siendo el primero el único con datos disponibles de la región deseada. La observación se realizó con la *European Photon Imaging Camera* (EPIC), que consiste en tres detectores: dos cámaras MOS y una PN³, que operan en el rango de 0.2 – 10 keV. Fue tomada el 3 de octubre de 2010 (ObsID 0600080101), centrada en $\alpha_{J2000.0} = 17^h 19^m 0.48^s$, $\delta_{J2000.0} = -38^\circ 48' 51.3''$, durante la revolución 1877 **del satélite** y con un tiempo total de integración de 26.917 ks (~ 7 h). El arreglo EPIC tiene un campo de visión (*field of view*, FOV) de 30' y una resolución angular de 6". Las características básicas de las cámaras que lo componen se resumen en la Tabla 1.3.

Cámara	Cantidad de CCD	Área de la imagen [cm x cm]	Rango de energías [keV]	Resolución angular ["]
MOS	7 (<i>front-illuminated</i>)	$\sim 2.5 \times 2.5$	0.2 – 10	~ 4.4
PN	12 (<i>back-illuminated</i>)	6 x 6	0.2 – 15	~ 6.6

Tabla 1.3: Características de las cámaras que forman el arreglo EPIC.

Para el análisis se utilizaron los *Observation Data Files* (ODF), archivos crudos del satélite, los cuales fueron calibrados de la manera estándar siguiendo las secuencias de tareas (*threads*) indicadas por el *XMM Science Analysis System* (SAS)⁴. Con la tarea `cifbuild` se generó un archivo con la referencia a los *Current Calibration Files* (CCF) requeridos por los ODF para la calibración. Luego, con `odfingest` se creó un resumen de la información de los ODF, necesario para ejecutar las meta-tareas `emproc` (para las cámaras MOS) y `epproc` (para la cámara PN), junto con los archivos de calibración adecuados, que permitió procesar los datos y crear las listas de eventos de cada detector. Estas meta-tareas concatenan todas las tareas necesarias para crear listas de eventos calibradas.

Las listas de eventos contienen columnas con información del tiempo en el que llega un fotón, su posición (tanto en el cielo como en el detector), cómo éste impactó y si éste cayó en algún punto crítico del CCD, su energía, y en particular hay una columna llamada *PATTERN* que permite distinguir si se trata de un fotón de rayos X o un rayo cósmico. Ésta indica cómo es el patrón de impacto en el CCD, es decir en cuántos píxeles y en qué manera se distribuye la carga de lo que haya caído en el detector. Al momento de correr las meta-tareas para calibrar, es necesario utilizar un valor adecuado de *PATTERN* para asegurarse que se conservan los eventos producidos efectivamente por fotones. En el caso de la cámara PN se utilizó *PATTERN*= 4 y para las cámaras MOS, *PATTERN*= 12.

³Las cámaras MOS y PN que forman el arreglo EPIC están dispuestas de la siguiente manera: las cámaras MOS llevan siete CCDs: el central se ubica en el punto focal y los seis restantes siguiendo el plano focal; mientras que la PN tiene cuatro cuadrantes con tres CCDs en cada uno.

⁴<https://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton/sas-threads>

Para finalizar la calibración se filtraron las listas de eventos por posibles niveles altos de *background* debidos, principalmente, a la actividad solar. El procedimiento (para el cual también se utilizaron tareas de SAS) consiste en extraer curvas de luz de eventos singulares (*PATTERN*=0) con energías mayores a 10 keV para cada cámara, y así identificar los intervalos donde el *background* presenta altos niveles de amplitud (o *flare*). Luego se determina un valor umbral para la razón de cuentas por segundo (ctas s⁻¹), el cual es 0.35 para las cámaras MOS y 0.4 para la PN. Para valores menores a éstos el *background* es bajo y estable. A los intervalos de tiempo en donde las ctas s⁻¹ son menores al valor umbral se los llama *Good Time Intervals* (GTI) y se utilizan para filtrar toda la lista de eventos por niveles altos de *background*. Hay que tener en cuenta que estos valores dados del umbral son representativos para una observación estándar pero en realidad cambian con cada conjunto de datos.

Finalmente, obtenemos listas de eventos filtradas y calibradas con las cuales podemos crear imágenes, extraer espectros y realizarles análisis de variabilidad, entre otras cosas.

Capítulo 2

Análisis de Datos

2.1. Espectroscopía óptica

En los espectros observados se identifican varias líneas de la componente primaria, pero la secundaria sólo se observa claramente en He I $\lambda 5875$. También se podría distinguir, pero con más dificultad, en He I $\lambda 7065$. En la Figura 2.1 se observa una porción del espectro de HM1 8. Allí podemos ver la línea He I $\lambda 5875$ de la primaria y de la secundaria, algunas del carbono (C III, C IV) y varias líneas/bandas interestelares. Las más fáciles de reconocer son las intensas líneas de Na I. Las demás son DIB (por *Diffuse Interstellar Bands*), cuyo origen es aún incierto (Fan et al., 2017). Estas absorciones no son extrañas de ver dada la ubicación de esta estrella, en un cúmulo cercano al plano galáctico, en una zona donde las imágenes ópticas evidencian una fuerte extinción.

2.1.1. Medidas de velocidad radial

Al momento de elegir las líneas a las cuales medirles la velocidad radial notamos que había pocas con la relación señal a ruido (S/N) suficiente como para realizar la medición. Se eligieron entonces, dentro de las que tenían mejor S/N, las que se conoce por numerosos trabajos que representan mejor la velocidad radial de este tipo de estrellas. Además, se tomaron las que se encontraban a longitudes de onda más grandes, donde las líneas de la primaria y la secundaria se ven bien separadas. Esto se debe a que, a un tiempo dado, las velocidades radiales de la componente primaria y secundaria son constantes a lo largo de todo el espectro, entonces, por efecto Doppler, las podemos escribir como $\frac{VR_1}{c} = \frac{(\lambda_1 - \lambda_0)}{\lambda_0}$ y $\frac{VR_2}{c} = \frac{(\lambda_2 - \lambda_0)}{\lambda_0}$. Ahora, si las restamos obtenemos que $\frac{VR_2}{c} - \frac{VR_1}{c} = \frac{(\lambda_2 - \lambda_1)}{\lambda_0}$ donde el miembro izquierdo es una constante, por lo tanto el cociente $\frac{(\lambda_2 - \lambda_1)}{\lambda_0}$ también debe serlo. Así, si queremos obtener una mayor diferencia entre las longitudes de onda centrales para cada componente, $(\lambda_2 - \lambda_1)$, debemos aumentar también λ_0 , que representa la longitud de onda en reposo de la línea, es decir hay que ir más hacia el rojo en el espectro. Finalmente, las líneas utilizadas fueron: He I $\lambda 5875$, He II $\lambda 5411$ y He II $\lambda 4542$.

El procedimiento de medida consistió en determinar la longitud de onda central de las líneas espectrales ajustándoles un perfil gaussiano con la tarea `splot` de IRAF. Tuvimos dificultades

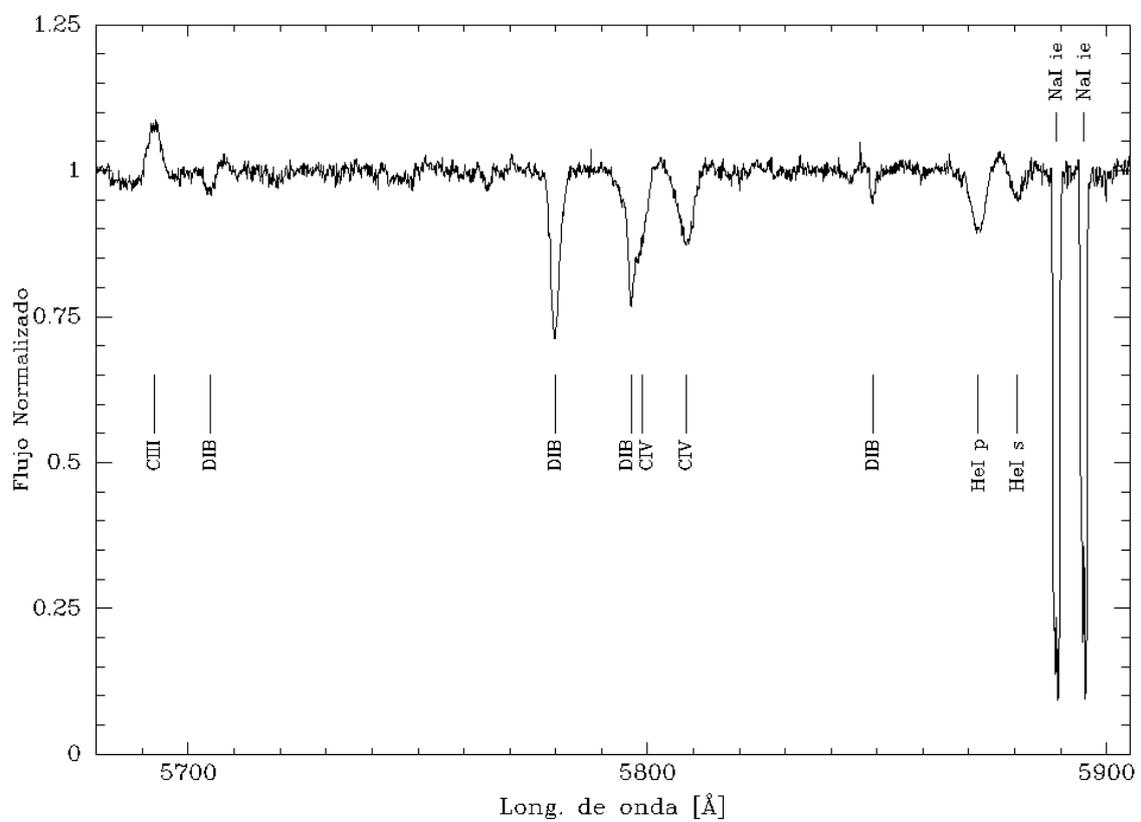


Figura 2.1: Espectro de HM1 8 tomado con el telescopio du Pont la noche del 13 de mayo de 2009. Se muestra la región cercana a la línea He I $\lambda 5875$ en una fase donde se separan claramente las dos componentes. Nótese la intensidad de las líneas de absorción de Na I y la presencia de varias bandas difusas (DIB).

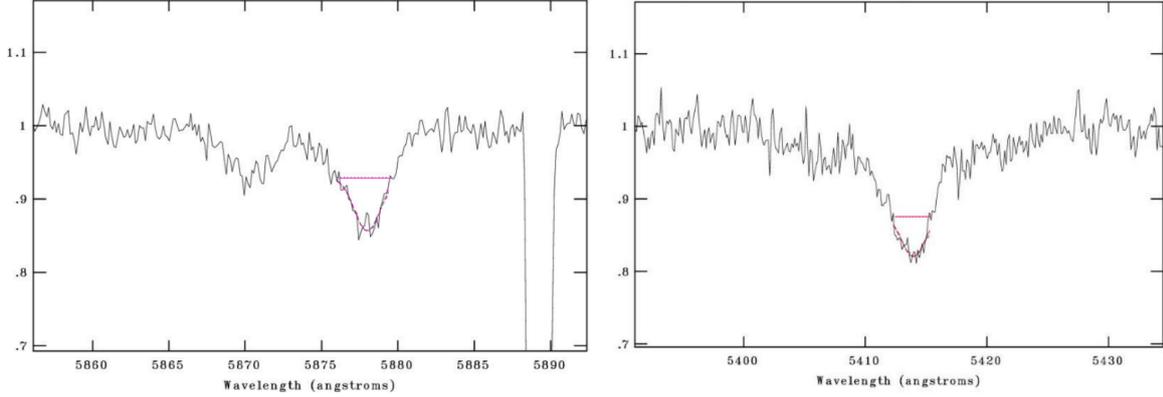


Figura 2.2: Ajuste de gaussiana al núcleo de la primaria, para evitar contaminación, para las líneas He I $\lambda 5875$ (izquierda) y He II $\lambda 5411$ (derecha) utilizando la tarea `splot`.

para aplicar este procedimiento: la primera fue que no resultó fácil identificar el nivel del continuo espectral fuera de la línea, debido al ruido. La segunda, que los espectros en los cuales las líneas de las dos componentes se separaban claramente eran muy pocos. Por lo tanto, optamos por ajustar gaussianas solamente a los núcleos de las líneas, sin considerar sus alas.

Esta forma de medir podría subestimar la amplitud de las curvas de velocidad radial, ya que la posición del centro de las gaussianas ajustadas a los núcleos podría no coincidir exactamente con la longitud de onda central de la línea. Pero dado que nuestra intención es obtener una primera aproximación, nos basta este método de medición.

Una vez ajustada la gaussiana, asumimos que la longitud de onda del mínimo central de la misma se corresponde con la longitud de onda central de la línea (ver Figura 2.2). Con esta medida calculamos la velocidad radial de la estrella mediante el corrimiento Doppler del centro de la línea con respecto a su longitud de onda en reposo. La velocidad obtenida se corrigió además para llevarla al sistema de referencia heliocéntrico. Es decir:

$$V_R = \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \right) c + V_{helio} \quad (2.1)$$

dónde V_R representa la velocidad radial de la estrella, λ la longitud de onda medida, λ_0 la longitud de onda en reposo y V_{helio} la corrección al sistema heliocéntrico.

Como en la línea He I $\lambda 5875$ se ve la componente secundaria, además de la primaria, tendremos medidas de velocidad radial de ambas en esta línea. Las velocidades radiales medidas para cada línea y cada espectro están detalladas en la Tabla 2.1.

Estimación de errores

Para estimar los errores en las medidas de velocidad radial, medimos la velocidad radial de la línea interestelar Na I $\lambda 5889$, en la cual no se debería apreciar un cambio de un espectro a otro, ya que esta línea se origina en nubes moleculares cuya velocidad radial se puede considerar constante. Esta línea presenta tres componentes, que se muestran en la Figura 2.3. Allí además, se indica

HJD	He I $\lambda 5875$		He II $\lambda 5411$	He II $\lambda 4542$
2400000+	1	2	1	1
53873.85797	93.5	-264.0	107.0	65.4
53874.86969	109.4		121.4	154.0
53877.78497	-100.5		-99.7	-77.5
53920.75106	78.7		91.1	90.3
53921.73405	116.6	264.9	137.2	126.2
53937.63537	-17.5	159.7	10.5	13.4
53938.70957	100.3		111.9	117.8
53954.56972	-48.7	-241.9	-51.7	
53954.58590	-41.6		-45.7	
53955.58773	22.4			
53987.50787	-36.6	267.1	-39.2	25.8
53988.50391	-157.6		-157.3	-150.0
53989.51677	-95.4	-282.7	-81.4	-86.0
53990.51984	-13.3		17.1	51.3
53991.52701	110.6	-203.6	101.3	107.3
54198.86849	-18.5	-293.8	3.5	23.9
54257.74970	-11.9	273.1	-10.1	
54258.80522	-172.7	207.2	-159.8	-149.7
54600.72633	-123.5	-261.6	-110.5	-111.6
54626.78469	120.4	253.7	141.6	115.5
54953.80348	-73.0		-65.0	-63.4
54956.80718	80.1		80.7	85.8
54961.79336	113.4		131.0	142.8
54964.68243	-164.7		-138.2	-147.3
54976.74742	-139.8		-126.0	-131.4
56813.77954	115.4		143.1	117.2
56815.81807	-150.4		129.3	-135.3
53954.56972	-49.7		-58.4	-54.4
53954.58590	-43.1		-47.3	-46.5

Tabla 2.1: Medidas de las velocidades radiales, en km s^{-1} , de las componentes del sistema para las líneas seleccionadas. El 1 indica las velocidades radiales de la primaria y el 2 de la secundaria.

cuál es la componente que se utilizó para realizar estas medidas. Se eligió la componente que no está saturada y es visible en todos los espectros. En promedio, se obtuvo $V_R = -39.9 \text{ km s}^{-1}$ con una desviación estándar de 0.77 km s^{-1} . Se estimó por tanto que el error en las medidas de velocidad radial de las estrellas es de $\sim 0.8 \text{ km s}^{-1}$.

2.1.2. Clasificación espectral

Para realizar la clasificación espectral se separaron primero los espectros de ambas componentes, de la siguiente manera: primero se seleccionaron los espectros de mayor resolución disponibles, es decir los de FEROS, y entre ellos se eligieron cuatro (dos correspondientes al máximo y mínimo de velocidad radial de la primaria, y otros dos con velocidades intermedias,

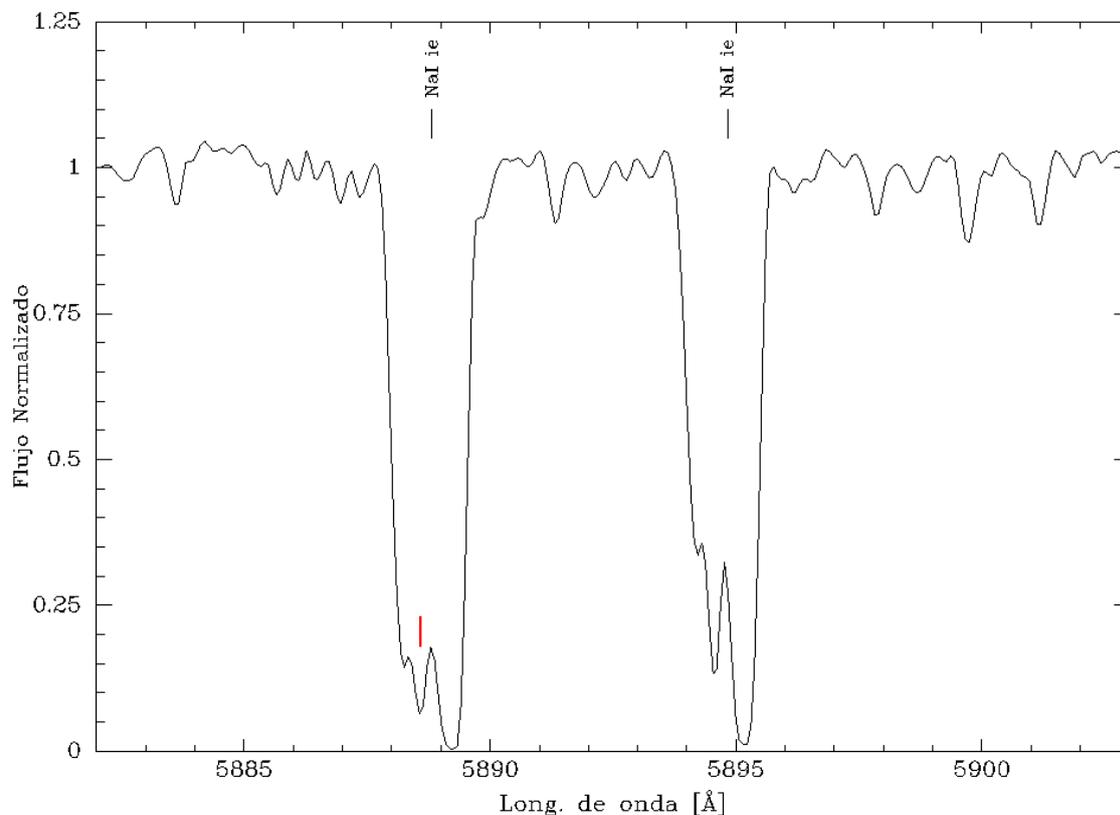


Figura 2.3: Líneas interestelares Na I λ 5889 y Na I λ 5895. La línea roja muestra la componente utilizada para la medición de velocidad radial.

una positiva y otra negativa)¹. Dichos espectros se corrigieron por la velocidad de la primaria (usando la tarea `dopcor` de IRAF), luego se promediaron con `scombine` y se modificó su dispersión para llevarla a un valor similar al de los espectros del atlas de Sota et al. (2011), es decir 0.80 Å/pix, utilizando `dispcor`. Se obtuvo así el espectro de la componente primaria (ver Figura 2.4).

A continuación, para cada uno de los 4 espectros originales, se desplazó el espectro de la primaria según su velocidad radial correspondiente, y se restó al espectro original. Los resultados de las restas se corrigieron por la velocidad de la secundaria, luego se promediaron y se llevó el resultado a la dispersión del atlas mencionado. Se tuvo así el espectro separado de la componente secundaria (ver Figura 2.5).

En el espectro de la primaria, notamos que la intensidad de la línea He I λ 4471 es significativamente menor que la de He II λ 4542. En base a esta característica, y comparándolo con los atlas espectrales de Walborn & Fitzpatrick (1990) y Sota et al. (2011) consideramos que se trata de una estrella de tipo espectral **O5**. Luego, comparando con los espectros estándar de Sota

¹Los espectros elegidos fueron tomados en las noches del 9 de junio de 2008, y 2, 5 y 25 de mayo de 2009.

et al. (2011) y siguiendo el criterio de luminosidad de Walborn & Fitzpatrick (1990), notamos que las emisiones de N III $\lambda 4634/41/42$ son más intensas que la absorción de He II $\lambda 4686$, lo cual indicaría que la estrella es de clase II. Sin embargo no observamos emisión en Si IV $\lambda 4504$, lo cual indicaría una clase III. Por último, siguiendo los calificadores de Sota et al. (2011), dado que la emisión en N III $\lambda 4634/41/42$ puede considerarse “media” y la absorción en He II $\lambda 4686$ también, entendemos que se le debe asignar un calificador (f). Por estos motivos, proponemos clasificar la componente primaria como una **O5 II–III (f)**.

En el espectro de la secundaria, a pesar de su escasa intensidad, distinguimos varias líneas. Siguiendo los criterios de los autores antes mencionados, en primer lugar identificamos He I $\lambda 4471$, pero no estamos seguros de distinguir He II $\lambda 4542$. Esto indicaría que se trata de una estrella más tardía que O9.7. Aparentemente identificamos He II $\lambda 4200$, aunque ligeramente desplazada, pero no He I $\lambda 4144$, lo cual indicaría un tipo O7, o un poco más temprano (pero esto sería incompatible con la no detección de He II $\lambda 4542$). Tal vez distingamos marginalmente Si III $\lambda 4552$, lo cual nos llevaría a pensar nuevamente en una O9.7 o B0. En ese caso, siguiendo la Tabla 6 de Sota et al. (2011) respecto a la clase de luminosidad, como identificamos He II $\lambda 4686$, pero no estamos seguros de distinguir He I $\lambda 4713$, mientras que He I+II $\lambda 4026$ parece más intensa que Si IV $\lambda 4089$, consideramos que se trata de una estrella de clase V. En resumen, proponemos clasificar a la componente secundaria como una **O9.7–B0 V**.

2.1.3. Determinación del período orbital

El paso siguiente fue obtener el período orbital (P) de HM1 8. Para eso utilizamos la tarea `pdm` del paquete `noao` de IRAF, llamada así por *phase dispersion minimization*.

La tarea consiste en minimizar la varianza de los datos con respecto, originalmente, a una curva de luz media, pero nosotros lo utilizamos para una curva de velocidad radial. El conjunto de observaciones se representa con dos vectores, las magnitudes \vec{x} y los tiempos de observación \vec{t} . Sea entonces σ^2 la varianza de \vec{x} y s^2 la varianza global de M muestras (cada una con varianza σ_i^2), dónde s^2 representa una medida de la dispersión respecto de una curva de luz media definida con los valores medios de x_i de cada muestra. Éstos valores medios se toman como funciones de la fase ϕ , la cual se calcula con un período de prueba. Entonces, se define la estadística

$$\Theta = \frac{s^2}{\sigma^2} \quad (2.2)$$

Si los datos contienen una señal periódica, y el período de prueba no corresponde al de la señal, $s^2 \approx \sigma^2$ y $\Theta \approx 1$; mientras que si el período es el correcto, Θ alcanzará un mínimo local cercano a cero. Los detalles de esta técnica se describen en el trabajo de Stellingwerf (1978).

Para realizar esto, la tarea necesita un archivo de entrada con velocidades radiales o datos fotométricos. Utilizamos las medidas de velocidad radial de la línea He I $\lambda 5875$ para la estrella primaria, ya que son las más confiables que obtuvimos. Así encontramos que Θ se minimiza para $P = 5.88 \pm 0.09$ días (ver Figura 2.6), un valor similar al reportado por Gamen et al. (2008).

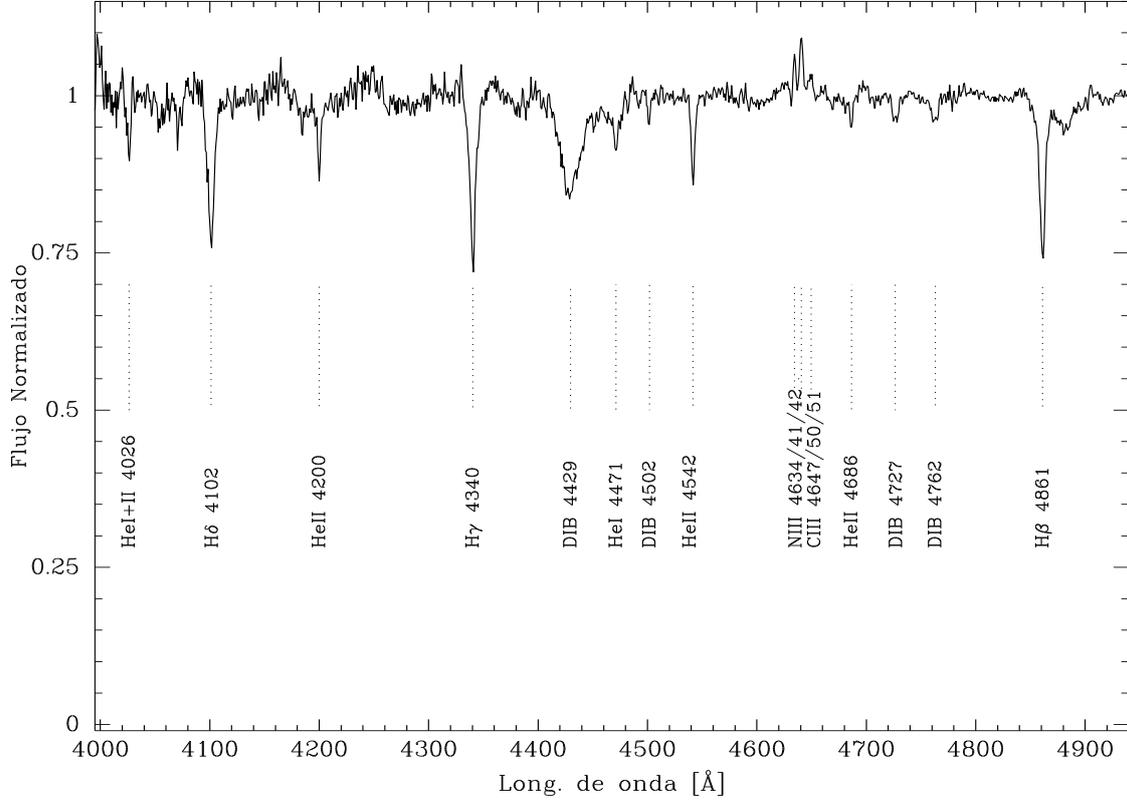


Figura 2.4: Espectro de la componente primaria de HM1 8 ampliado en la región de clasificación espectral (4000–4900Å). Se señalan las principales líneas identificadas.

2.1.4. Obtención de parámetros orbitales

Los datos fotométricos y espectroscópicos se ajustaron con **FOTEL**, acrónimo de *FOTometric ELements*. Este programa fue escrito por el Dr. Petr Hadrava del observatorio de Ondřejov (Chequia) y permite hallar una solución simultánea de curvas de velocidad radial y curvas de luz de sistemas binarios, además de derivar sus parámetros orbitales y físicos (Hadrava, 2004). El programa necesita de un archivo inicial con datos de velocidades radiales y/o magnitudes para hallar la solución, y valores iniciales de las variables a ajustar. Para espectroscopía, **FOTEL** asume órbitas keplerianas y minimiza mediante un método numérico el valor de $(O - C)^2$, donde O es el valor observado de una variable, es decir el de la tabla de entrada, y C es el calculado por el modelo físico del sistema que utiliza **FOTEL** (ver Apéndice A).

Comenzamos ajustando sólo las velocidades radiales para la línea He I $\lambda 5875$, y así obtuvimos los parámetros orbitales. Los valores iniciales utilizados para los parámetros se determinaron de la siguiente manera: el período y la época del periastro T_0 fueron obtenidos con la tarea **pdm**; para la excentricidad se inspeccionó la curva de velocidad radial y se observó que ésta no era un senoide perfecto, por lo que se eligió un valor de $e \neq 0$ pero pequeño; las semiamplitudes

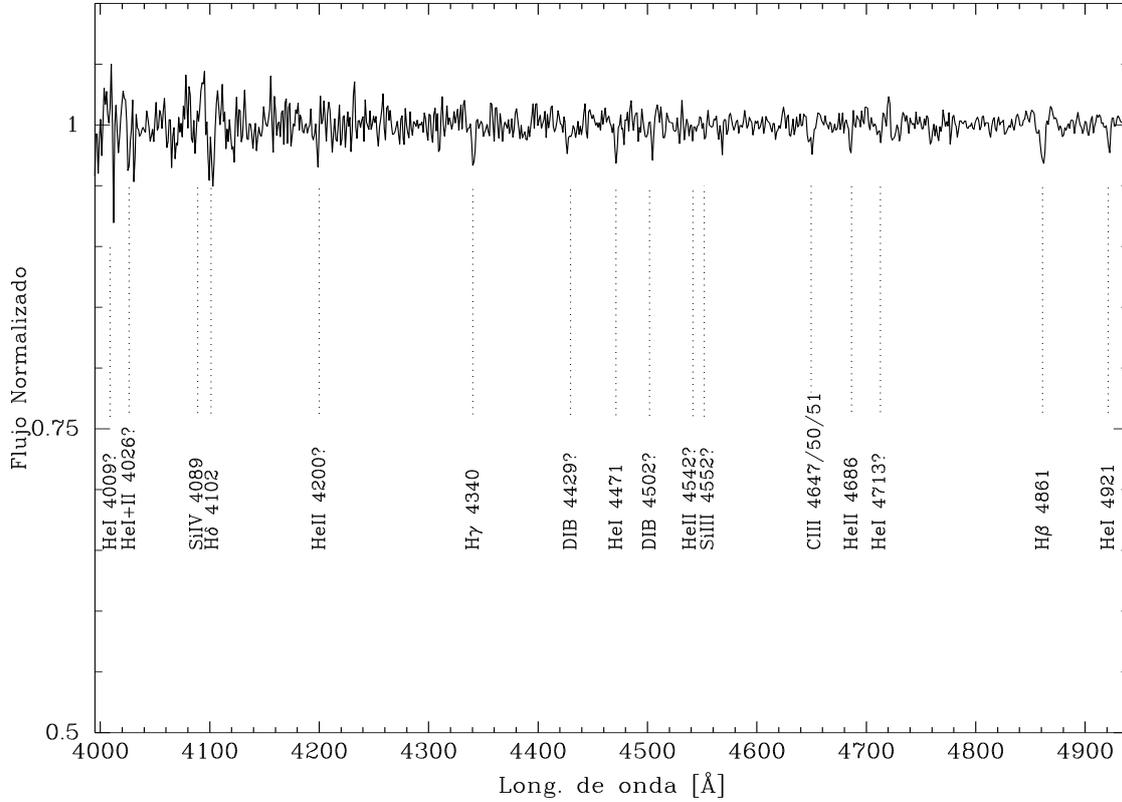


Figura 2.5: Espectro de la componente secundaria de HM1 8 ampliado en la región de clasificación espectral (4000–4900Å). Se señalan las principales líneas identificadas. ?: identificaciones dudosas por longitud de onda y/o forma de la línea.

$K_{1,2}$ fueron estimadas a partir de las velocidades radiales máximas y mínimas medidas. Por último, inspeccionando la forma de la curva de velocidad radial (en particular su pendiente en los alrededores del periastro) se asumió que la longitud del periastro ω debía estar entre 0° y 180° , por lo que se eligió 90° .

Como el P es el valor más confiable que tenemos, comenzamos refinando su valor, para lo cual dejamos libre sólo este parámetro, y usamos solamente los datos de la primaria. Introdujimos el valor ajustado por FOTEL como una nueva suposición inicial para P y repetimos el procedimiento.

Una vez que tuvimos una solución estable para el período, lo fijamos y liberamos la época del periastro T_0 . Una vez que el ajuste de T_0 convergió dejamos los dos parámetros libres (P y T_0), corroborando que el ajuste sea razonable (comparando gráficamente la curva teórica con los datos). El siguiente parámetro liberado fue la longitud del periastro ω ; nuevamente, una vez que estabilizamos este valor, liberamos los 3 parámetros juntos (P , T_0 y ω). Luego seguimos el mismo procedimiento para la excentricidad, la semiamplitud K_1 y el cociente de masas $q = M_2/M_1$, respectivamente, incorporando para la última variable los datos de la secundaria. Finalmente se liberaron todos los parámetros y se verificó que al hacerlo los valores ajustados no cambiaban, o

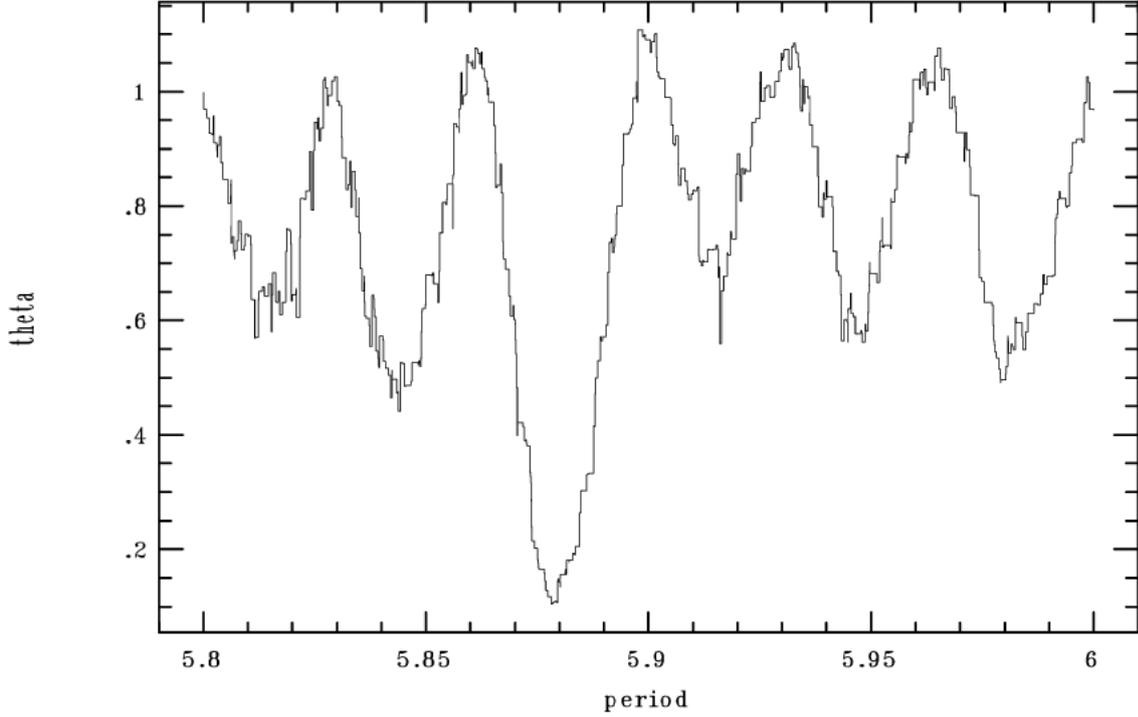


Figura 2.6: Función estadística Θ vs. Período de prueba, calculada por la tarea `pdm`. Se observa el mínimo en ~ 5.88 días.

que los cambios eran menores a los errores del ajuste. En estas últimas etapas del proceso se le dió el mismo peso (1) a los datos de la primaria y de la secundaria. Los valores de los parámetros orbitales ajustados se pueden ver en la Tabla 2.2.

Al tener los parámetros ya ajustados, la salida de `FOTEL` proporciona valores para los semiejes mayores proyectados de las órbitas $a_{1,2} \sin i$ y para las masas mínimas $M_{1,2} \sin^3 i$.

Además, junto a la solución, `FOTEL` nos devuelve la media cuadrática de las diferencias entre los valores observados y calculados para las velocidades radiales de la primaria y la secundaria:

$$rms_{1,2} = \left[\sum_i (v_{r1,2,i} - C_{1,2,i}) \right]^{1/2} \quad (2.3)$$

donde $v_{r1,2,i}$ indica cada medida de la velocidad radial de la primaria y secundaria, respectivamente, y $C_{1,2,i}$ el valor calculado para cada una.

En la Figura 2.7 se puede ver la curva teórica, donde los valores de los parámetros son los ajustados con `FOTEL`, junto con las medidas de velocidad radial que tomamos con `IRAF` (referidas al baricentro del sistema) para He I $\lambda 5875$.

En la Tabla 2.2 se puede notar que las dos estrellas arrojan valores diferentes de la velocidad sistémica γ , cuando en realidad deberían dar las dos el mismo valor, ya que se trata de un único sistema. Se trata de un efecto conocido en las estrellas masivas. Se piensa que la diferencia se debe a que, por causa de sus intensos vientos, las líneas espectrales se originan en un material

Parámetro	Valor
P (días)	5.87863 ± 0.00016
T_0 (HJD- 2400000)	56815.000 ± 0.099
e	0.167 ± 0.014
ω ($^\circ$)	91.82 ± 0.11
K_1 (km s^{-1})	139.8 ± 3.7
K_2 (km s^{-1})	278.6 ± 7.2
$q = M_1/M_2$	0.502 ± 0.013
$a_1 \sin i$ (R_\odot)	16.00 ± 0.43
$a_2 \sin i$ (R_\odot)	31.9 ± 1.2
$a \sin i$ (R_\odot)	47.9 ± 1.3
$M_1 \sin^3 i$ (M_\odot)	28.5 ± 2.3
$M_2 \sin^3 i$ (M_\odot)	14.3 ± 1.2
γ_1 (km s^{-1})	-21.0 ± 2.4
γ_2 (km s^{-1})	-7.4 ± 4.3
rms_1 (km s^{-1})	11.84
rms_2 (km s^{-1})	9.72
$rms_{sistema}$ (km s^{-1})	11.10

Tabla 2.2: Parámetros que resultan del ajuste con FOTEL utilizando las medidas de las velocidades radiales de la línea He I $\lambda 5875$.

que se está alejando del baricentro de cada estrella a distintas velocidades. Este fenómeno se intensifica para estrellas evolucionadas, gigantes y supergigantes.

Recordemos que para hallar esta solución sólo se tuvo en cuenta la línea He I $\lambda 5875$. Verificamos que si agregamos las líneas He II $\lambda 5411$ y He II $\lambda 4542$ al ajuste, junto con He I $\lambda 5875$, la solución no cambia significativamente (como se ve en la Figura 2.8) y la diferencia que se produce en los parámetros ajustados se encuentra dentro del error esperado.

Como ya se mencionó, inspeccionando el espectro notamos que en la línea He I $\lambda 7065$ también parecería apreciarse la componente secundaria, pero su medición implica un trabajo más minucioso que será realizado a futuro.

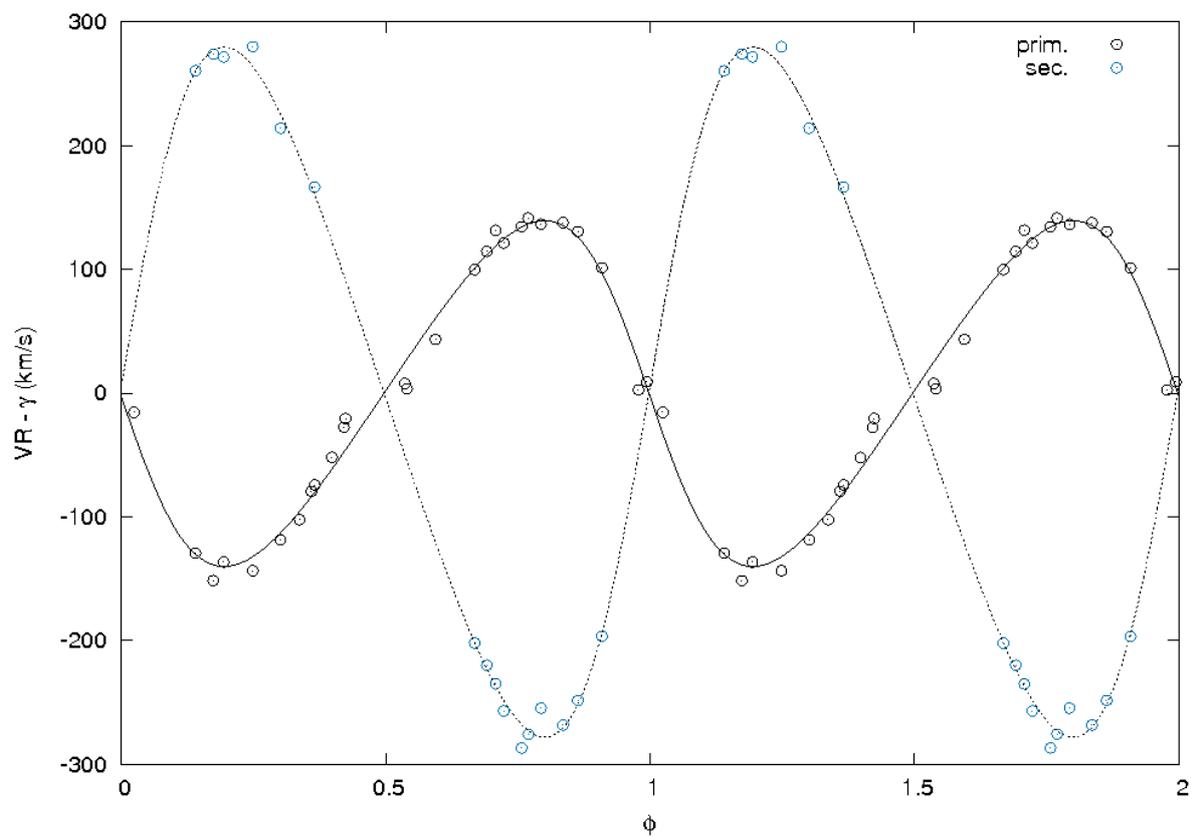


Figura 2.7: Curva de velocidad radial ajustada a las medidas realizadas con la línea He I $\lambda 5875$. Ver solución orbital en la Tabla 2.2. A cada componente se le restó su correspondiente velocidad sistémica.

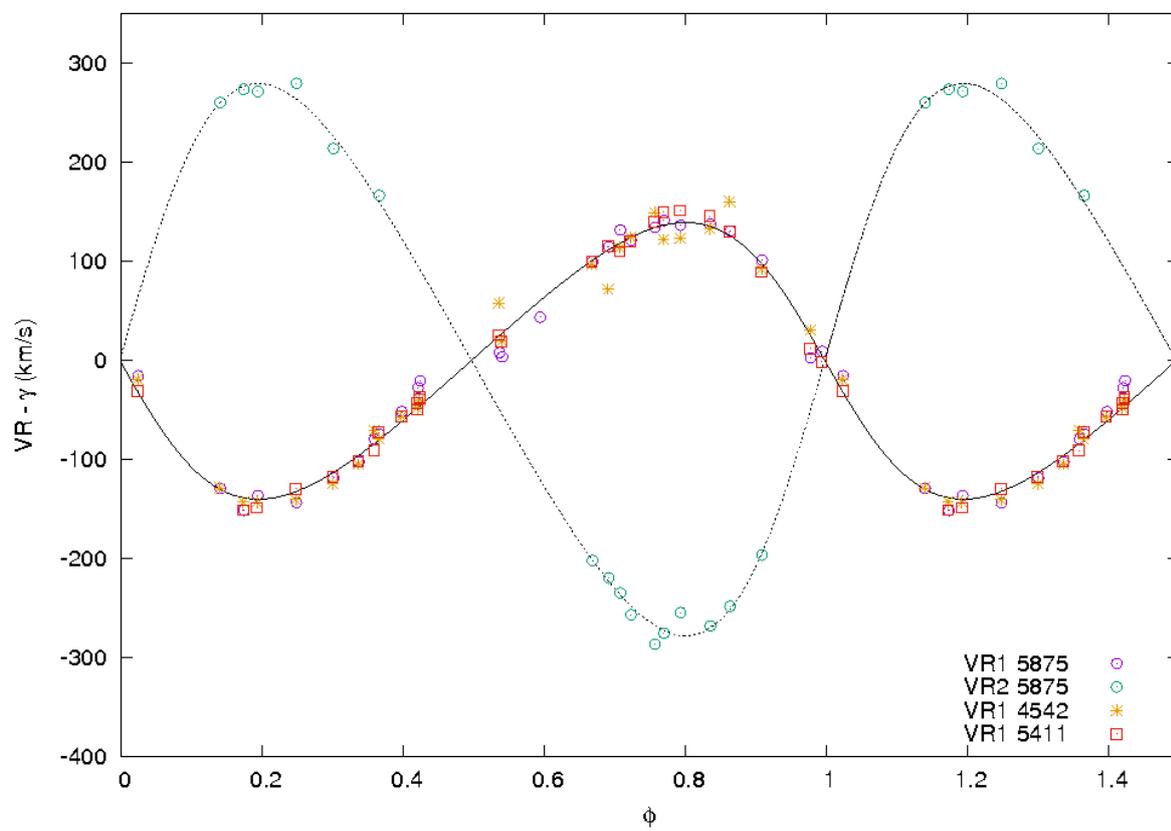


Figura 2.8: Curva de velocidade radial para He I $\lambda 5875$, He I $\lambda 5411$ e He I $\lambda 4542$. Em linha sólida se indica a curva teórica calculada com los parámetros de la Tabla 2.2 para la componente primaria y en punteadas para la secundaria.

2.2. Fotometría

2.2.1. Análisis de la curva de luz

Parámetros fotométricos y astrofísicos

Una vez que ajustamos la espectroscopía, agregamos los datos fotométricos. Para la fotometría, FOTEL modela los eclipses como una ocultación de dos discos y a las estrellas como elipsoides triaxiales. El método numérico es el mismo que para la espectroscopía y también debemos darle valores iniciales a las variables.

Para los parámetros ajustados anteriormente se usaron como valores iniciales los valores hallados con la velocidad radial, el resto de ellos fueron estimados de la siguiente manera: conociendo el tipo espectral de la primaria (O5 II–III) tomamos de la calibración de Martins et al. (2005) la masa espectroscópica M_1 , la temperatura efectiva T_{eff1} , la magnitud absoluta M_{v1} y el radio R_1 . Con las estimaciones de M_1 y $M_1 \sin^3 i$ obtuvimos un valor inicial de la inclinación; con éste y $a \sin i$ tuvimos un valor inicial para a ; a su vez con M_1 y el valor del cociente de masas q que se obtuvo anteriormente, estimamos la masa de la secundaria M_2 , y así buscamos nuevamente en Martins (2005) una estimación de sus parámetros astrofísicos. Con los valores de las magnitudes absolutas estimamos las luminosidades como

$$M_{v1,2} = -2.5 \log L_{v1,2} + c_v,$$

y con éstas las magnitudes aparentes de cada componente

$$V_i - V = -2.5 \log \frac{L_{v,i}}{L_{v,1+2}},$$

donde

$$L_{v,1+2} = L_{v,1} + L_{v,2}$$

con $V = 12.506$; por último fijamos los coeficientes de oscurecimiento al limbo en los valores del modelo de Castelli & Kurucz (2004), para una ley lineal, tomando T_{eff} , $\log g$ y $\left[\frac{M}{H}\right]$ de Martins et al. (2005).

Una vez que ingresamos todos estos valores iniciales nuevamente ajustamos de a uno todos los parámetros hasta obtener una solución estable. En la Figura 2.9 se puede ver en conjunto la curva de velocidad radial para He I $\lambda 5875$ y la curva de luz, mientras que en la Tabla 2.3 se detallan los parámetros obtenidos. Las masas obtenidas para ambas componentes están dentro del rango esperado para estos tipos espectrales, como puede verse en las Figuras 2.10 y 2.11, en las cuales se representan todas las masas reportadas hasta el presente, obtenidas por el método de las binarias eclipsantes (ver Ferrero, 2016).

En la curva de luz notamos que sólo un eclipse es visible, por lo que realizamos un esquema de la configuración geométrica del sistema durante los eclipses, que puede verse en la Figura 2.12. Allí, se representan las dos estrellas (primaria en amarillo y secundaria en violeta) vistas

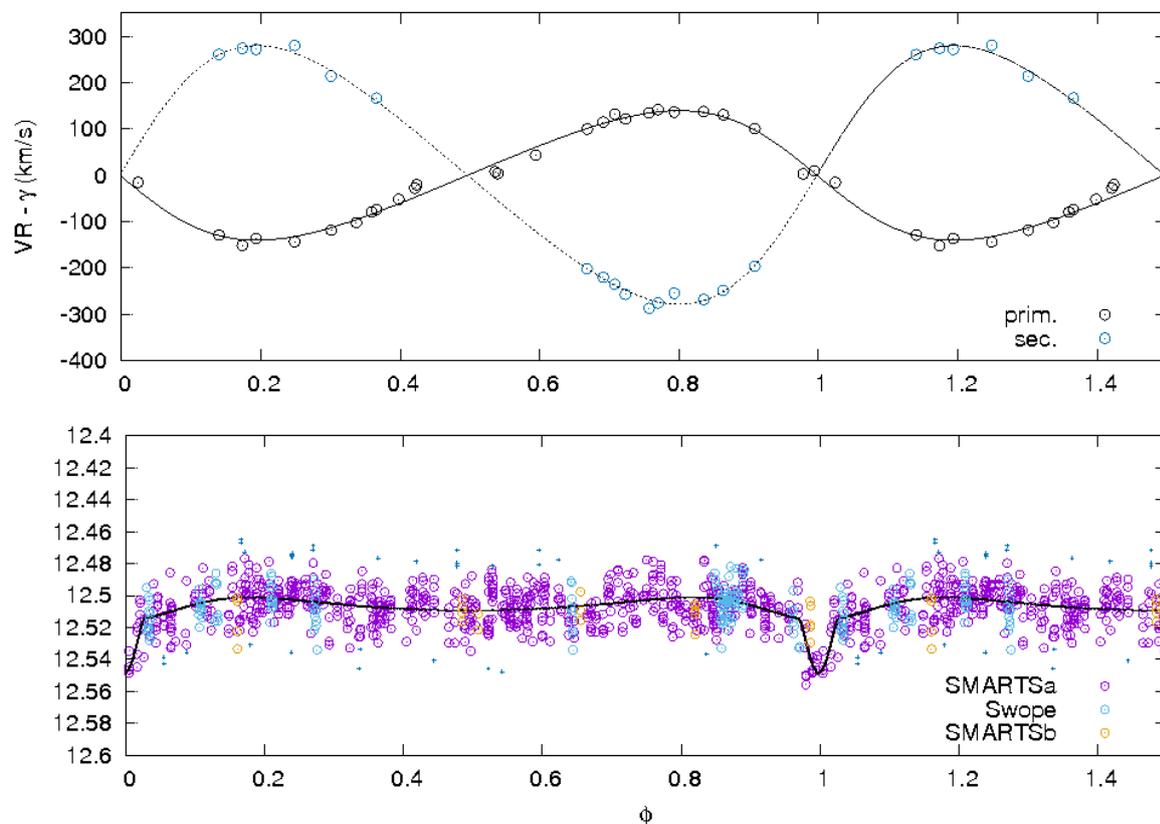


Figura 2.9: Curva de velocidad radial de la línea He I $\lambda 5875$ y curva de luz para HM1 8. Las cruces pequeñas indican los puntos por fuera de 2σ , los cuales no fueron incluidos en el ajuste. Ver los parámetros de la solución orbital en la Tabla 2.3

desde una dirección paralela a la línea de los nodos, en las conjunciones superior e inferior. Resulta evidente que en esta configuración apenas es posible observar el eclipse primario, por causa de la excentricidad del sistema. Cuando la componente secundaria se encuentra detrás de la primaria, también se sitúa en el apoastro y por ese motivo no se produce el segundo eclipse. La escasa profundidad del eclipse observado en la curva de luz introduce una incerteza en nuestras determinaciones de la inclinación, la diferencia de magnitudes y la relación entre los radios estelares.

Parámetro	Valor
P (días)	5.87864 ± 0.00012
T_0 (HJD- 2400000)	56814.994 ± 0.052
e	0.168 ± 0.013
$\omega(^{\circ})$	91.033 ± 0.013
K_1 (km s $^{-1}$)	139.8 ± 3.7
K_2 (km s $^{-1}$)	279.0 ± 7.2
$q = M_1/M_2$	0.501 ± 0.013
$a_1 \sin i$ (R $_{\odot}$)	16.01 ± 0.40
$a_2 \sin i$ (R $_{\odot}$)	31.9 ± 1.2
$a \sin i$ (R $_{\odot}$)	47.9 ± 1.3
$M_1 \sin^3 i$ (M $_{\odot}$)	28.6 ± 2.2
$M_2 \sin^3 i$ (M $_{\odot}$)	14.3 ± 1.2
i ($^{\circ}$)	66.037 ± 0.095
a (R $_{\odot}$)	52.4 ± 1.4
M_1 (M $_{\odot}$)	37.5 ± 3.0
M_2 (M $_{\odot}$)	18.8 ± 1.6
R_1/a^{\dagger}	0.2417 ± 0.0034
R_2/a^{\dagger}	0.1526 ± 0.0028
V_1 (mag)	12.75 ± 0.76
V_2 (mag)	14.7 ± 1.1
V (mag)	12.5033 ± 0.0056
γ_1 (km s $^{-1}$)	-21.1 ± 2.3
γ_2 (km s $^{-1}$)	-6.9 ± 3.7
rms_1 (km s $^{-1}$)	11.83
rms_2 (km s $^{-1}$)	9.77
$rms_{\text{espectroscopía}}$ (km s $^{-1}$)	11.10
$rms_{\text{fotometría}}$ (mag)	0.013

Tabla 2.3: Parámetros ajustados con FOTEL utilizando las medidas de las velocidades radiales junto a los datos fotométricos. $^{\dagger}R_i$ representa el radio efectivo de cada estrella en el paso por el periastro.

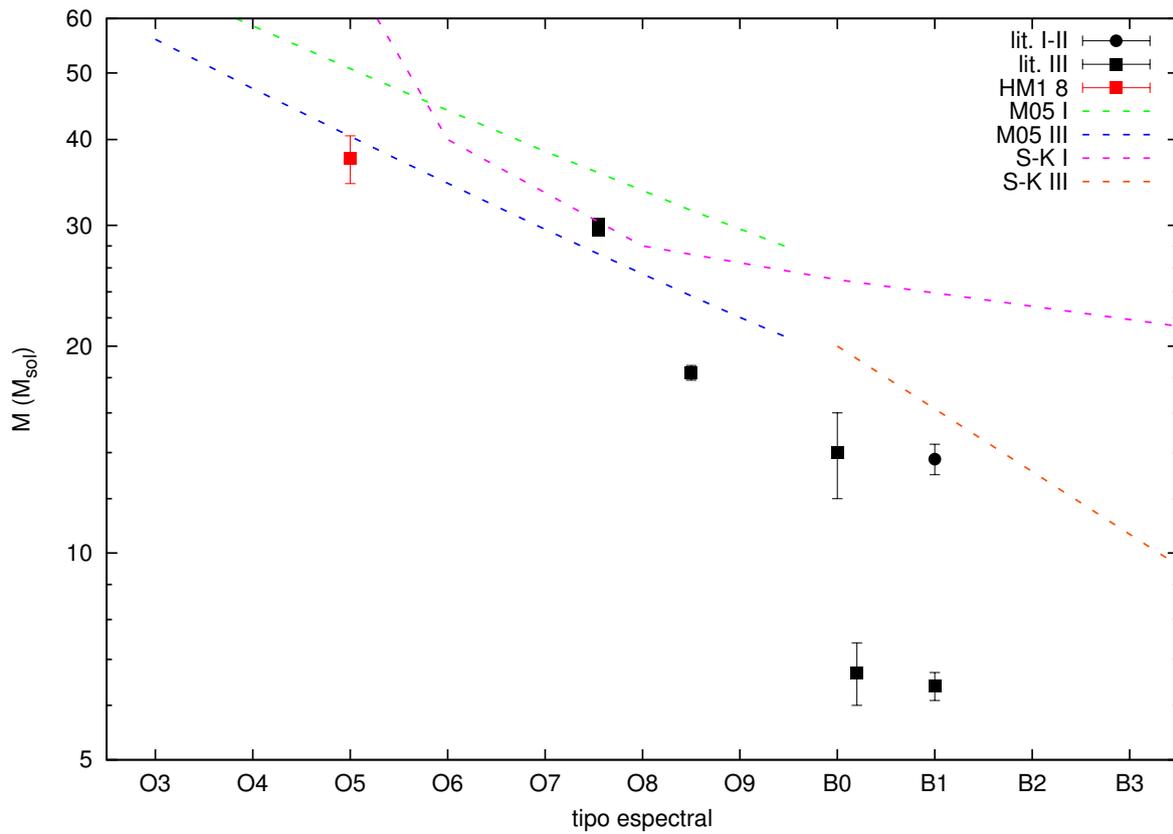


Figura 2.10: Masas de estrellas masivas de clases de luminosidad I y III en sistemas binarios eclipsantes O+OB. Puntos negros: valores obtenidos de la literatura: cuadrados: gigantes; círculo: supergigante. Punto rojo: componente primaria de HM1 8. Líneas de trazos: calibraciones de Martins et al. (2005) para supergigantes (verde) y gigantes (azul), y de Schmidt-Kaler (Cox, 2000, p. 390) para supergigantes (fucsia) y gigantes (anaranjado). Figura original de Ferrero (2016), adaptada para esta tesis.

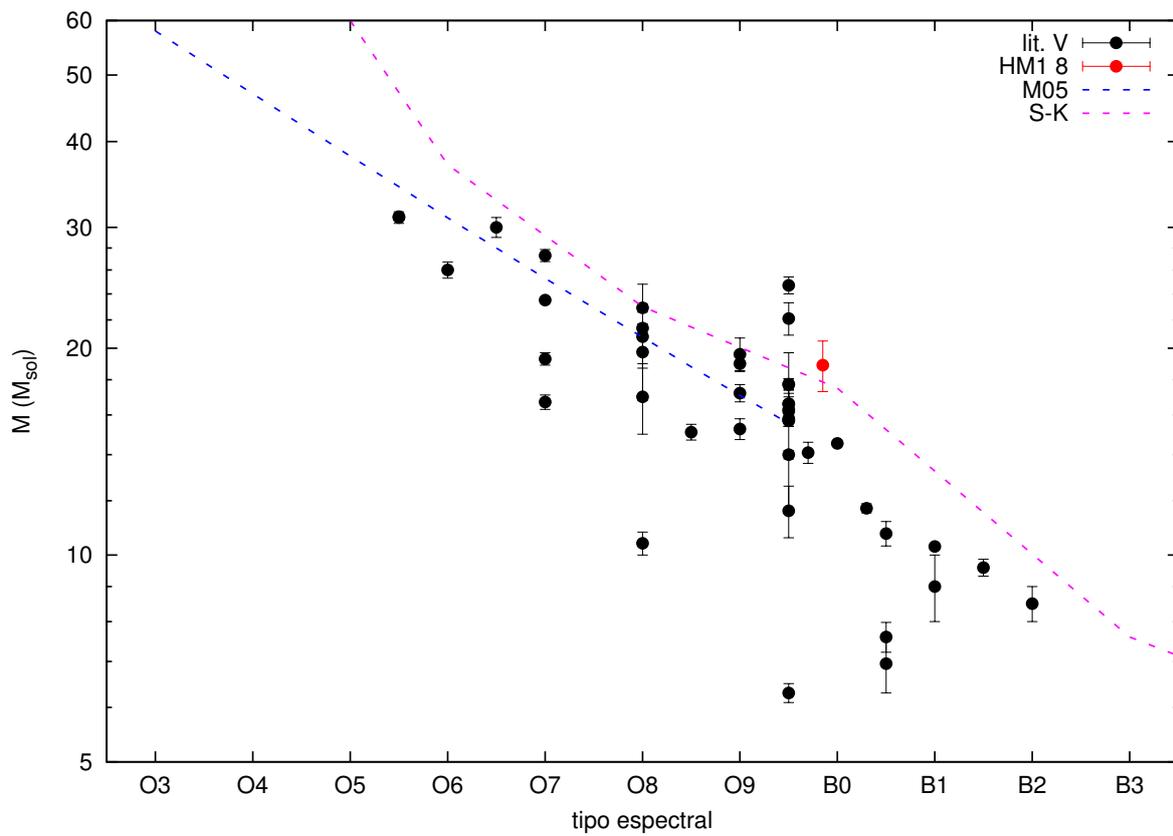


Figura 2.11: Masas de estrellas masivas de clase de luminosidad V en sistemas binarios eclipsantes O+OB. Puntos negros: valores obtenidos de la literatura; rojo: componente secundaria de HM1 8. Líneas de trazos: calibraciones de Martins et al. (2005) (azul) y de Schmidt-Kaler (Cox, 2000, p. 390) (rojo). Figura original de Ferrero (2016), adaptada para esta tesis.

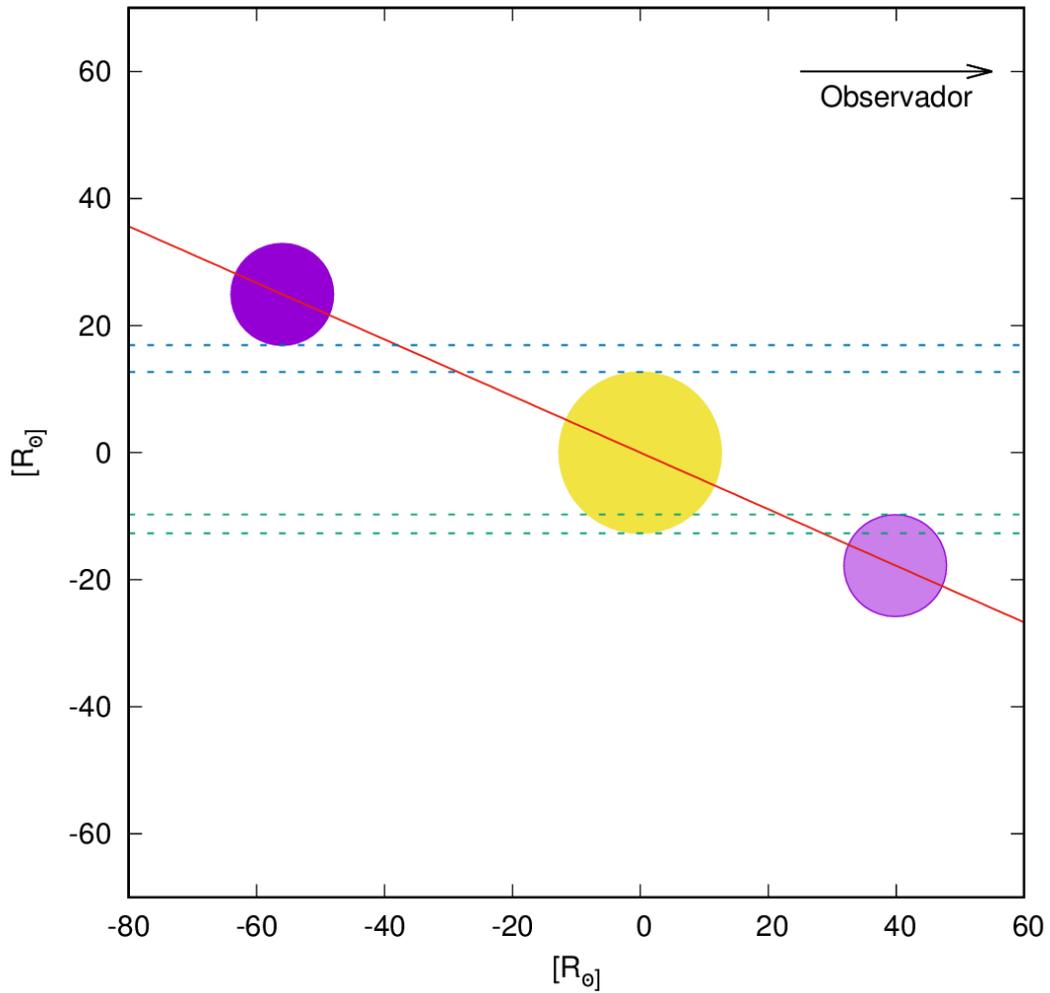


Figura 2.12: Configuración del sistema visto desde la dirección de la línea de los nodos. El círculo amarillo representa a la componente primaria, el violeta oscuro a la secundaria en el apoastro mientras que el violeta claro a la secundaria en el periaastro. Las líneas punteadas indican las tangentes de las superficies estelares en la dirección de la línea de la visual. La línea roja representa el plano orbital. La flecha negra indica la dirección del observador.

2.3. Rayos X

Con respecto a las observaciones en rayos X, como ya mencionamos anteriormente, se obtuvieron las listas de eventos reducidas y calibradas por niveles altos de *background*. Lo siguiente, fue extraer el espectro de HM1 8 mediante tareas de *SAS*, al que luego se le ajustó un modelo teórico usando el paquete *xspec* de *HEASOFT*. Para la extracción del espectro se utilizó una apertura circular centrada en la posición de la estrella y el *background* se tomó de una zona donde no hay emisión X detectable (intentando que sea en el mismo CCD de donde se extrae la fuente correspondiente), como se ve en la Figura 2.13. Una vez que se extrajeron los espectros tanto de la fuente como del fondo, se calcularon las áreas efectivas y las matrices de redistribución. Luego, se crearon las matrices que contienen información de la respuesta del detector y del área efectiva del instrumento, respectivamente. Y finalmente, se vincularon todos los archivos que contienen estos datos para crear el espectro de la fuente y se le aplicó un *binning* de 16 cuentas por *bin*.

Además, se extrajeron imágenes filtradas en distintos rangos de energía: blando (0.5-1.2 keV), medio (1.2-2.5 keV) y duro (2.5-10keV), donde en cada una se combinaron las imágenes de las cámaras MOS. La cámara PN fue excluída ya que sus *gaps* no coinciden con los de las MOS y desmejora considerablemente la imagen. Del análisis en los diferentes rangos de energía notamos que HM1 8 no tiene emisión en rayos X por encima de los 3 keV (como se puede apreciar en la Figura 2.14).

A continuación se realizó el ajuste propiamente dicho del espectro. El paquete *xspec* cuenta con 68 modelos aditivos y 37 multiplicativos. El espectro de la fuente fue ajustado con un modelo térmico de gas difuso ionizado colisionalmente (*APEC*), afectado por un modelo de absorción (*TBabs*), el cual modela la sección eficaz de la absorción en X debida al medio interestelar, en el rango de energías 0.5-3 keV.

El espectro junto al ajuste realizado se muestran en la Figura 2.15 y los parámetros del mejor ajuste se detallan en la Tabla 2.4.

Parámetros	Este trabajo	Nazé et al. (2013)
n_H (10^{22} cm^{-2})	1.4 ± 0.1	1.50 ± 0.08
kT (keV)	$0.72^{+0.09}_{-0.16}$	0.93 ± 0.07
χ^2	1.02	1.12

Tabla 2.4: Parámetros obtenidos del ajuste del espectro de rayos X de HM1 8, donde n_H representa la densidad columnar de hidrógeno neutro, kT es la temperatura multiplicada por la constante de Boltzmann y χ^2 (reducido) representa la bondad del ajuste.

Si bien la estadística no es muy buena, del ajuste realizado queremos inferir si la radiación observada se corresponde con el viento estelar de las componentes o la región de choque de vientos. Para eso, tomamos el valor ajustado de temperatura y lo pasamos a Kelvin mediante la expresión

$$T[\text{K}] = 1.159 \times 10^7 kT[\text{keV}],$$

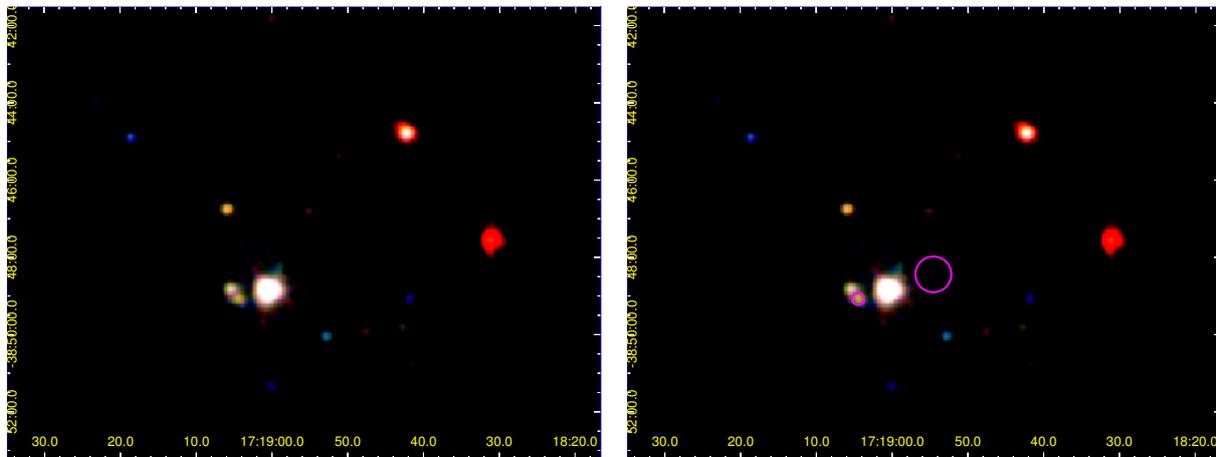


Figura 2.13: Composición RGB de imágenes en la banda X (R = rayos X blandos, G = medios, B = duros) de la región donde se ubica HM1 8 (izq.). El círculo pequeño indica la zona de extracción del espectro de la estrella, mientras que el círculo más grande es donde se extrajo el *background* (der.).

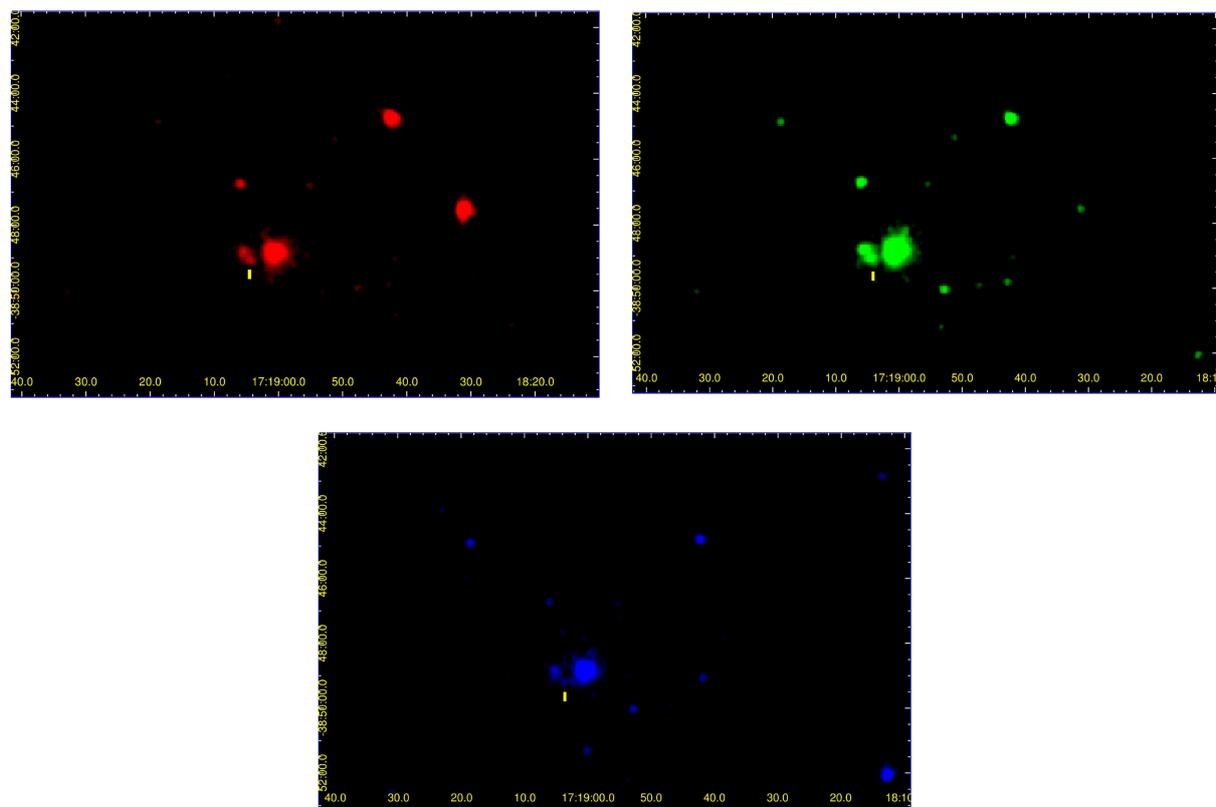


Figura 2.14: Imágenes separadas en los 3 rangos de energía: el rojo corresponde al blando (0.5-1.2 keV), el verde al medio (1.2-2.5 keV) y el azul al duro (2.5-10 keV). Notar que en el rango duro HM1 8 es prácticamente indetectable. La marca amarilla indica la posición de HM1 8 en cada imagen.

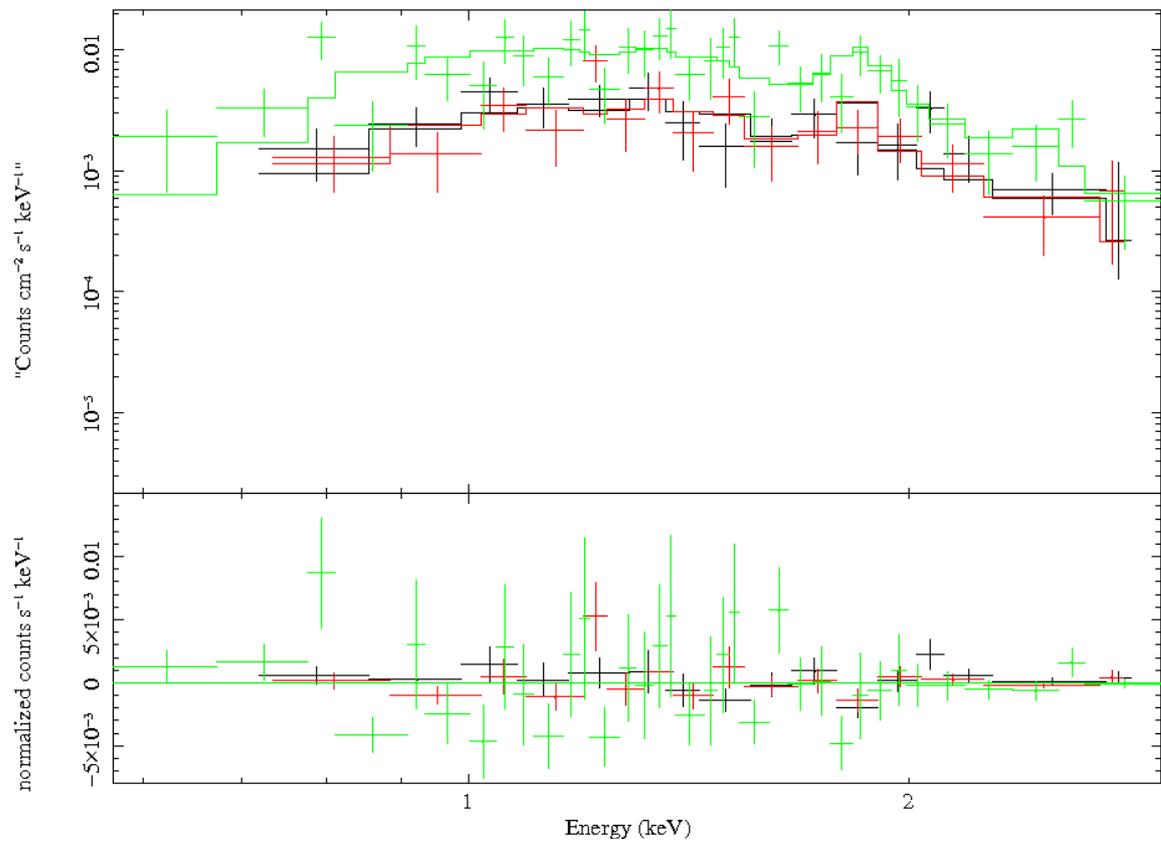


Figura 2.15: Espectro de HM1 8 junto a su ajuste (líneas continuas): *TBabs* x *APEC*. En verde se muestra el espectro extraído de la cámara PN y en rojo y negro los de MOS1 y MOS2, respectivamente.

lo cual nos da un valor de

$$T \approx 8.3 \times 10^6 \text{ K.}$$

Sabiendo que la temperatura típica de los vientos estelares para estrellas tempranas es de algunos 10^6 K (Lucy & White, 1980, Lucy, 1982) y la temperatura típica de la región de colisión de vientos en estos casos es de algunos 10^7 K (Stevens et al., 1992), en realidad no podemos afirmar con certeza cual caso es el más adecuado

Para resolver esta ambigüedad calculamos el cociente de la luminosidad en X (L_X) respecto a la luminosidad bolométrica $\frac{L_X}{L_{BOL}}$ del sistema, el cual, para la emisión de los vientos de las estrellas O tiene un valor típico de 10^{-7} . Se supone que para valores mayores, la radiación observada proviene de la región de colisión de vientos, de lo contrario ésta provendrá del viento estelar de la componente primaria, que es la que domina (Sana et al., 2006, y Chlebowski, 1989). Para realizar esto se necesitó calcular L_X . A esos efectos primero calculamos el flujo en X, utilizando la tarea `flux` de `xspec`. Esta tarea permite calcular el flujo en un rango de energías dado, para el modelo que se haya utilizado; en nuestro caso, en el rango de energías 0.5 – 3 keV (que es donde realmente emite HM1 8) obtenemos un valor de

$$F_X = 2.36_{-0.16}^{+0.06} \times 10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$$

Tomando el valor de la distancia al cúmulo $d = 3.3$ kpc estimado por Vázquez & Baume (2001), pasamos el valor del flujo a luminosidad mediante la expresión

$$L_X = 4\pi d^2 F_X = 3.08 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}. \quad (2.4)$$

Lo siguiente fue calcular la luminosidad bolométrica L_{BOL} como la suma de las luminosidades de la componentes primaria y secundaria, las cuales debemos estimar. Para la luminosidad de la primaria, asumiendo que es una O5 II-III, se utilizó el valor calibrado por Martins et al. (2005, Tabla 5), el cual es $\log \frac{L}{L_\odot} = 5.73$, y tomando $L_\odot = 3.845 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ (Cox, 2000), obtenemos $L_1 = 2.06 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$. Este cálculo para la secundaria no fue tan directo ya que su tipo espectral no está tan bien determinado y además la calibración de Martins et al. (2005) llega solamente hasta el subtipo O9.5. Pero ya que tenemos una determinación de su masa ($M_2 = 18.78 M_\odot$), buscamos en la Tabla 4 de Martins et al. (2005) un subtipo espectral al que pueda corresponder esa masa. Resultó que según esa calibración M_2 corresponde a una O8.5 V, para la cual $\log \frac{L}{L_\odot} = 4.86$, resultando $L_2 = 2.78 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$. Con estos valores se estimó la luminosidad bolométrica:

$$L_{BOL} = L_1 + L_2 = 2.34 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1} \quad (2.5)$$

Finalmente, podemos calcular el cociente

$$\frac{L_X}{L_{BOL}} = 1.31 \times 10^{-8} \simeq 0.13 \times 10^{-7} \quad (2.6)$$

Este valor es menor al estimado por Nazé et al. (2013) debido, probablemente, a que el rango de energías que utilizaron para calcular el flujo F_X fue mayor al de este trabajo. El rango que ellos usaron va hasta 8 keV, mientras que nosotros optamos por llegar hasta 3 keV, que es hasta donde entendemos que emite HM1 8.

Es fácil ver que si se estima L_1 a partir de la masa $M_1 = 37.49 M_\odot$, en lugar de hacerlo a partir del tipo espectral, este resultado no cambia. En efecto Martins et al. asocian esta masa con un tipo espectral O5.5 III, el cual tiene un valor $\log \frac{L}{L_\odot} = 5.67$, lo que lleva a $L_1 = 1.8 \times 10^{39}$ erg s⁻¹. Así,

$$L_{BOL} = L_1 + L_2 = 2.08 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1} \quad (2.7)$$

y

$$\frac{L_X}{L_{BOL}} = 1.48 \times 10^{-8} \simeq 0.15 \times 10^{-7} \quad (2.8)$$

Notar que de cualquier forma obtenemos el mismo resultado: $L_X < 10^{-7} L_{BOL}$. Esto nos da un indicio de que la radiación X observada se debe al viento estelar de la estrella primaria².

Una duda que podría surgir es si la zona de colisión de vientos en realidad sí contribuye, pero nosotros no podemos de observarla debido, por ejemplo, a que estaba oculta tras una de las estrellas durante la observación. Para descartar esto se realizó un esquema de la órbita relativa marcando las posiciones de la componente secundaria al inicio y al final de la observación X. Como se puede ver en la Figura 2.16 de haber emisión por colisión de vientos debería ser posible observarla puesto que, si existiera, debería provenir de una región muy próxima a la superficie de la secundaria, la cual estaba visible durante la observación (a menos que el denso viento estelar de la primaria absorba esta radiación).

²Conviene también notar que si la luminosidad de la secundaria se estimara a partir de su tipo espectral, esta conclusión se mantiene. En efecto, de Martins et al. (2005) se deduce que si fuera una O9.5, sería $L_2 = 1.84 \times 10^{38}$ erg s⁻¹ y $L_{BOL} = 2.24 \times 10^{39}$ erg s⁻¹, de donde sería $L_X/L_{BOL} = 0.14 \times 10^{-7}$. Algo similar sucedería con los resultados (2.7) y (2.8). Más aún, notemos que aún si consideráramos $L_2 = 0$, el cociente L_X/L_{BOL} resulta ser del orden de 10^{-8} .

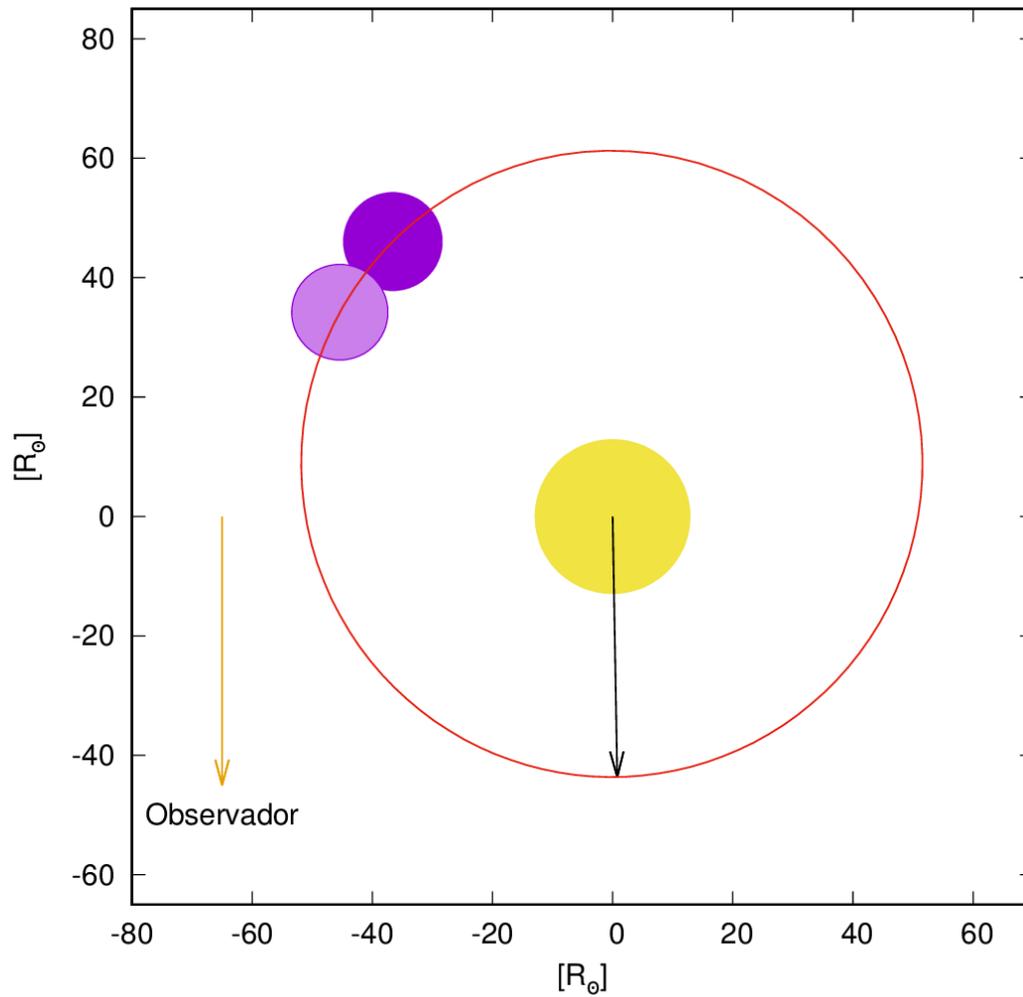


Figura 2.16: Órbita relativa de la estrella secundaria. El círculo amarillo representa a la componente primaria, el violeta oscuro a la posición de la secundaria al inicio de la observación X mientras que el violeta claro a la posición al final de la observación. La flecha negra indica la posición del periastro, y la naranja, la dirección del observador.

Capítulo 3

Conclusiones y discusión

A continuación se resumen las conclusiones obtenidas y se discuten los principales resultados.

1. A partir del espectro de HM1 8, en el cual se identifican líneas de las dos componentes, **confirmamos que efectivamente es un sistema binario SB2**, en concordancia con lo mostrado por Gamen et al. (2008). Esto nos permitió obtener medidas de velocidad radial tanto de la componente primaria como de la secundaria.
2. Separando los espectros de la primaria y de la secundaria, promediando varios espectros, pudimos aplicar criterios de clasificación y proponer a la componente **primaria** como una **O5 II-III(f)**. Esta clasificación concuerda con la obtenida por Gamen et al. (2008), pero difiere de la realizada por Havlen & Moffat (1977), (O8) y por Massey et al. (2001), (O5V). Proponemos además clasificar la **secundaria** como una **O9.7-B0V**.
3. Ajustando la curva de velocidad radial para la línea He I $\lambda 5875$ **determinamos los parámetros orbitales**: P , T_0 , ω , e y $K_{1,2}$, que hasta el momento no se conocían. En particular, el período que obtuvimos (5.87864 ± 0.00012 días) es consistente con el obtenido por Gamen et al. (2008), (~ 5.9 días), pero la mejora en la precisión de P nos permitió ajustar mejor la curva de velocidad radial. Es importante notar además que la solución obtenida es excéntrica ($e = 0.168 \pm 0.013$).
4. **Detectamos por primera vez un eclipse** (primario) en la curva de luz de HM1 8, que debería ser clasificada ahora como binaria eclipsante con componentes separadas. Dada la configuración geométrica del sistema, el eclipse es poco profundo. A su vez, notamos que la excentricidad de la órbita impide que se produzca el segundo eclipse.
5. Analizando conjuntamente datos fotométricos y la curva de velocidad radial, **obtuvimos la inclinación** $i = 66.0 \pm 0.1$ grados **y los parámetros astrofísicos del sistema**: las masas absolutas ($M_1 = 37.5 \pm 3.0 M_\odot$, $M_2 = 18.8 \pm 1.6 M_\odot$), los radios $R_{1,2}$ y las magnitudes visuales $V_{1,2}$. Debe notarse sin embargo, que la poca profundidad del eclipse introduce una incertidumbre en estos valores.

6. De las listas de eventos en las observaciones del satélite XMM–Newton, **extrajimos un espectro en X** de HM1 8 para cada cámara del arreglo EPIC. El espectro fue ajustado con un modelo térmico en equilibrio de ionización, modificado por un modelo de absorción interestelar. Esto concuerda con lo utilizado por Nazé et al. (2013) para esta estrella, aunque el modelo de absorción empleado en este trabajo es diferente. Aún así los valores obtenidos del ajuste fueron similares a los obtenidos por dichos autores.
7. A partir de ese modelo pudimos calcular la luminosidad en rayos X (L_X) y compararla con la luminosidad bolométrica (L_{BOL}). Como resultado obtuvimos $L_X < 10^{-7} L_{BOL}$, de donde **proponemos que la emisión detectada proviene del viento de la componente primaria**. Esta conclusión difiere de Nazé et al. (2013), ya que ellos encuentran $L_X = 10^{-7} L_{BOL}$, lo que los lleva a suponer que podría haber en la emisión una contribución de la zona de colisión de vientos.

Resumiendo, en este trabajo se ha realizado un estudio espectroscópico y fotométrico en la banda óptica que ha permitido determinar por primera vez la masa de una estrella O5 evolucionada, mejorar la solución orbital de este sistema y clasificar espectralmente sus componentes. HM1 8 se presenta ahora como una binaria eclipsante de alta masa ($M_1 + M_2 \approx 56 M_\odot$) de componentes separadas, una de las cuales ya se encuentra en la etapa de gigante, con una órbita excéntrica. Probablemente el intenso viento de esta gigante es el que origina la emisión en rayos X.

Un interesante trabajo a futuro sería utilizar un modelo evolutivo del sistema para estimar su edad y su luminosidad intrínseca, y compararlas con la edad y el módulo de distancia determinado anteriormente para el cúmulo HM1. También sería interesante evaluar con dicho modelo el tiempo de circularización esperado del sistema y discutir su excentricidad en ese contexto. Además, modelando el viento de cada componente probablemente se podría explicar mejor la emisión en X y comprender si es posible una colisión de vientos en el sistema.

Apéndice A

El código FOTEL

A.1. Modelo físico

El modelo físico que utiliza FOTEL para el cálculo de las velocidades radiales supone a la estrella primaria y secundaria como masas puntuales moviéndose en órbitas keplerianas alrededor del centro de gravedad del sistema, por tanto, tal como vimos en el curso de Sistemas Estelares:

$$r_{1,2} = \frac{a_{1,2}(1 - e^2)}{1 + e \cos \nu} \quad (\text{A.1})$$

$$\nu = 2 \arctan \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \operatorname{tg} \frac{E}{2} \quad (\text{A.2})$$

$$M = E - e \sin E \quad (\text{A.3})$$

donde $r_{1,2}$ representa la posición del centro de la primaria y secundaria, respectivamente, en coordenadas polares, en un sistema fijo al centro de gravedad del sistema; $a_{1,2}$ el semieje mayor de cada componente, e la excentricidad, ν la anomalía verdadera, E la anomalía excéntrica y M es la anomalía media.

Sabemos que las semiamplitudes $K_{1,2}$ se relacionan con el cociente de masas $q = M_2/M_1$ y con los elementos orbitales como

$$K_1 = -qK_2 = \frac{2\pi a_1 \sin i}{P\sqrt{1-e^2}} \quad (\text{A.4})$$

con a_1 el semieje mayor de la primaria, i la inclinación, e la excentricidad, y P el período.

Así, las velocidades radiales observadas de la componente primaria y secundaria se corresponden al movimiento de los centros de las dos estrellas como

$$RV_{1,2} = K_{1,2}[\cos(\omega + \nu) + e \cos \omega + K_{1+2}[\cos(\omega' + \nu') + e' \cos \omega']] + \gamma_{1,2} \quad (\text{A.5})$$

donde $RV_{1,2}$ representa la velocidad radial de la primaria y la secundaria, respectivamente, $K_{1,2}$ son las semiamplitudes, ω es la longitud del periastro, ν la anomalía verdadera, γ la velo-

cidad sistémica, y K_{1+2} es la semiamplitud del centro de masas del subsistema de la primaria y la secundaria con respecto al centro de masas total, si se incluye una tercera componente. Las cantidades primadas hacen referencia a la tercera componente.

La velocidad radial de la tercer componente será

$$RV_3 = -K_3[\cos(\omega' + \nu') + e' \cos \omega'] + \gamma \quad (\text{A.6})$$

La proyección r_\perp en el cielo de la distancia instantánea $\vec{r} = \vec{r}_1 + \vec{r}_2$, donde $r_{1,2}$ representa la distancia desde el centro de masas hasta la posición en la órbita de la primaria y secundaria respectivamente, está dada por

$$r_\perp^2 = \left(\frac{a(1-e^2)}{1+e \cos \nu} \right)^2 [1 - \sin^2 \omega + \nu \sin^2 i] \quad (\text{A.7})$$

y el ángulo de posición Φ por

$$\text{tg } \Phi = \cos i \text{tg } (\omega + \nu) \quad (\text{A.8})$$

Las fases y épocas de los eclipses son calculados mediante la minimización de r_\perp^2 respecto a la anomalía verdadera ν :

$$\frac{dr_\perp^2}{d\nu} = 0 \quad (\text{A.9})$$

Para $i = \pi/2$ el mínimo es idéntico a la conjunción de la estrella en su movimiento aparente en la dirección de la línea de los nodos, $\cos(\omega + \nu) = 0$. Sin embargo, para inclinaciones ligeramente menores pueden diferir de las conjunciones debido al movimiento relativo de las estrellas perpendicularmente a la línea de los nodos.

En general, la forma de las estrellas puede cambiar a lo largo del movimiento orbital, por ejemplo si $e \neq 0$, o si la rotación es oblicua. Consecuentemente, las condiciones para el cálculo de la forma y la radiación reflejada por cada componente, además de la geometría de los eclipses debe calcularse por separado para cada punto en la curva de luz. En cuanto a la forma, FOTEL permite elegir entre un modelo triaxial y uno con equipotenciales de Roche. Por lo general se utiliza la aproximación triaxial ya que conlleva menos tiempo de cálculo y suele dar resultados satisfactorios, y este trabajo no fue la excepción. Este modelo aproxima la forma de las estrellas como elipsoides triaxiales con semiejes

$$A = D \left[1 + \frac{R^3}{q} \left(-\frac{2}{r^3} - (1+q)Q^2 \right) \right]^{-1/2} \quad (\text{A.10})$$

$$B = D \left[1 + \frac{R^3}{q} \left(\frac{1}{r^3} - (1+q)Q^2 \right) \right]^{-1/2} \quad (\text{A.11})$$

$$C = D \left[1 + \frac{R^3}{qr^3} \right]^{-1/2} \quad (\text{A.12})$$

con A en dirección hacia la compañera, B perpendicular a ésta sobre el plano orbital y C

perpendicular al plano orbital, respectivamente. Donde

$$D = R \left[1 - \frac{2}{3} \frac{1+q}{q} Q^2 R^3 \right]^{1/2}, \quad (\text{A.13})$$

r es la distancia instantánea entre los centros de las estrellas, Q es la razón entre la frecuencia rotacional y la orbital, y R es el radio efectivo ($\simeq (ABC)^{1/3}$). Lo que obtenemos como resultado del ajuste con FOTEL es el radio efectivo de cada una en el periastro y en el apoastro, así como las cantidades A , B y C en esas posiciones.

La luminosidad instantánea $L_{\lambda,j}$ de la j -ésima estrella se toma proporcional al área del disco aparente

$$L_{\lambda,j} = \left(\frac{R_{a,j}}{R_j} \right)^2 10^{-0.4m_{\lambda,j}} \quad (\text{A.14})$$

donde R_j es el radio efectivo y $m_{\lambda,j}$ es la magnitud aparente, ambas de la j -ésima estrella, y el radio aparente R_a está dado por

$$R_a^2 = [A^2 B^2 \cos^2 i + (B^2 + (A^2 - B^2) \cos^2(\omega + \nu)) C^2 \sin^2 i]^{1/2} \quad (\text{A.15})$$

La tercer componente se supone esférica, consecuentemente $L_{\lambda,3} = 10^{-0.4m_{\lambda,3}}$, ó $L_{\lambda,3} = 0$ para $R_3 = 0$. Si la temperatura T_j de la j -ésima estrella está fijada en un valor ≤ 0 , la correspondiente magnitud $m_{\lambda,j}$ se toma como una variable independiente y el valor de la longitud de onda no tiene influencia sobre ésta. Si, por el contrario, $T_j > 0$, la magnitud se calcula correspondientemente a la radiación de cuerpo negro,

$$m_{\lambda,j} = -2.5 \log R_{a,j}^2 \frac{B_\lambda(T_j)}{B_\lambda(T_0)} + \Delta m_j \quad (\text{A.16})$$

dónde R_a es el radio aparente, $B_\lambda(T_{j,0})$ es la distribución de cuerpo negro para la temperatura de la estrella T_j y la temperatura de una estrella de referencia T_0 (por ejemplo, una A0 cuya temperatura es $T=10000\text{K}$), la estrella de referencia deseada se agrega al código como estrella estándar.

La reflexión de la luz de la estrella secundaria sobre la estrella primaria está dada por

$$L_{1,2} = \frac{k_{\lambda,1} L_{\lambda,2}}{3-u} \frac{B_1 C_1 B_2 C_2}{4\pi r^2 R_2^2} \left[\frac{3u\pi}{4} (1 + \cos\alpha)^2 + 4(1-u)(\sin\alpha + (\pi - \alpha) \cos\alpha) \right] \quad (\text{A.17})$$

dónde u es el coeficiente de oscurecimiento al limbo, $k_{\lambda,j}$ es el albedo y

$$\alpha = \arccos[\sin i \sin(\omega + \nu)]$$

es el ángulo entre la línea de la visual y la dirección hacia la compañera.

La geometría de los eclipses se representa con un modelo simple de ocultación de dos discos circulares con radio aparente R_a y un coeficiente de oscurecimiento al limbo lineal u . La

luminosidad ΔL obscurecida durante el eclipse primario es

$$\begin{aligned}\Delta L &= 0 && \text{para } r_{\perp} > R_{a,1} + R_{a,2} \\ &= L_{\lambda,1} && \text{para } r_{\perp} + R_{a,1} < R_{a,2}\end{aligned}\quad (\text{A.18})$$

con

$$L_{\lambda,1} = \int_0^{R_{a,1}^2} I(\mu)\varphi(\rho)d\rho^2 \quad (\text{A.19})$$

dónde

$$I(\mu) = \frac{3(L_{\lambda,1} + L_{1,2})}{\pi R_{a,1}^2(3-u)}(1-u+\mu u) \quad (\text{A.20})$$

$$\mu = \sqrt{1 - \frac{\rho^2}{R_{a,1}^2}} \quad (\text{A.21})$$

y

$$\varphi(\rho) = \arccos\left(\frac{\rho^2 + r_{\perp}^2 - R_{a,2}^2}{2\rho r_{\perp}}\right) \quad (\text{A.22})$$

que toma los valores

$$\begin{aligned}\varphi(\rho) &= 0 && \text{para } \rho < r_{\perp} - R_{a,2} \\ &= 0 && \text{para } \rho > r_{\perp} + R_{a,2} \\ &= \pi && \text{para } \rho < R_{a,2} - r_{\perp}\end{aligned}$$

Para el eclipse secundario los índices 1 y 2 deben ser intercambiados.

Además, para considerar cambios periódicos en el valor observado menos calculado, debidos a la presencia de una tercer componente, se agrega un término a la magnitud total de la forma

$$\delta m_{\lambda}(t) = \delta m_{0,\lambda} \sin 2\pi \frac{t - t'_0}{P'} \quad (\text{A.23})$$

siempre y cuando $P' \neq 0$. La magnitud resultante de todo el sistema resulta

$$m_{\lambda} = -2.5 \log(L_{\lambda,1} + L_{\lambda,2} + L_{\lambda,3} - \Delta L + L_{1,2} + L_{2,1}) + (t - t_0) \frac{dm_{\lambda}}{dt} + DA_{\lambda} + \delta m_{\lambda} \quad (\text{A.24})$$

dónde D es el enrojecimiento y A_{λ} el coeficiente de extinción.

En este trabajo, al no haber indicios de una tercera componente ni en los espectros, ni en la curva de luz, ni una variación en la velocidad sistémica, se decidió no considerarla en el ajuste y dejar sólo las componentes primaria y secundaria.

A.2. Método numérico

Todos los datos del archivo de entrada se separan en conjuntos llamados *datasets*, los cuales contienen datos de un tipo de variable en particular. Así, quedan separados los datos de velocidad radial, de la primaria y la secundaria, y las magnitudes en distintos *datasets*. Esto permite un mejor control al ajuste y la posibilidad de calcular diferentes puntos de cero para cada conjunto

de datos.

Las soluciones de las curvas de luz y de velocidad radial están basadas en la minimización de $\Sigma_{(O-C)^2}$ como función de los elementos, donde Σ representa la suma sobre todos los puntos del archivo de entrada,

$$\Sigma(p) = \sum_I \frac{W_I}{K_{I0}^2} \sum_{i \in I} w_i [y_i - f(x_i, p)]^2 \quad (\text{A.25})$$

con x_i , y_i y w_i representando el tiempo, el valor y el peso de la i -ésima línea en el archivo de entrada, respectivamente; f es el valor teórico en x_i correspondiente al tipo de variable apropiado, para valores dados de los parámetros p , y W_I es el peso común para el I -ésimo *dataset*, al cual pertenece el i -ésimo punto. Este peso se reduce a la raíz cuadrada del coeficiente K_{I0} , el cual toma el valor K_1 si el *dataset* contiene velocidades radiales ó 1, si contiene magnitudes. Al variar W_I se ve cómo afectan los distintos tipos de datos a la solución.

Formalmente, para minimizar debemos resolver las ecuaciones

$$\frac{\partial \Sigma(p)}{\partial p_\alpha} = 0$$

Las cuales se pueden llevar a la forma de ecuaciones lineales en los parámetros p

$$\sum_I \frac{W_I}{K_{I0}^2} \sum_{i \in I} w_i [y_i - \sum_\beta p_\beta f_\beta(x_i)] f_\alpha(x_i) = 0 \quad (\text{A.26})$$

Si f es una combinación lineal de p , tenemos

$$f(x_i, p) = \sum_\alpha p_\alpha f_\alpha(x_i)$$

Éste es el caso de las velocidades radiales, las cuales se pueden reescribir como

$$RV = [K \cos \omega] \cos \nu - [K \sin \omega] \sin \nu + [Ke \cos \omega + \gamma] \quad (\text{A.27})$$

los elementos γ , K y ω pueden resolverse analíticamente si P , e y t_0 son conocidos o calculados numéricamente.

Para las curvas de luz, en cambio, f no es lineal en la mayoría de los parámetros, por lo cual se asume que tiene la forma

$$f(x_i, p) = p_I + K_I \bar{f}(x_i, \bar{p})$$

donde $K_I \equiv K_1$ para datos de velocidades radiales y $K_I \equiv 1$ para magnitudes. Para todos los tipos de datos los puntos de cero p_I de cada *dataset* se calculan como

$$p_I = \frac{\sum_{i \in I} w_i y_i - K_I \sum_i w_i \bar{f}_i}{\sum_{i \in I} w_i} \quad (\text{A.28})$$

la contribución Σ_I del I -ésimo *dataset* a la suma total es

$$\Sigma_I = \sum_{i \in I} w_i [y_i - p_I - K_I \bar{f}_i]^2 / K_{I0}^2 \quad (\text{A.29})$$

y su error medio será

$$\Delta I = \left[\sum_{i \in I} w_i [y_i - p_I - K_I \bar{f}_i]^2 / \sum_{i \in I} w_i \right]^{1/2} \quad (\text{A.30})$$

En estas ecuaciones \bar{f}_i es la abreviación de $f(x_i, \bar{p})$ la cual da las magnitudes teóricas o las velocidades radiales teóricas divididas por K_1 , \bar{p} indica todos los otros elementos excepto K_1 y los puntos de cero p_I .

La minimización de los parámetros no lineales \bar{p} se lleva a cabo a través del algoritmo *simplex* (Kallrath & Linnell, 1987). Un *simplex* es una figura geométrica en el espacio p -dimensional de los parámetros. Este algoritmo busca los vértices del *simplex* donde el valor de la función a minimizar tome el valor más alto y más bajo, el vértice correspondiente al valor más alto es descartado y el *simplex* se reacomoda en la topología local. Esto se repite hasta que el algoritmo converge al mínimo. Pero hay que ser cuidadoso, ya que este método no garantiza encontrar el mínimo global, que lo halle o no depende de que el valor inicial que se le da a los parámetros sea razonable.

A.3. Cálculo de errores

Los errores de los elementos calculados por este método quedan determinados por la profundidad y la forma de la función $\Sigma_{(O-C)^2}(p)$ en los alrededores de una solución particular en el espacio p -dimensional. Estas características de Σ son determinadas por los errores de los valores iniciales y_i , por su distribución en el tiempo (x_i) y por la naturaleza del problema resuelto – por ejemplo, la época y la longitud del periastro (T_0 y ω) no están bien definidas para órbitas muy poco excéntricas, así tendrán errores grandes si los datos sólo cubren los extremos de la curva de velocidad radial –.

Si suponemos que $p = p(y)$ es la solución que obtenemos al minimizar, entonces podemos obtener la perturbación δp_α de un elemento en particular debido al error δy_i de cualquier valor inicial y_i ; y asumiendo que los errores δy_i son estadísticamente independientes se puede obtener el valor medio de la correlación entre los errores de los parámetros $\langle \delta p_\alpha \delta p_\gamma \rangle$, el cual contiene información sobre la forma de la función Σ en los alrededores del mínimo.

Usualmente, no tenemos información sobre los errores δy_i por lo que éstos podrían ser más grandes que los instrumentales si el proceso físico diera a lugar, y este caso no está contemplado en el modelo. Consecuentemente, se asume que estos errores son iguales a ΔI ; esto no es exactamente válido para, por ejemplo, la fotometría ya que tiene una relación señal a ruido (S/N) menor para un mínimo profundo. En estos casos se puede lograr una mejora con una elección apropiada de los pesos: $w_i \sim (\delta y_i)^{-2}$.

Queda en evidencia de lo explicado anteriormente que los errores obtenidos con FOTEL representan meramente los errores internos del método utilizado para minimizar la función y no los errores de los parámetros que se determinan, con lo cual no hay que fiarse demasiado de ellos al trabajar, sino más bien tomarlos para un control del ajuste.

Índice de tablas

1.1. Caraterísticas de los telescopios utilizados para las observaciones fotométricas. . .	1
1.2. Caraterísticas de los espectrógrafos echelle utilizados.	2
1.3. Caraterísticas de las cámaras que forman el arreglo EPIC.	3
2.1. Medidas de las velocidades radiales, en km s^{-1} , de las componentes del sistema para las líneas He I $\lambda 5875$, He II $\lambda 5411$ y He II $\lambda 4542$	8
2.2. Parámetros que resultan del ajuste con FOTEL utilizando las medidas de las velo- cidades radiales de la línea He I $\lambda 5875$	14
2.3. Parámetros ajustados con FOTEL utilizando las medidas de las velocidades radiales junto a los datos fotométricos.	19
2.4. Parámetros obtenidos del ajuste del espectro de rayos X de HM1 8	23

Índice de figuras

1.	Composición RGB (bandas I, V, B) de imágenes del cúmulo abierto HM1.	IX
2.1.	Espectro de HM1 8 en el rango 5680–5900 Å.	6
2.2.	Ajuste de gaussiana al núcleo de la primaria para las líneas He I λ 5875 y He II λ 5411.	7
2.3.	Líneas interestelares Na I λ 5889 y Na I λ 5895.	9
2.4.	Espectro de la componente primaria de HM1 8 en la región de clasificación espectral.	11
2.5.	Espectro de la componente secundaria de HM1 8 en la región de clasificación espectral.	12
2.6.	Estadística Θ vs. Período.	13
2.7.	Curva de velocidad radial para He I λ 5875.	15
2.8.	Curva de velocidad radial para He I λ 5875, He I λ 5411 y He I λ 4542.	16
2.9.	Curva de velocidad radial y curva de luz para HM1 8	18
2.10.	Masas de estrellas masivas, clases I y III.	20
2.11.	Masas de estrellas masivas, clases V.	21
2.12.	Configuración del sistema visto desde la dirección de la línea de los nodos.	22
2.13.	Composición RGB de imágenes X: región donde se ubica HM1 8.	24
2.14.	Imágenes separadas en los 3 rangos de energía: blando, medio y duro.	24
2.15.	Espectro de HM1 8 junto a su ajuste: <i>TBabs</i> x <i>APEC</i>	25
2.16.	Órbita relativa de la estrella secundaria.	28

Bibliografía

- Barbá R., Gamen R., Arias J. I., Morrell N., Walborn N. R., Maíz Apellániz J., Sota A., Alfaro E., 2014, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series Vol. 44 of Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, OWN Survey: results after seven years of high-resolution spectroscopic monitoring of Southern O and WN stars. pp 148–148
- Bosch G., Meza A., 2001, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series Vol. 11 of Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, vol. 27, Observed and Intrinsic Properties of Binary Star Orbits. p. 29
- Castelli F., Kurucz R. L., 2004, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Chlebowski T., 1989, *ApJ*, 342, 1091
- Cox A. N., 2000, *Allen’s astrophysical quantities*
- Fan H., Welty D. E., York D. G., Sonnentrucker P., Dahlstrom J. A., Baskes N., Friedman S. D., Hobbs L. M., Jiang Z., Rachford B., Snow T. P., Sherman R., Zhao G., 2017, *ApJ*, 850, 194
- Ferrero G., 2016, PhD thesis, Univ. Nac. de La Plata
- Gamen R., Barbá R. H., Morrell N. I., Arias J., Maíz Apellániz J., 2008, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series Vol. 33 of Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, Spectroscopic Monitoring of Southern Galactic O and WN Stars. pp 54–54
- Gamen R., Barbá R. H., Morrell N. I., Arias J., Maíz Apellániz J., 2008, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series Vol. 33 of Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, Spectroscopic Monitoring of Southern Galactic O and WN Stars. pp 54–54
- Hadrava P., 2004, *Publications of the Astronomical Institute of the Czechoslovak Academy of Sciences*, 92, 1
- Hamuy M., Folatelli G., Morrell N. I., Phillips M. M., Suntzeff N. B., Persson S. E., Roth M., Gonzalez S., Krzeminiski W., Contreras C., Freedman W. L., Murphy D. C., Madore B. F., Wyatt P., Maza J., Filippenko A. V., Li W., Pinto P. A., 2006, *PASP*, 118, 2

- Havlen R. J., Moffat A. F. J., 1977, *Astronomy & Astrophysics*, 58, 351
- Kallrath J., Linnell A. P., 1987, *ApJ*, 313, 346
- Langer N., 2012, *ARA&A*, 50, 107
- Lucy L. B., 1982, *ApJ*, 255, 286
- Lucy L. B., White R. L., 1980, *ApJ*, 241, 300
- Maíz-Apellániz J., Walborn N. R., Galué H. Á., Wei L. H., 2004, *ApJS*, 151, 103
- Martins F., Schaerer D., Hillier D. J., 2005, *Astronomy and Astrophysics*, 436, 1049
- Massey P., 2003, *ARA&A*, 41, 15
- Massey P., DeGioia-Eastwood K., Waterhouse E., 2001, *AJ*, 121, 1050
- Massey P., Morrell N. I., Neugent K. F., Penny L. R., DeGioia-Eastwood K., Gies D. R., 2012, *ApJ*, 748, 96
- Meynet G., Maeder A., Georgy C., Ekström S., Eggenberger P., Barblan F., Song H. F., 2017, in Eldridge J. J., Bray J. C., McClelland L. A. S., Xiao L., eds, *The Lives and Death-Throes of Massive Stars Vol. 329 of IAU Symposium, Massive stars, successes and challenges*. pp 3–14
- Nazé Y., Rauw G., Sana H., Corcoran M. F., 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 555, A83
- Poelarends A. J. T., Herwig F., Langer N., Heger A., 2008, *ApJ*, 675, 614
- Sana H., Evans C. J., 2011, in Neiner C., Wade G., Meynet G., Peters G., eds, *IAU Symposium Vol. 272 of IAU Symposium, The multiplicity of massive stars*. pp 474–485
- Sana H., Rauw G., Nazé Y., Gosset E., Vreux J.-M., 2006, *MNRAS*, 372, 661
- Sota A., Maíz Apellániz J., Walborn N. R., Alfaro E. J., Barbá R. H., Morrell N. I., Gamen R. C., Arias J. I., 2011, *ApJS*, 193, 24
- Stellingwerf R. F., 1978, *ApJ*, 224, 953
- Stevens I. R., Blondin J. M., Pollock A. M. T., 1992, *ApJ*, 386, 265
- van der Hucht K. A., Conti P. S., Lundstrom I., Stenholm B., 1981, *Space Sci.Rev.*, 28, 227
- Vázquez R. A., Baume G., 2001, *Astronomy & Astrophysics*, 371, 908
- Walborn N. R., Fitzpatrick E. L., 1990, *PASP*, 102, 379
- Zinnecker H., Yorke H. W., 2007, *Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics*, 45, 481