



Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

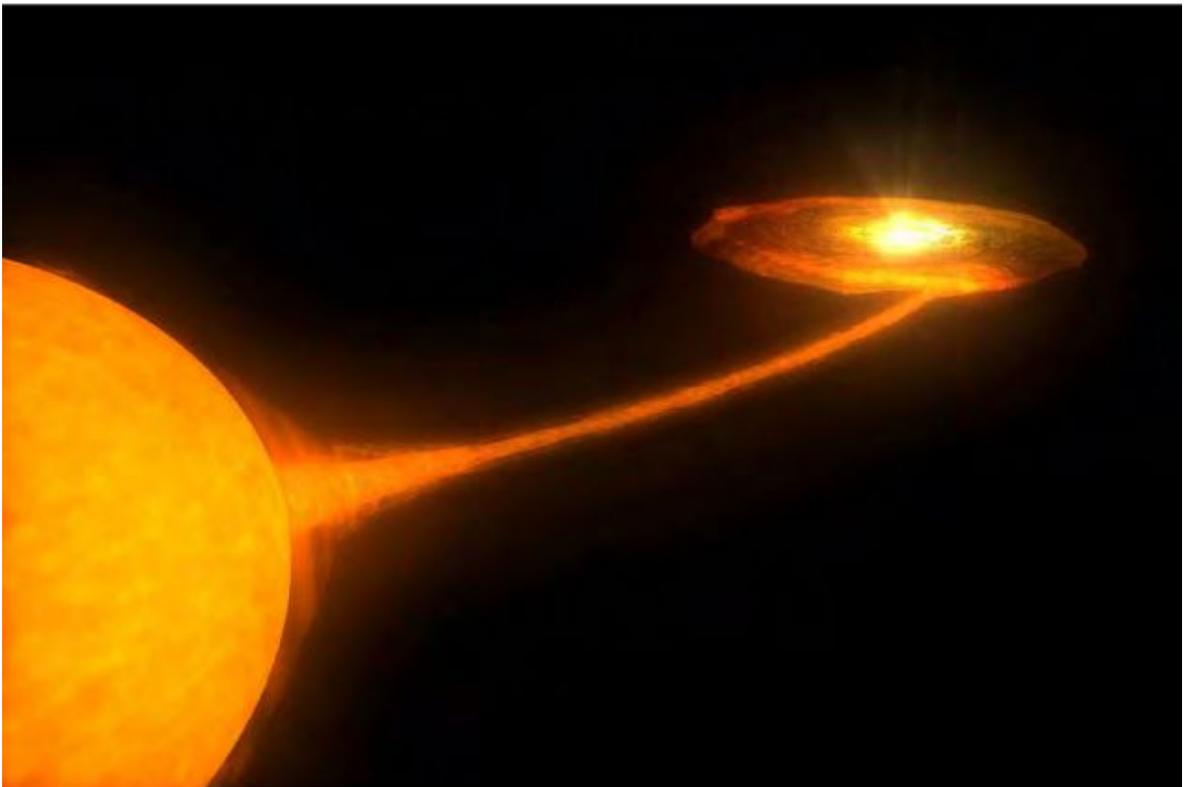
Tesis para obtener el grado académico de
Licenciado en Astronomía

EVOLUCIÓN DE BINARIAS CON UN AGUJERO NEGRO
ACRETANTE: UN MODELO PROPUESTO PARA V404 CYG

Leandro Bartolomeo Koninckx

Directora: Dra. María Alejandra De Vito
Co-Director: Dr. Omar Gustavo Benvenuto

LA PLATA, ARGENTINA
- MARZO DE 2021 -



Resumen

El sistema V404 Cyg fue descubierto en 1989 luego de sufrir un fuerte aumento en su luminosidad, y se determinó que era un sistema binario con emisión en rayos X. Estos objetos se definen como sistemas conformados por una estrella y un objeto compacto acretante, en este caso determinado como un agujero negro. A partir de esta fecha, se han estudiado muchas de las características de este sistema obteniendo así estimaciones observacionales para el período orbital, las masas de ambas componentes, el tipo espectral y clase de luminosidad de la estrella donante, entre otros. En este trabajo, se han realizado modelos teóricos con el objetivo de determinar las características que debería tener un progenitor de este sistema. A través de un código de evolución binaria, se lograron alcanzar buenas estimaciones para una estrella donante de masa inicial $1.5 M_{\odot}$ con distintos valores para la masa inicial del agujero negro entre 8 y $11 M_{\odot}$. En estos modelos, el momento en el cual la estrella donante alcanza valores compatibles con los observados para este sistema, se predice que está cerca de terminar su fase de transferencia de masa y comenzar su fase de nebulosa planetaria. Estos resultados también predicen que la estrella donante temrinará su vida como una enana blanca de baja masa, alcanzando valores de entre 0.33 y $0.29 M_{\odot}$.

Abstract

The system V404 Cyg was discovered in 1989 after a huge outburst that meant to increase its luminosity, allowing to determine the system as an X-Ray binary. This kind of objects are defined as two components: a "normal" star and a compact object that accretes matter. Since this discovery, many of the characteristics of the system has been estimated. Examples are the orbital period, the mass from the two components, the spectral type and the luminosity class of the donating star, etc. In this thesis, theoretical models has been made with the objective of determine the characteristics that the system had before. With a binary evolution code, we achieved good estimates for a donating star with initial mass of $1.5 M_{\odot}$ with different numbers for the initial mass of the black hole between 8 and $11 M_{\odot}$. For the moment when the donating star reaches the observed values for the actual system, this models predict that it is about to finish its mass transfer events and to start a new evolutionary phase as a planetary nebulae. This results also predict that the final phase for the donor star could be as a low mass white dwarf, reaching masses between 0.33 and $0.29 M_{\odot}$.

Agradecimientos

A mis directores tanto de este trabajo como de mi futuro trabajo de doctorado, Ale y Omar. Quienes con toda su paciencia y dedicación me acompañaron en cada pequeño paso de la realización de esta Tesis. Sin su guía, charlas, correcciones y apoyo este trabajo jamás hubiera sido posible. En ellos encontré mucho más de lo que esperaba (hasta profesores de lengua se podría decir) y por ello tienen mi más profundo agradecimiento. También quería extender mi agradecimiento a mi jurado, Federico y Florencia, quienes con todo su esfuerzo lograron hacerme los comentarios precisos me marcaron el camino a seguir y poder convertir este trabajo en algo mucho más completo.

A mi familia: Mi mamá Denise, mi papá Alejandro y mis hermanos Fefy, Coty y Nico quienes supieron en todo momento escuchar y atender todas mis frustraciones y me dieron la posibilidad (no solo económica) de emprender la aventura que me lleva a este trabajo. En cada momento, por más lejos que los tuviera físicamente siempre los sentí cerca mío, preparados para atajarme ante cualquier tropezón.

A mi pareja, Pablo, quien me soportó en mis malos humores y mis días más estresantes. Siempre con una sonrisa y ofreciendome un mate, así es como algunos te ofrecen ese empujón tan necesario para seguir adelante.

A los Astus: Mich, Aldi, Maru y Juli. Por esas noches de estudio interminable, esas rendidas feroces de finales, esos apoyos morales para seguir; pero también por esas risas sin sentido antes de dormir, esas papas con birra para "cortar la semana", esas juntadas a comer chizitos con coca y jugar a la play. Así de sencillo, me dieron todo lo que necesitaba para que, por más que estuviera a más de mil kilómetros del lugar donde nací, pueda llamar a este lugar como mi hogar. Sin ustedes garantizando mi permanencia, este trabajo no existiría.

A la Universidad Nacional de La Plata, y en particular a la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas. Esta institución me proveyó de todas las herramientas necesarias y me abrió un mundo nuevo a un lugar maravilloso. Por cada final rendido en sus aulas, por cada profesora o profesor renegando por sus pizarrones, por cada mate compartido en sus espacios... y más. Me dió una base para seguir lo que siempre fue un sueño, ahora casi palpable.

Las palabras no alcanzan para agradecer a todos los que realmente aportaron, aunque sea con un pequeño granito de arena, a la realización de esta Tesis de Licenciatura. Mis más sentidos agradecimientos para aquellas personas que permanecen tras bambalinas. A todos y cada uno de los profesores que con sus palabras me transmitió su conocimiento, a cada persona que escribió un libro, un apunte o un simple posteo en internet que me abrió la cabeza y me permitió ir acercándome cada día más al profesional que aspiro ser. Y a los lectores de este trabajo, porque qué sería del conocimiento sin una persona que lo transmite

0. Agradecimientos

y otra quién lo recibe. Muchas gracias a ustedes.

Índice general

Resumen	iii
Abstract	v
Agradecimientos	vii
1. Introducción	1
1.1. Contexto	1
1.2. Objetivos	2
1.3. Metodología	2
2. Evolución estelar	5
2.1. Diagrama Hertzsprung-Russell	5
2.2. Evolución de una estrella de masa intermedia	8
2.3. Estadios finales de la evolución estelar	12
2.4. Cambios en la evolución de una estrella	15
3. Sistemas binarios	19
3.1. Introducción a los sistemas binarios	19
3.2. Sistemas binarios con episodios de transferencia de masa	24
3.2.1. Problema de los tres cuerpos restringido y circular	24
3.2.2. Transferencia de masa	25
3.2.3. Sistemas binarios con emisión en rayos X y microcuasares	28
3.3. Objeto de estudio: V404 Cyg	30
4. Código de evolución binaria	33
4.1. Ecuaciones básicas para el cálculo de la evolución estelar	33
4.1.1. Formulación Euleriana	33
4.1.2. Formulación Lagrangiana	36
4.2. Transferencia de masa	37
4.2.1. Transferencia de masa no conservativa	38
4.2.2. Integración de las capas externas y consideraciones en el inicio y fin de los eventos de transferencia de masa	40
5. Resultados y discusión	43
5.1. Modelos teóricos de la evolución de la estrella donante del sistema binario interactuante V404 Cyg	43
5.2. Resultados de ciertas cantidades en función del tiempo	45
5.2.1. Diagramas HR	50
5.3. Estudio de la cercanía de los modelos a los datos observados	53
	ix

ÍNDICE GENERAL

5.4. Discusión	55
6. Conclusiones	61
Bibliografía	63

Índice de figuras

2.1. Representación de las zonas más pobladas del diagrama HR.	5
2.2. Secuencia principal de edad cero	7
2.3. Representación gráfica de diagramas HR de cúmulos estelares con edades diferentes	8
2.4. Reacciones correspondientes a la quema de hidrógeno	10
2.5. Tasa de energía total generada por ciclos pp y CNO en función de la temperatura.	10
2.6. Recorridos evolutivos en la secuencia principal.	11
2.7. Caminos evolutivos para estrellas de tipo solar	13
2.8. Remanente de supernova SN1054	14
2.9. Representación esquemática de la circulación meridional	16
3.1. Semieje mayor lineal y angular	20
3.2. Curva de velocidad radial del sistema binario θ Cep	21
3.3. Tipos de curvas de luz de binarias eclipsantes	22
3.4. Tiempos de contacto en la curva de luz de una binaria eclipsante	23
3.5. Curvas de velocidad cero del problema de 3 cuerpos restringido circular	24
3.6. Mecanismos de transferencia de masa	26
3.7. Descripción de casos en la transferencia de masa	27
3.8. Representación esquemática de la acreción en una estrella de neutrones	28
3.9. Estados espectrales del microcuasar Cygnus X-1	30
3.10. Espectro en radio de V404 Cyg	32
4.1. Esquema de una capa en una estrella.	34
5.1. Comparación modelos con $M_d = 1.5$ y $2.0 M_\odot$ con $M_{BH} = 8 M_\odot$	46
5.2. Comparación modelos con $M_d = 1.5$ y $2.0 M_\odot$ con $M_{BH} = 9 M_\odot$	47
5.3. Comparación modelos con $M_d = 1.5$ y $2.0 M_\odot$ con $M_{BH} = 10 M_\odot$	48
5.4. Comparación modelos con $M_d = 1.5$ y $2.0 M_\odot$ con $M_{BH} = 11 M_\odot$	49
5.5. Diagrama T_{eff} vs tiempo	51
5.6. Cociente de masas en función del tiempo	52
5.7. Diagramas HR modelados	54
5.8. Medición de la cercanía de los modelos a los parámetros observados para V404 Cyg	56
5.9. Abundancia superficial de hidrógeno en el tiempo	58

Índice de tablas

5.1. Parámetros iniciales de cada modelo	44
5.2. Parámetros inferidos observacionalmente para el sistema V404 Cyg	55
5.3. Valores mínimos para ϵ^2 estimando $M_{BH}^{obs} = 12 M_{\odot}$	59
5.4. Valores mínimos para ϵ^2 estimando $M_{BH}^{obs} = 9 M_{\odot}$	59

Capítulo 1

Introducción

1.1. Contexto

Un sistema binario está constituido por dos estrellas que se encuentran ligadas gravitacionalmente. Estos objetos son de gran interés astrofísico no solo porque se estima que aproximadamente el 50 % de las estrellas sean miembros de un par binario, sino que también en ellos pueden estudiarse escenarios particulares que no son posibles con estrellas aisladas. Los *sistemas binarios interactuantes* conforman un grupo particular de estos objetos, donde la interacción entre las componentes del par no es únicamente gravitatoria sino que también ocurren episodios de transferencia de masa. Son estas características las que motivan su estudio ya que cuando una estrella dona o acreta materia varía su masa, el parámetro fundamental que define su evolución. Como resultado, obtenemos una situación que difiere del caso evolutivo de una estrella aislada dando lugar a sistemas sumamente particulares. Algunos ejemplos de estas situaciones son las explosiones de supernova tipo Ia, las enanas blancas de helio de baja masa, las variables cataclísmicas o los sistemas denominados *black widows* y *redbacks*, cuyas características no pueden ser explicadas por la teoría sin ayuda de la interacción en un sistema binario.

Nuestro objeto de estudio es V404 Cyg, un sistema binario conformado por una estrella de tipo espectral K0-3 III-IV cuya masa está estimada en $0.7_{-0.2}^{+0.3} M_{\odot}$ (Casares et al., 1993; King, 1993; Khargharia et al., 2010) y un objeto compacto, confirmado como un agujero negro en rayos X por Miller-Jones et al. (2008), con una masa de $12 - 9 M_{\odot}$ (Shahbaz et al., 1994; Khargharia et al., 2010). Cuenta con una órbita altamente circularizada ($e < 3 \times 10^{-4}$) y un período orbital de 6.5 días. A partir del uso de observaciones astrométricas VLBI (*Very Large Base Interferometer*) fue posible medir su paralaje con alta precisión, siendo el primer sistema con un agujero negro cuya paralaje ha sido medida. Luego, fue posible inferir su distancia que resulta en un valor de $2.39 \pm 0.14 \text{ kpc}$ (Miller-Jones et al., 2009a). Actualmente se encuentra catalogado como un sistema binario con emisión en rayos X de baja masa (LMXBs por sus siglas en inglés *Low Mass X-Ray Binaries*) y como tal, la transferencia de masa se da de manera dominante por llenado del lóbulo de Roche de la estrella donante de materia al objeto compacto. Es común en estos sistemas encontrar discos de acreción en torno al objeto acretante, y el sistema V404 Cyg no es la excepción presentando un disco de material muy extenso (Osminkina et al., 1990). Dependiendo del mecanismo de acreción de la materia en el objeto compacto tenemos fenómenos explosivos de luminosidad (o en inglés *outburst*). En nuestro objeto de estudio se han observado en 1938, 1989 y 2015 eventos con estas características, aportando así confiabilidad a su clasificación. Se ha determinado la existencia de jets relativistas en V404 Cyg (Tetarenko et al., 2017), siendo también clasificado como un

1. Introducción

sistema del tipo microcuasar.

La motivación del estudio de este tipo de objetos es, entonces, conocer y comprender las situaciones físicas que se dan en la amplia gama de objetos que resultan de sistemas binarios interactuantes. En particular, los sistemas binarios con un agujero negro podrían aportar importante información respecto a la formación de estos objetos tan particulares. El estudio de la evolución en sistemas binarios dista mucho de ser un tema completamente entendido, siendo esta otra motivación para el desarrollo de esta Tesis de Licenciatura.

1.2. Objetivos

El objetivo general de este trabajo es modelar teóricamente las características evolutivas del objeto V404 Cyg para determinar un posible sistema progenitor. Esto abarca los siguientes objetivos específicos:

- Explorar el espacio de parámetros iniciales (período orbital inicial y masas iniciales para la estrella donante y el objeto compacto) que debería cumplir un sistema para ser considerado como posible progenitor de nuestro objeto de estudio.
- Realizar modelos teóricos a partir de un código de evolución binaria, siendo este programa nuestra principal herramienta de trabajo.
- Analizar los resultados de los cálculos numéricos con el fin de identificar aquellos que alcancen características similares a las del sistema V404 Cyg en la actualidad.

1.3. Metodología

En este trabajo se realizó un modelaje teórico de la evolución de una estrella dentro de un par binario donde una componente es un agujero negro. La herramienta a utilizar fue un código de evolución binaria, desarrollado en su totalidad por la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata (FCAGLP) junto con el Instituto de Astrofísica de La Plata (IALP) - CONICET (Benvenuto, 2003; De Vito & Benvenuto, 2010; Benvenuto et al., 2014, 2015b,a). Los resultados de este modelaje fueron datos que caracterizan la estrella donante en cada momento tales como su luminosidad, su temperatura efectiva, su masa, la masa del objeto compacto, el período orbital del sistema, entre otros.

Para llevar a cabo el modelaje teórico, tuvimos en cuenta varios juegos de parámetros iniciales tales como las masas iniciales de las componentes del sistema y el período orbital inicial. Luego, llevamos a cabo un análisis de los resultados a partir de la elaboración de diagramas Hertzsprung-Russell para visualizar los caminos evolutivos, y otros gráficos como la luminosidad de la estrella donante, las masas de las componentes, y el período orbital en función de la edad, para tener noción de cómo varían estas cantidades en el tiempo. A partir de ellos, determinamos cuáles alcanzan las condiciones observadas para el sistema V404 Cyg, teniendo en cuenta que se encuentren dentro de los márgenes de error dados para las mediciones observacionales realizadas por trabajos preliminares.

Este trabajo está organizado de la siguiente manera:

- En el capítulo 2, realizamos una breve introducción teórica hablando sobre la evolución estelar para estrellas aisladas luego de la ZAMS (*Zero Age Main Sequence*).

- Luego, introducimos algunos conceptos sobre sistemas binarios en el capítulo 3, y haciendo especial énfasis sobre aquellos que poseen episodios de transferencia de masa.
- Incluimos los detalles del código de evolución binaria utilizado en el capítulo 4.
- Los resultados de nuestro análisis están expresados en el capítulo 5, donde también incluimos una discusión acerca de los mismos.
- Finalmente, en el capítulo 6 expresamos las conclusiones a las que se arriaron en esta Tesis de Licenciatura, y comentamos cuál será nuestro trabajo a futuro.

Capítulo 2

Evolución estelar

Las estrellas siguen un ciclo denominado *evolución estelar*, en donde se forman y sufren cambios con el tiempo. La principal fuente de energía estelar son las reacciones termonucleares, en donde se transforman elementos livianos en otros más pesados liberando energía en forma radiativa. Estos objetos pueden considerarse en equilibrio hidrostático, donde se igualan la fuerza gravitatoria con la presión radiativa del gas. Si las reacciones cesan, se pierde el estado de equilibrio en la estrella y por ende su estructura se verá alterada hasta alcanzar nuevamente el equilibrio. En este capítulo introduciremos algunos conceptos básicos clave acerca de la evolución de las estrellas cuando se encuentran aisladas.

2.1. Diagrama Hertzsprung-Russell

En 1911, el astrónomo danés Ejnar Hertzsprung trabajaba ubicando a las estrellas en un diagrama donde las colocaba por su luminosidad y su índice de color. Casi contemporáneamente, en 1913 el astrónomo estadounidense Henry Norris Russell hacía un trabajo similar utilizando las magnitudes absolutas de las estrellas de la vecindad solar. El resultado al que ambos llegaron fue análogo, al colocar las observaciones en un diagrama con estas características, estas no se ubican aleatoriamente sino que hay ciertas zonas donde hay una mayor densidad de objetos. A este tipo de diagrama actualmente se lo llama *Diagrama de Hertzsprung Russell* o simplemente *Diagrama HR*.

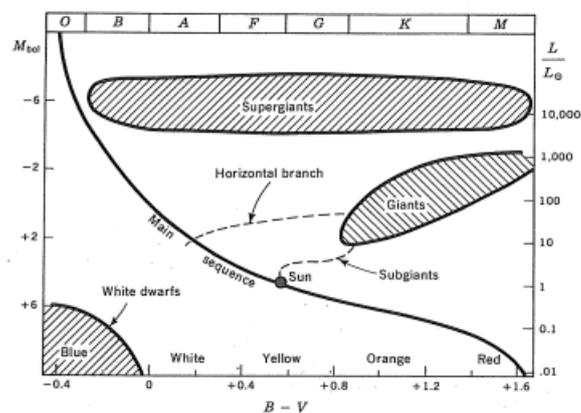


Figura 2.1. Representación de las zonas más pobladas del diagrama HR. En cantidad de estrellas, la secuencia principal es la zona más poblada seguida de las enanas blancas y las gigantes. Extraído de Clayton (1968).

2. Evolución estelar

En la figura 2.1 están representadas las zonas más pobladas de un diagrama HR que pueden diferenciarse al ubicar la suficiente cantidad de estrellas en él. Se puede notar que este gráfico puede realizarse a partir de distintas variables en sus ejes: para el eje horizontal las cantidades están relacionadas con la temperatura efectiva de la estrella (Índices de color, Tipo Espectral) mientras que en el eje vertical podemos encontrar las que son una medida de la luminosidad de la estrella (Luminosidad, Magnitud absoluta bolométrica, Magnitud relativa visual). Esto indica que, en definitiva, en un diagrama HR puede visualizarse la relación entre la temperatura de una estrella y su brillo. Estas cantidades pueden vincularse de acuerdo a la relación:

$$L = 4\pi R_*^2 \sigma T_{eff}^4 \quad (2.1)$$

donde R_* es el radio de la estrella y σ es la constante de Stephan-Boltzmann.

La *secuencia principal* es una zona delgada en forma de línea curva que abarca todos los tipos espectrales donde las estrellas más azules serán las más luminosas mientras que las de menor luminosidad serán más rojas. El Sol se ubica en un punto intermedio en esta curva. Se denominan *enanas* a todas las estrellas de la secuencia principal que se encuentran hacia abajo a la derecha de este punto. Cuando empiezan a quemar hidrógeno en helio en su núcleo, las estrellas se ubican en la ZAMS (del inglés *Zero Age Main Sequence*) donde su posición y rapidez con la cual llegan dependen fundamentalmente de su masa. Las más masivas se ubican en la zona alta de la secuencia de una manera muy rápida en comparación con las menos masivas, que se ubican lentamente hacia abajo y la derecha como se muestra en la figura 2.2.

Una vez en la secuencia principal, la energía que pierde la estrella en su superficie se ve compensada por la energía generada en las reacciones termonucleares. La escala de tiempo característica en la cual se mantiene la quema de hidrógeno (i.e., el tiempo que permanecen en la secuencia) depende de su masa como la siguiente expresión:

$$\tau_H = \frac{E_H}{L} \sim \frac{M}{L} \sim M^{1-\eta} \quad (2.2)$$

donde E_H es el contenido de energía que puede ser liberado por la quema de hidrógeno en el núcleo, L es la luminosidad y M es la masa de la estrella. Aquí se ha utilizado $E_H \sim M_H \sim M$ como un estimador del consumo de hidrógeno en las estrellas de distinta masa, y la relación masa-luminosidad $L \sim M^\eta$ que surge del estudio de sistemas binarios. Un valor típico para η puede ser $\eta = 3.5$ dando así una dependencia con $M^{-2.5}$. Esto implica que a mayor masa, menor es el tiempo que permanece la estrella en la secuencia principal, o en otras palabras, que estrellas más masivas evolucionan más rápido. En este tiempo las estrellas se desplazan de la ZAMS hacia la TAMS (del inglés *Terminal Age Main Sequence*) provocando que la representación de esta zona en un diagrama HR tenga un cierto espesor.

Arriba y a la derecha de la secuencia principal, se encuentra una zona poblada en el diagrama. Gracias a su ubicación puede notarse que son estrellas que poseen una luminosidad mayor que las enanas con la misma temperatura efectiva, y a su vez tienen una temperatura efectiva menor que las estrellas de secuencia principal de su misma luminosidad. De la ecuación 2.1 es posible observar que para un dado valor de la temperatura efectiva, la luminosidad de una gigante será mayor que la de una enana sólo si su radio es mayor. Al mismo resultado se llega considerando dos estrellas, una gigante y una de secuencia principal, con la misma luminosidad. En conclusión, las estrellas ubicadas en esta zona del diagrama tendrían un radio mayor y una temperatura menor, por lo cual estas estrellas se denominan

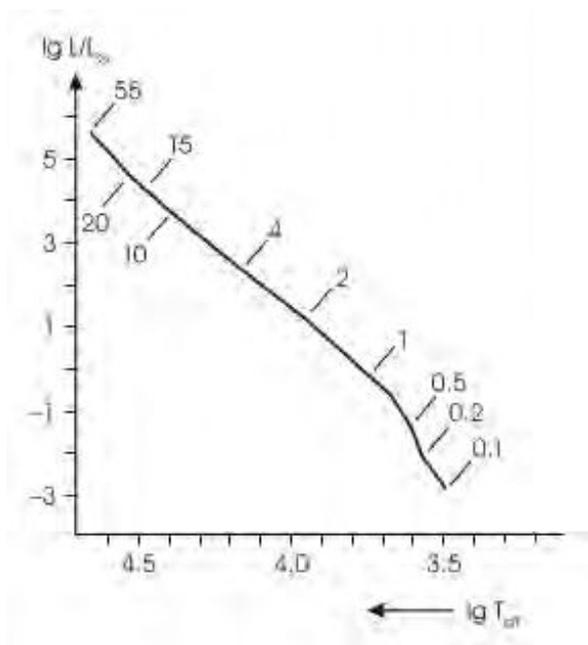


Figura 2.2. ZAMS calculada para estrellas de población I (Composición química inicial $X_H = 0.7$, $X_{He} = 0.28$) con masas entre 0.1 y $55 M_\odot$. Extraído de [Kippenhahn & Weigert \(1990\)](#)

gigantes rojas. Otra característica, que también infiere su gran tamaño, resulta de realizar un análisis espectral comparando las líneas de absorción en estrellas gigantes y enanas. En él, se encuentra que debido a la baja gravedad superficial en una estrella gigante, estas líneas resultan menos ensanchadas por presión que las de una estrella enana.

Algunas estrellas se ubican en una zona de transición entre la secuencia principal y las gigantes rojas, que se asocian con la fase donde se agota el hidrógeno en su interior. En ellas el núcleo comienza a contraerse mientras que sus capas externas se expanden. Las estrellas en esta transición se categorizan como *subgigantes*. En otra zona pequeña, a la izquierda de las gigantes rojas (i.e., hacia colores más azules) se ubican estrellas con luminosidades muy similares entre sí, formando la *rama horizontal*. Este estadio se relaciona con la quema de helio en el núcleo estelar.

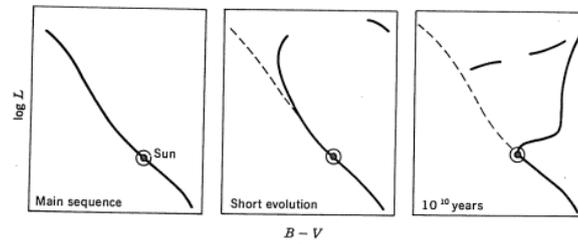
Una zona de estrellas con luminosidades $L \approx 10^4 L_\odot$ abarca todos los tipos espectrales pero de una forma más bien horizontal. En esta región se encuentran las llamadas *supergigantes*, que corresponden a estadios evolucionados de estrellas de alta masa. También es destacable una pequeña zona donde se ubican objetos con una gran temperatura efectiva, pero una muy baja luminosidad. Como está expresado en la ecuación 2.1 la luminosidad depende no sólo de la temperatura efectiva de la estrella, sino también de su radio. Entonces resulta que un cuerpo con estas características debería tener un radio súmamente pequeño. Estas estrellas se llaman *enanas blancas*, y son el resultado de la evolución de estrellas de baja masa (como veremos en la sección 2.3). Numéricamente hablando, la zona más poblada de un diagrama HR es la secuencia principal con un 80-90% de estrellas en esta región. Las enanas blancas constituyen teóricamente la segunda región con mayor cantidad de estrellas, contando con aproximadamente un 10% del total según [Clayton \(1968\)](#). Observacionalmente este número no es el mismo, pues depende ampliamente del umbral de detección.

2. Evolución estelar

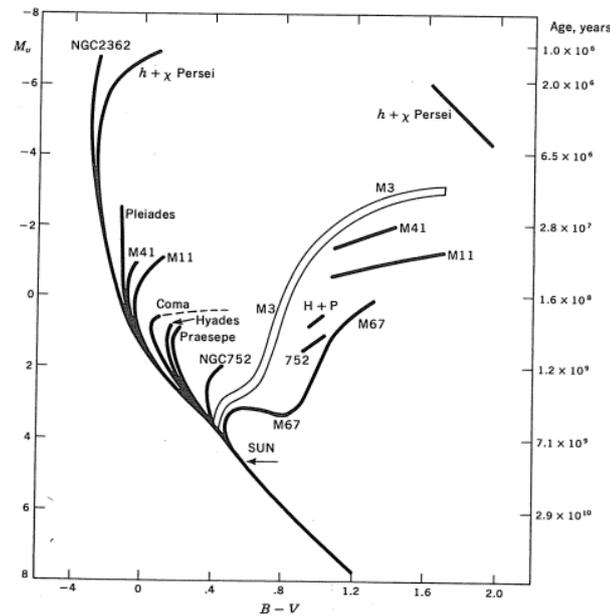
Este tipo de diagrama es muy útil para analizar la evolución de una estrella, donde el recorrido que sigue en él es llamado *camino evolutivo*. Estos se ven definidos fundamentalmente por la masa inicial de la estrella, sin embargo hay otros factores que pueden modificarlo. Ejemplos de esto son la metalicidad de la estrella, la rotación y la interacción en un par binario. (Ver sección 2.4)

2.2. Evolución de una estrella de masa intermedia

En esta sección se destacan las principales características del camino evolutivo que recorren estrellas de masa intermedia en un diagrama HR y se describen los procesos físicos más relevantes que se dan lugar en él. Se considera la evolución luego de la ZAMS para estrellas con masas mayores o iguales a $1 M_{\odot}$ y menores que $8 M_{\odot}$.



(a)



(b)

Figura 2.3. Representación gráfica de diagramas HR de cúmulos estelares con distintas edades. En la figura se han hecho coincidir las secuencias principales de las distintas poblaciones, para resaltar los cambios debidos a su diferencia de edad. Extraído de Clayton (1968)

Como se explicó en la sección 2.1, el principal parámetro que define la evolución de una estrella en un diagrama HR es su masa. Las estrellas más masivas evolucionan más rápidamente

que las de menor masa, siendo los diagramas HR de cúmulos estelares una de las pruebas por excelencia de este comportamiento. Los cúmulos abiertos son agrupaciones de hasta miles de estrellas que nacieron de la misma nube molecular, es decir que puede considerarse que todas tienen la misma edad y la misma composición química.

En la figura 2.3(b) están representados los diagramas color-magnitud de diversos cúmulos abiertos galácticos, donde se los ha hecho coincidir en la secuencia principal. Al tener edades diferentes, los diagramas difieren ya que las estrellas ubicadas en la parte superior de la secuencia principal tienen tiempos menores de permanencia en ella. Esto provoca que, dado un intervalo de tiempo, una estrella masiva se mueva mucho más en un diagrama HR que una de menor masa. Como todas las estrellas de un cúmulo tienen la misma edad, en un cúmulo joven (donde ha pasado relativamente poco tiempo desde su formación) solamente las estrellas de la parte superior de la secuencia principal han tenido tiempo suficiente para evolucionar y quizás hasta salir de ella, mientras que las estrellas con menor masa no. Esto explica la forma que adquieren los diagramas de estos cúmulos, donde se puede observar que los dibujos que describen se curvan en algún punto, que es llamado *turn off*. Éste corresponde a la ubicación de una estrella cuyo tiempo de evolución para salir de la secuencia principal (i.e., el tiempo que se expresa en la ecuación 2.2) es igual a la edad del cúmulo.

En la sección anterior se mencionó que las estrellas se ubican en la ZAMS en el momento que empiezan a quemar hidrógeno en helio dentro de su núcleo. En este proceso se fusionan cuatro 1H en un 4He liberando aproximadamente una energía de 27 MeV, lo que implica unas 10 veces más que otros procesos de fusión. Para ello, se requiere la transformación de dos protones en dos neutrones a partir del decaimiento β^+ , la cual además liberará dos neutrinos. Esta quema puede ser realizada principalmente a partir de dos procesos:

- **Ciclo protón-protón (pp):** En esta cadena de reacciones, dos protones se fusionan para crear un deuterio, que luego se une con otro protón y forma un 3He :



La reacción 2.3 tiene una baja probabilidad de ocurrir, ya que necesita que se produzcan los decaimientos β^+ en el momento de mayor acercamiento de los protones. Luego el 3He puede reaccionar con otro 3He formando un 4He (pp1) o con un 4He dando como resultado otros dos posibles canales para formar 4He (pp2 y pp3) como se muestran en la figura 2.4(a).

- **Ciclo carbono-nitrógeno-oxígeno (CNO):** Esta es una cadena de reacciones en donde son necesarios ciertos isótopos de C, N y O. Los distintos pasos de este ciclo están detallados en la figura 2.4(b). Se distinguen dos ciclos dentro de la cadena, que se encuentran relacionados en la figura con una línea punteada. Las primeras 6 reacciones conforman el ciclo principal (CNO-I) que comienza con la interacción entre un 1H y un ^{12}C que luego se recupera al final del ciclo como resultado de $^{15}N + ^1H$. Esta reacción tiene una probabilidad de crear un ^{16}O desencadenando otra cadena de reacciones secundaria (CNO-II) que es por lo menos mil veces menos probable, pero aún así un considerable aporte de creación de 4He .

En la mayoría de las estrellas en secuencia principal estos dos ciclos operan de manera simultánea. Sin embargo, el dominio de la cantidad total de energía generada por un proceso sobre el otro depende no solamente de las abundancias relativas de hidrógeno y CN, sino

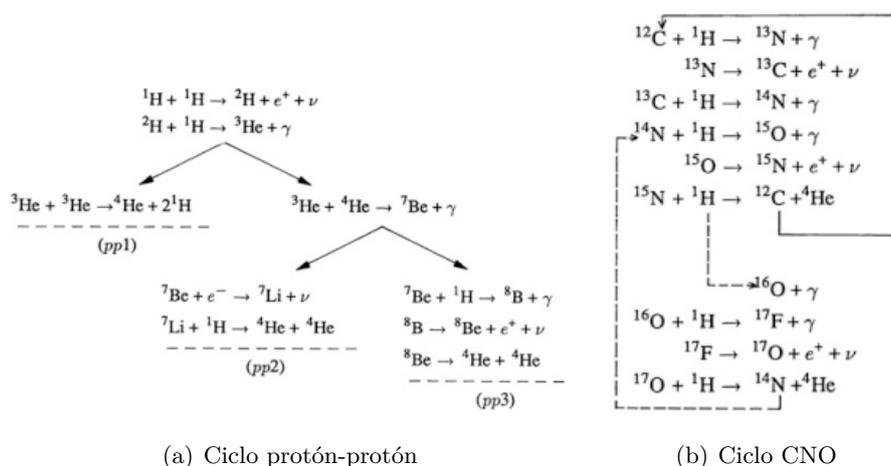


Figura 2.4. Reacciones que conforman la cadena protón-protón (a) y el ciclo CNO (b) para la creación de ${}^4\text{He}$ a partir de ${}^1\text{H}$. Extraído de [Kippenhahn & Weigert \(1990\)](#)

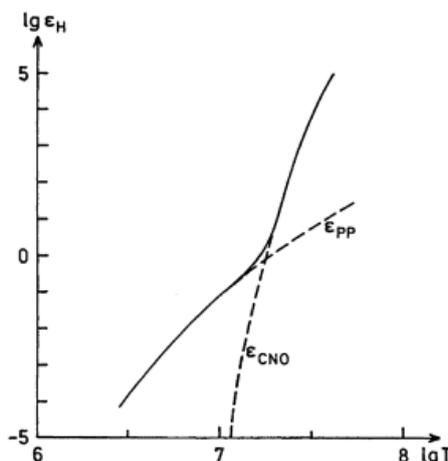


Figura 2.5. Tasa de energía generada por la quema de hidrógeno en función de la temperatura. La tasas correspondientes al ciclo protón-protón y ciclo CNO en líneas punteadas mientras que a la tasa total en línea sólida. Extraído de [Kippenhahn & Weigert \(1990\)](#)

también de la temperatura. En la figura 2.5 se encuentran graficadas las tasas de energía total generada por la quema de hidrógeno y los dos ciclos presentados anteriormente que la componen. Puede notarse que, para bajas temperaturas hay un claro dominio del ciclo protón-protón, mientras que a temperaturas más altas domina el ciclo CNO.

Una vez ubicadas en la secuencia principal, las estrellas siguen un recorrido dentro de ella mientras dura la quema del hidrógeno en su núcleo. En la figura 2.6 están graficados diversos caminos evolutivos dentro de la secuencia principal para estrellas de distintas masas. Puede notarse que los recorridos correspondientes a las masas menores o iguales a $1 M_{\odot}$ comienzan hacia arriba y hacia la izquierda (i.e., hacia luminosidades y temperatura efectiva mayores), mientras que las de mayor masa comienzan su recorrido hacia arriba y la derecha (i.e., hacia luminosidades mayores pero temperaturas efectivas menores). Este comportamiento se debe a que las estrellas de masas menores tienen un núcleo radiativo, mientras que las más masivas poseen un núcleo convectivo.

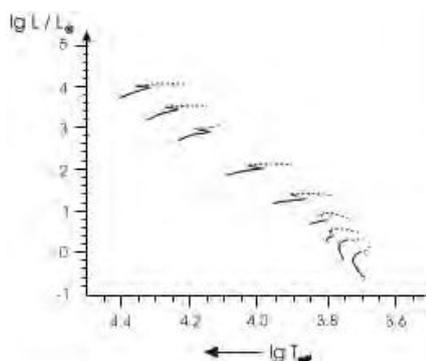


Figura 2.6. Caminos evolutivos para estrellas dentro de la secuencia principal con distinta masa. De izquierda a derecha corresponden a masas de 0.8, 1.0, 1.2, 1.5, 2.0, 3.0, 5.0, 7.0 y 10.0 M_{\odot} . Extraído de [Kippenhahn & Weigert \(1990\)](#)

El proceso de la quema de hidrógeno en helio provoca cambios en la composición química de la estrella, que pasa de su composición inicial rica en hidrógeno a poseer un núcleo sin abundancia de este elemento. A medida que esto sucede, el peso molecular medio aumenta provocando que la presión disminuya y resultando en una contracción de la zona interior. Debido al trabajo ejercido por la fuerza gravitacional, el núcleo experimentará un aumento de temperatura a medida que colapsa. Este comportamiento tiende a empinar el gradiente de temperatura, lo que implica que la energía sea transportada hacia afuera de una manera más rápida de la que es proveída. Para mantener el equilibrio energético, las capas externas tienden a expandirse para reducir el gradiente de temperatura. Esto quiere decir que, a medida que el hidrógeno en el núcleo comience a agotarse, la estrella aumentará su radio y su luminosidad.

Una vez agotado el hidrógeno, se tiene un núcleo formado por helio más algunos metales, contrayéndose y calentándose. Al no producir ya energía en él, tiende a ser isotérmico. Las capas cercanas al núcleo también se calientan, alcanzando temperaturas tan altas como para comenzar a quemar hidrógeno, incrementando lentamente la masa de helio en el núcleo. En esta etapa la luminosidad cae debido a que la mayor cantidad de la energía es utilizada por los cambios estructurales de la estrella y atraviesa la llamada *rama de las subgigantes*. Llega un punto en el cual la temperatura superficial de la estrella es lo suficientemente baja como para que se produzca la recombinación electrónica, haciendo que la opacidad de la superficie aumente drásticamente y provocando que las capas exteriores se vuelvan convectivas. A partir de este punto, la estrella en el diagrama se mueve de una forma casi vertical hacia luminosidades más altas. En el medio de este proceso se producen eventos cortos de quema de ^{14}N en el núcleo, que provocan que la estrella vuelva ligeramente sobre sus pasos en el diagrama y luego vuelva a subir. Esta etapa produce la llamada *rama de las gigantes* (RGB del inglés *Red Giant Branch*) en el diagrama HR.

El núcleo sigue contrayéndose hasta el punto en que alcanza la temperatura suficiente ($T_8 \gtrsim 1$, llamando T_8 a la temperatura en 10^8 K) para comenzar la quema de helio. La principal interacción que se produce es la *reacción triple α* (o *reacción 3α*) que consiste en la fusión de tres núcleos de ^4He creando ^{12}C , con mayor probabilidad produciéndose en dos pasos:





La liberación de energía por cada formación de carbono es de 7.274 MeV. También pueden producirse más capturas de partículas α creando así ${}^{16}\text{O}$ o ${}^{20}\text{Ne}$. Estas reacciones en algún punto donde las abundancias de carbono y oxígeno sean lo suficientemente altas, competirán en esta etapa por el dominio energético con la reacción 3α .

Una vez que comienza la quema de helio en el núcleo, y de hidrógeno en capas intermedias, las capas exteriores de la estrella vuelven a contraerse, el núcleo se vuelve convectivo y se expande nuevamente. Debido a esto, la luminosidad cae, pues la energía proveniente de la quema de hidrógeno en capa decrece y la opacidad de la estrella en la superficie aumenta. Si esta reacción ocurre en un núcleo degenerado, el helio se quema de una manera rápida durante un período de tiempo y luego de una manera más lenta. Esto se conoce como *flash de helio* y es de importancia en estrellas de baja masa ($M \lesssim 2.3M_{\odot}$). Durante esta fase, la estrella se coloca en la rama horizontal en el diagrama HR, donde la ubicación exacta depende mayormente de su metalicidad (Faulkner, 1996).

Cuando se agota el ${}^4\text{He}$ en el núcleo estelar, la estrella sufre un proceso muy similar a cuando sale de la secuencia principal. Debido a un aumento en el peso molecular del interior, la presión cae permitiendo la contracción gravitatoria del núcleo nuevamente. Las capas externas se expanden bajando la pendiente del gradiente de temperatura. Finalmente, el núcleo de la estrella podría aclarar la temperatura suficiente para fusionar carbono (${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$) y oxígeno (${}^{16}\text{O} + {}^{16}\text{O}$), aunque esto solamente sucede en las estrellas más masivas. En este punto la estrella estará quemando helio en alguna capa interna de la estrella y podría tener una tercer fuente de energía relacionada a la quema de hidrógeno en otra capa. Las estrellas en estado evolutivo son las que conforman la *rama asintótica de las gigantes* (AGB del inglés *Asymptotic Giant Branch*), llamada así ya que en el diagrama HR se trasladan hacia arriba y la derecha desde la rama horizontal (luminosidades mayores y temperaturas efectivas menores) por una línea que se acerca, pero no cruza, a la rama de las gigantes.

En la figura 2.7 se encuentran los resultados de modelos teóricos para la evolución de estrellas de 1.0, 1.25 y 1.5 M_{\odot} desde el inicio de la secuencia principal hasta el punto donde comienza la quema de helio en el núcleo (fin de la rama de las gigantes). Se han destacado momentos característicos siendo el 1-3 la etapa correspondiente a la secuencia principal, el 4-10 la fase de subgigante y el 11-13 la fase de gigante roja. También se encuentra graficada una recta de radio constante, dada por la relación 2.1. Moviéndose de manera perpendicular a esta recta en el diagrama indica cómo el radio cambia, dejando de manifiesto el aumento del mismo durante estas etapas evolutivas.

2.3. Estadíos finales de la evolución estelar

Cuando en una estrella no pueden ocurrir más episodios de reacciones termonucleares, comienza el proceso de formación de *objetos compactos*. Estos objetos son la última etapa en la evolución de una estrella, y su nombre proviene del hecho de que al no poseer un combustible nuclear que sostenga su estructura, éstas colapsan bajo su propio peso alcanzando radios muy pequeños. Podemos distinguir tres tipos de objetos compactos: enanas blancas, estrellas de neutrones y agujeros negros. No es la intención de esta Tesis de Licenciatura incursionar en el detalle de estos objetos, sino más bien dar una amplia caracterización de cada uno de

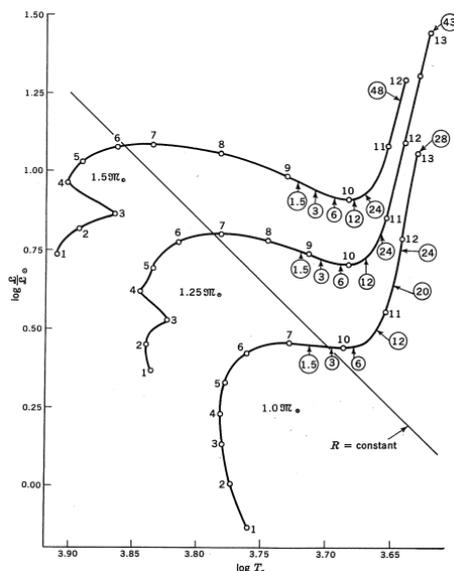


Figura 2.7. Caminos evolutivos para estrellas de tipo solar de 1.0, 1.25 y 1.5 M_{\odot} en un diagrama HR. Se destacan ciertos momentos clave con números durante la evolución y se encuentra graficada una recta a radios constantes. Extraído de Clayton (1968).

ellos.

Cuando una estrella de masa $M \lesssim 4M_{\odot}$ ⁽ⁱ⁾ termina su fase evolutiva subiendo por la AGB, las capas más externas de la estrella se eyectan mientras que su núcleo se contrae lo suficiente como para que su temperatura sea tan elevada como para emitir fotones ultravioleta. Esta radiación ioniza el material eyectado, haciéndolo brillar y formando lo que se conoce como una *nebulosa planetaria*. Durante esta fase la estrella recorre el diagrama a luminosidad aproximadamente constante desde temperaturas efectivas menores a mayores. Finalmente, la luminosidad de la estrella disminuye a medida que la nebulosa planetaria se disipa, cruzando el diagrama HR ahora hacia abajo y colocándose en una zona del diagrama correspondiente a temperaturas efectivas altas y luminosidades bajas.

En la sección 2.1 se mencionó brevemente a las *enanas blancas*, donde se las caracterizó como estrellas con masas similares a la solar y con radio muy pequeño ($\sim 0.01 R_{\odot}$). Esto provoca que sus densidades sean realmente altas, en promedio $\rho \sim 10^6 \text{g/cm}^3$. Al no poseer reacciones nucleares, la energía radiada de una enana blanca se debe principalmente al calor acumulado de las fases evolutivas anteriores. Es considerada la etapa final de una estrella de masas entre intermedia y baja, ya que al contraerse su núcleo no lo hace de manera infinita sino que llega un punto en donde la presión ejercida por el gas de electrones (que se encuentran degenerados) puede frenar el colapso gravitatorio. Esta presión puede sostener la estructura de una enana blanca de hasta $M = M_{ch} \approx 1.459M_{\odot}$, la cual se conoce como *masa límite de Chandrasekhar* en honor a Chandrasekhar quien lo descubrió hacia 1935, a sus 25 años de edad. Si la masa de la enana blanca supera este límite, la presión ejercida no será suficiente para evitar el colapso, por lo que seguirá la contracción gravitatoria. Es por esto que no existen enanas blancas de masas mayores a aproximadamente $1.4 M_{\odot}$.

Para las estrellas más masivas (generalmente considerado $M \gtrsim 5 - 8M_{\odot}$), el fin de su

⁽ⁱ⁾ Este límite podría llegar hasta incluso $7.5 M_{\odot}$. Ver Cummings et al. (2018).

2. Evolución estelar

evolución no es una enana blanca. Al tener una masa lo suficientemente grande como para que el colapso no pueda ser detenido por la presión de degeneración de los electrones, el núcleo sigue contrayéndose. Esto provoca que las reacciones termonucleares no cesen, y se alcancen temperaturas para que elementos cada vez más pesados puedan fusionarse. La historia en cierta manera se repite hasta llegar a la fusión del ^{56}Fe , que es el elemento más pesado que puede producirse a partir de una reacción de fusión exotérmica. La contracción del núcleo se ve detenida de forma repentina cuando se dan las condiciones para que suceda el decaimiento β inverso, en donde electrones interactúan con protones para formar neutrones. La presión generada por los neutrones degenerados detiene súbitamente el colapso del núcleo, actuando repentinamente como una pared para las capas que caen sobre él. El resultado es una *explosión de supernova de colapso gravitatorio*, siendo uno de los escenarios astrofísicos más particulares, en donde se cree que se han formado una gran parte de los elementos químicos que se conocen y dispersándolos por el universo, enriqueciéndolo químicamente (Smartt, 2009).

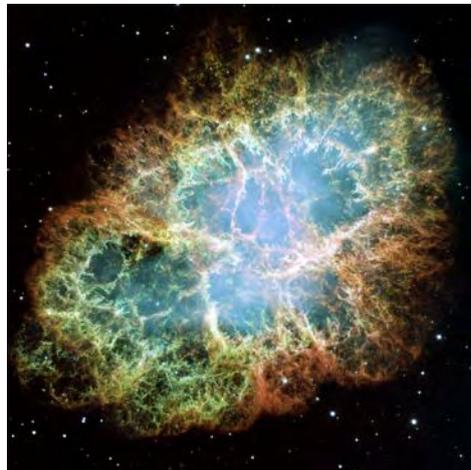


Figura 2.8. Nebulosa del Cangrejo o SN1054 es un remanente de supernova ubicado en la constelación de Tauro. Imagen capturada con el telescopio espacial Hubble. Créditos: NASA . Disponible en: <https://hubblesite.org/contents/media/images/2005/37/1823-Image.html>

Las *estrellas de neutrones* son uno de los posibles resultados de la evolución de una estrella masiva. Luego de la explosión de supernova, si la presión generada por los neutrones degenerados es suficiente para detener el colapso del núcleo, el resultado es un objeto sumamente compacto (con radios típicos de $R \approx 10$ km) con masas entre $1.4\text{-}3 M_{\odot}$. Al colapsar, la estrella arrastra consigo tanto su campo magnético como su momento angular, provocando que las estrellas de neutrones tengan campos magnéticos extremadamente fuertes (con intensidades del orden de 10^{12} G) y períodos de rotación muy cortos, llegando al orden del milisegundo. Cuando están asiladas, resulta difícil observar una estrella de neutrones a menos que sea un *púlsar*, en el cual la emisión de origen no térmico que se genera en sus polos magnéticos se alinea con la visual. El resultado es una fuente variable en radio, donde se observan pulsos periódicos. Otra forma de determinar la presencia de una estrella de neutrones es como parte de un sistema binario, conocidos como sistemas binarios con emisión en rayos X (De los cuales se hablará en la sección 3.2.3).

Cuando la estrella es lo suficientemente masiva⁽ⁱⁱ⁾ como para que no pueda detenerse el colapso del núcleo, entonces el resultado es un *agujero negro*. Dentro de estos objetos existe una zona, denominada *singularidad*, que no podría explicarse a partir del *modelo standard* de la física. Según la Teoría de la Relatividad General, la gravedad puede pensarse como una deformación del espacio-tiempo producida por los objetos masivos, donde la luz también se ve afectada. Las velocidades de escape en las cercanías de la singularidad son tan grandes, que incluso los fotones se ven atrapados. El borde, donde la velocidad de escape es igual a la velocidad de la luz, se denomina *horizonte de eventos* y para un agujero negro no rotante y sin campos magnéticos (Agujero negro de Schwarzschild) forma una esfera perfecta en torno a una singularidad puntual con radio igual al radio de Schwarzschild:

$$R_S = \frac{2GM}{c^2} \quad (2.7)$$

donde G es la constante de gravitación universal, c es la velocidad de la luz en el vacío y M la masa del agujero negro (Schwarzschild, 1916).

2.4. Cambios en la evolución de una estrella

En las secciones anteriores explicamos de manera introductoria el proceso de evolución de estrellas aisladas de manera ideal. Sin embargo, hay muchos factores que cambian de manera compleja este proceso, incluso algunos de maneras drásticas dando como resultado en nuevos escenarios astrofísicos.

El parámetro que define en primer orden el camino evolutivo que sigue una estrella en el diagrama HR es la masa. En segundo orden, algunos cambios se pueden inferir al cambiar la *metalicidad*. Este parámetro expresa la abundancia relativa de ciertos elementos más pesados que el helio, los que se denominan metales. Normalmente se suelen utilizar las letras X, Y y Z para referirse a las abundancias fraccionales de hidrógeno, helio y metales respectivamente, de manera tal que $X + Y + Z = 1$. Otra manera de cuantificar la metalicidad de una estrella es a través del índice de metalicidad, el cual refiere las abundancias de cierto elemento de la estrella respecto a las del Sol y se define normalmente de la siguiente manera:

$$[\alpha/H] = \log \left(\frac{N_\alpha}{N_H} \right)_* - \log \left(\frac{N_\alpha}{N_H} \right)_\odot \quad (2.8)$$

donde N_α y N_H son las abundancias del elemento α y el hidrógeno respectivamente, el primer término se refiere a las abundancias evaluadas en la estrella y el segundo evaluadas en el Sol. La medida más común del índice de metalicidad es $[\text{Fe}/\text{H}]$, que aunque no es el elemento más abundante en las estrellas suele estar presente en la mayoría de los tipos espectrales. A partir de este índice podemos definir tres tipos de poblaciones estelares distintas:

- **Estrellas de población I:** Son estrellas jóvenes de metalicidad alta ($[\text{Fe}/\text{H}] > -1$). Suelen ser muy azules (las más masivas) y poco evolucionadas. En la Vía Láctea, se encuentran mayormente en el disco galáctico. Este tipo de estrellas tienen que haberse formado en un universo enriquecido químicamente a partir de explosiones de supernova de estrellas aún más viejas. El Sol pertenece a esta categoría.

⁽ⁱⁱ⁾ Si bien el umbral exacto es desconocido, algunos autores como Shapiro & Teukolsky (1983) acota las masas en un rango de $5 - 8 M_\odot \lesssim M \lesssim 60 - 100 M_\odot$.

- **Estrellas de población II:** Son estrellas viejas de metalicidad baja ($[Fe/H] < -1$) y muy evolucionadas. Están presentes mayoritariamente en cúmulos globulares, que se ubican en el halo y en el bulbo de la Vía Láctea con una distribución esferoidal.
- **Estrellas de población III:** Conformadas por la primera generación de estrellas en el Universo, y como tales tendrían metalicidades muy bajas pues en ese momento se piensa que éste se conformaba generalmente de H y He. A partir de su evolución, algunas de ellas enriquecieron el medio a partir de explosiones de supernova. Este tipo estelar no ha sido observado, sino que está propuesto para explicar la metalicidad de las estrellas de población II.

Un efecto importante en las estrellas con altos contenidos metálicos es el efecto de cobertura (o en inglés *blanketing*). Al tener muchos elementos más pesados que el helio, aumenta la opacidad debido a la absorción de fotones ultravioletas por transiciones electrónicas de estos elementos. Esto genera una depresión en el flujo de longitudes de onda cortas, y para mantener la cantidad de energía liberada se produce un aumento del flujo en regiones más rojas del espectro. Como resultado, las estrellas más metálicas tienden a observarse más rojas que una idéntica pero con menor cantidad de metales. Esto genera que las estrellas de población II, que tienen un menor contenido de metales que las de población I, se ubiquen ligeramente hacia abajo y a la izquierda en la secuencia principal generando así otra zona en el diagrama llamadas *subenanas*. Otra consecuencia es en las estrellas más metálicas sobre la rama horizontal, que se juntan formando una zona en el diagrama llamada *agrupamiento rojo* (en inglés *red clump*).

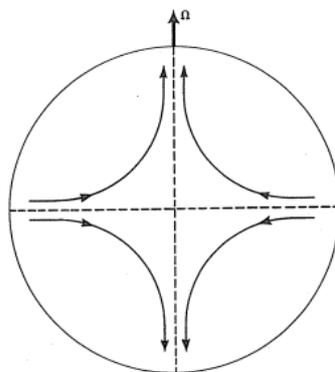


Figura 2.9. Representación esquemática de la circulación meridional en una estrella donde $\vec{\Omega}$ es el vector velocidad angular, definiendo el eje de rotación. Extraído de (Clayton, 1968).

Otro efecto a tener en cuenta es la rotación. Cuando una estrella se forma, lo hace con un momento angular intrínseco que se traduce como un movimiento de rotación. Todas las estrellas rotan, sin embargo algunas lo hacen de una manera más rápida que otras. Si este movimiento resulta apreciable, puede influir en la evolución de la estrella en, por lo menos, dos maneras distintas y muy importantes. Por un lado, la conservación del momento angular se aplica a cualquier cambio estructural que sufra la estrella. En segundo lugar, para mantener el balance del flujo energético es necesario considerar circulación del fluido en una estrella que deja de ser esférica, pues las fuerzas centrífugas la deformarán achatándola en los polos. Este último punto hace que tengan que hacerse nuevas consideraciones en la resolución de las ecuaciones del equilibrio hidrostático, ya que las cantidades dejan de depender únicamente del radio. Una consecuencia importante en la inclusión de la rotación al problema de la

evolución de una estrella es la *circulación meridional*, en donde el gas se calienta y sube de manera paralela al eje de rotación mientras que el gas que se encuentra en el ecuador se enfría y baja hacia la zona central de la estrella como se muestra en la figura 2.9. Esto produce que materia que está en la superficie caiga hacia el núcleo, afectando así principalmente a la abundancia de hidrógeno y provocando cambios en el tiempo de vida de la estrella en la secuencia principal.

Durante la vida de una estrella se pueden dar eventos con importantes *pérdidas de masa*, siendo las causas más comunes los vientos estelares, las rápidas rotaciones (más que la crítica) y la interacción en sistemas binarios. Como habíamos dicho, la masa es el parámetro fundamental que define la evolución de una estrella. Entonces, es de esperar que si ocurren eventos de pérdida de masa la evolución de la estrella varíe.

Un ejemplo de consecuencias que pueden tener estas interacciones son las *enanas blancas de muy baja masa* o *enanas blancas de helio*. Normalmente, si tuviéramos una estrella de muy baja masa ($M < 0.5 M_{\odot}$) se esperaría que no ocurrieran eventos de combustión más allá de la del hidrógeno, pues una vez agotado los electrones se encontrarían degenerados antes de alcanzar la temperatura de ignición del helio. El resultado final de una estrella de este tipo es una enana blanca, pero no formada por carbono y oxígeno como se describió en la sección 2.3, sino de helio. El problema se encuentra en que el tiempo de formación de estos objetos supera la edad del Universo. Sin embargo, hay evidencias observacionales de que existen. Una explicación posible es que sean parte de un sistema binario, en donde pueden darse eventos de transferencia de masa. Si la estrella en cuestión pierde suficiente masa en la fase de gigante roja como para que no alcance la temperatura necesaria para fusionar el helio, entonces resultará en una enana blanca de baja masa en un tiempo que es menor a la edad del Universo.

Capítulo 3

Sistemas binarios

La formación de una estrella se produce a partir del colapso gravitatorio de una nube molecular. Sin embargo, es común que esta nube se fragmente provocando la formación de más de una estrella simultáneamente. Los *sistemas múltiples* son un conjunto de estrellas que interactúan gravitacionalmente. Ejemplos de ellos son los cúmulos abiertos, globulares y los sistemas binarios. Estos últimos, son agrupaciones formadas por dos estrellas que orbitan en torno a su centro de masa común. En este capítulo se introducirán las características fundamentales de este tipo de sistemas, haciendo hincapié en aquellos que poseen transferencia de masa con un caso particular: los sistemas binarios con emisión en rayos X. También se caracterizará el objeto de estudio de esta Tesis de Licenciatura, el sistema binario V404 Cyg.

3.1. Introducción a los sistemas binarios

La mayoría de las estrellas en el cielo están en sistemas binarios. Luego, es de suma importancia conocer sus características ya que representan un importante número de los objetos de estudio astronómicos. Estos sistemas están conformados por dos estrellas y dependiendo de la forma en la cual se determinan como tales, pueden clasificarse en: visuales, espectroscópicos o eclipsantes.

Las *binarias visuales* son un par cuyas componentes están lo suficientemente lejos entre sí como para resolverse de manera separada a través de un telescopio. Es importante tener en claro que no cualquier par de estrellas que se encuentran aparentemente cercanas forman un par binario físico, es necesario medir astrométricamente el movimiento de cada componente con el tiempo y obtener así la separación angular entre ellas. Si la distancia al sistema es conocida, entonces también puede conocerse su separación lineal.

En un sistema visual, el movimiento de una estrella en su órbita relativa en torno de la otra componente está definida por el semieje mayor a , la excentricidad e , el período orbital P , el tiempo del paso por el periastro T_0 y el argumento del periastro ω . Estas cantidades son denominadas como *parámetros orbitales* y en caso de problemas de dos cuerpos son constantes en el tiempo. Es común que el plano orbital del sistema posea cierta inclinación i respecto al plano del cielo, por lo que la órbita observada resulta ser otra elipse que es una proyección de la real, en donde el centro de masa no se encuentra en uno de sus focos.

Si en un sistema binario el plano de la órbita coincide con el plano del cielo, las órbitas observadas son las reales y como las masas son inversamente proporcionales al semieje mayor, se obtiene:

3. Sistemas binarios

$$\frac{M_A}{M_B} = \frac{a_B}{a_A} = \frac{\alpha_B}{\alpha_A} \frac{d}{d} = \frac{\alpha_B}{\alpha_A} \quad (3.1)$$

donde M es la masa, a el semieje mayor lineal de la órbita, d la distancia al sistema y α el semieje mayor angular de la órbita. Construyendo un triángulo rectángulo como muestra la figura 3.1, se obtiene la relación $a = d \operatorname{tg}(\alpha) \approx d \alpha [\text{rad}]$ considerando al semieje mayor angular como un ángulo muy pequeño. A una relación similar a la ecuación 3.1 se puede llegar cuando la inclinación $i \neq 0$, ya que el semieje mayor aparente $\alpha' = \alpha \cos(i)$ obteniendo:

$$\frac{M_A}{M_B} = \frac{\alpha'_B}{\alpha'_A} \quad (3.2)$$

entonces, independientemente de conocer la distancia al sistema, puede conocerse el cociente entre las masas en una binaria visual

Dado el caso de que la distancia al sistema haya sido inferida, un método para obtener las masas individuales consiste en obtener el semieje mayor de la órbita relativa verdadera como $a = a_A + a_B = (\alpha_A + \alpha_B) d$, y luego a través de la tercera Ley de Kepler:

$$\frac{P^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{G(M_A + M_B)} \quad (3.3)$$

relacionamos los parámetros orbitales con la suma de las masas, que junto con el cociente entre ellas (Ecuación 3.1) pueden despejarse las masas de cada componente del par.

Si las binarias están muy juntas, se necesita un telescopio con un gran poder resolutivo para poder observarlas de manera separada. Otra forma de detectar un par binario es a partir de su espectro, siendo los sistemas clasificados de esta manera llamados *sistemas binarios espectroscópicos*. Si el plano orbital tiene una inclinación respecto al plano del cielo, la componente radial de la velocidad orbital de cada estrella es distinta de cero. La velocidad radial obedecerá la siguiente forma:

$$V_r = V_0 + \frac{dz}{dt} \quad (3.4)$$

en un sistema de referencia donde el eje z está sobre el plano orbital, apuntando en sentido del observador y siendo V_0 la velocidad radial baricéntrica del sistema. Esta ecuación expresa que la velocidad radial medida de una estrella en un par binario es debida a, por un lado, el movimiento propio del centro de masas del sistema y, por el otro, al movimiento periódico que realiza en a la órbita.

Como consecuencia de este movimiento, en el espectro se observará un corrimiento de las líneas espectrales también dividido en dos componentes, una aproximadamente constante y la otra periódica. Debido al efecto Doppler, a medida que la estrella se acerca el espectro se verá corrido hacia el azul y cuando se aleja, hacia el rojo. Como la estrella estará en una órbita, sin considerar la velocidad baricéntrica del sistema habrá momentos donde se está acercando (velocidad radial negativa) y donde se está alejando (velocidad radial positiva), de manera tal que la velocidad radial será máxima en los nodos que forma el plano orbital con el plano del cielo y mínima en los puntos que interseca la línea perpendicular a la línea de los nodos que pasa por el centro de masas. Esto produce un corrimiento periódico de las líneas,



Figura 3.1. Representación de las medidas del semieje mayor lineal y angular, y su relación.

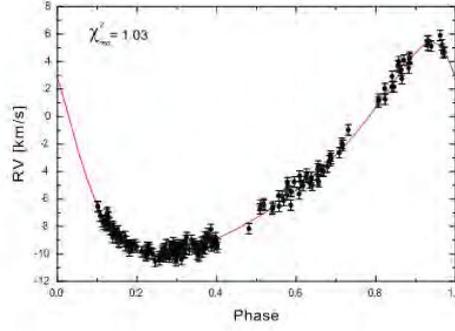


Figura 3.2. Observaciones de velocidad radial del sistema binario θ Cep y su curva de mejor ajuste. La forma viene dada por la ec. 3.4 donde el gráfico se encuentra corrido verticalmente hacia abajo debido a una componente de velocidad radial baricéntrica $V_0 = -4.14 \pm 0.04$. Extraído de Bischoff et al. (2020).

cuya medición permite construir una *curva de velocidad radial* como la de la figura 3.2 que esta descrita por la teoría a través de la siguiente expresión:

$$\frac{dz}{dt} = K[e \cos(\omega) + \cos(\omega + \nu)] \quad (3.5)$$

donde K es la semiamplitud, y ν la anomalía verdadera. A partir del método de Lehmann-Filhés, pueden medirse los parámetros orbitales $K, e, \omega, T_0, a \sin(i)$ a partir de datos que pueden obtenerse de la curva de velocidad radial.

Si solamente un espectro resulta distinguible, se puede realizar un estudio estadístico a partir del análisis de muchas estrellas primarias de igual tipo espectral y clase de luminosidad para estimar el valor de masa de la estrella más masiva del sistema M_1 , denominada primaria. Nombrando M_2 a la estrella menos masiva del par, o estrella secundaria⁽ⁱ⁾, se define la **función de masa** de M_1 como:

$$f(M_1) = \frac{(M_2 \sin(i))^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{(a_1 \sin(i))^3}{P^2} \quad \longrightarrow \quad \frac{f(q)}{M_2} = \frac{q^3 \sin(i)^3}{(1 + q)^2}, \quad q = \frac{M_2}{M_1} \quad (3.6)$$

Luego, es posible calcular un valor promedio de la función de masa con los datos conocidos de estrellas binarias y obtener una estimación para la masa de la estrella secundaria.

Cuando se observan ambos espectros, a partir de la relación 3.1 es posible relacionar estas cantidades con las semiamplitudes de cada órbita, siendo el cociente de las masas inversamente proporcional al cociente de ellos. Al obtener dos curvas de velocidad radial, ambas semiamplitudes K_1 y K_2 pueden inferirse a partir ellas. Luego, haciendo uso de la función de masa de cada componente es posible determinar:

$$M_1 \sin^3(i) = \frac{a_2 \sin(i)}{P^2} [a_1 \sin(i) + a_2 \sin(i)]^2 \quad (3.7)$$

$$M_2 \sin^3(i) = \frac{a_1 \sin(i)}{P^2} [a_1 \sin(i) + a_2 \sin(i)]^2 \quad (3.8)$$

donde como $\sin^3(i) < 1$, resultan ser cotas inferiores para las masas de cada componente.

⁽ⁱ⁾Esta denominación cambiará cuando la masa no sea constante en una estrella como se trata en la sección 4.2.1.

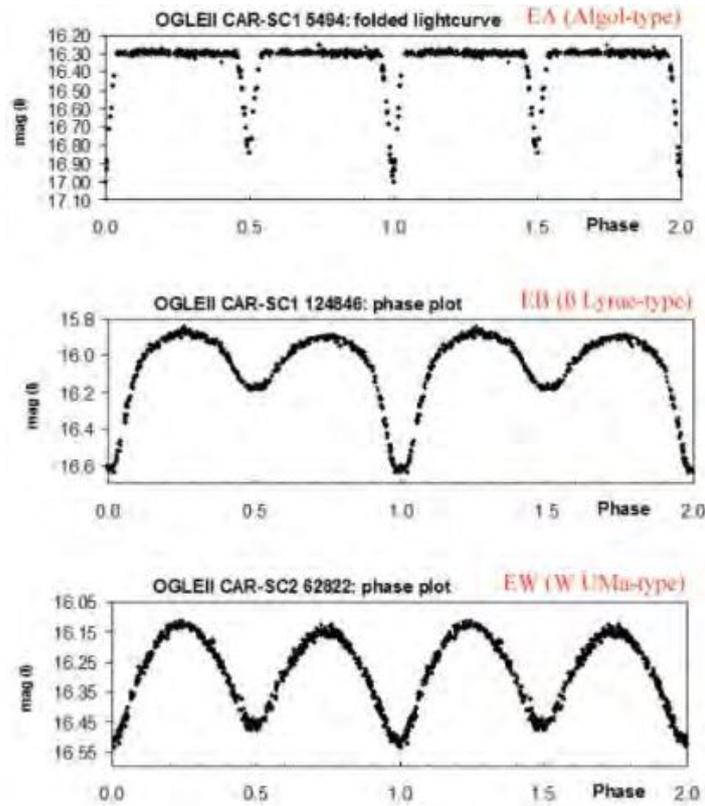


Figura 3.3. Tipos de curvas de luz de un sistema binario eclipsante. De arriba a abajo se distinguen la curvas de luz de tipo Algol, β -Lyrae y ω -Ursa Mayoris. Extraídos de [Hummerich \(2013\)](#)

Si la inclinación de la órbita es lo suficientemente grande como para que el plano orbital sea casi perpendicular al plano del cielo ($i \approx 90^\circ$), entonces se producirán eclipses periódicos cuando una componente pase por adelante de la otra en la línea de la visual. Esta disposición geométrica de la órbita caracteriza a las llamadas *binarias eclipsantes*. Durante los eclipses, se produce una reducción del brillo del sistema, lo que puede graficarse en función del tiempo como una *curva de luz*. Ejemplos de estos gráficos se muestran en la figura 3.3, en donde se distinguen mínimos pronunciados en el flujo que se repiten de manera periódica. Pueden encontrarse tres tipos de curvas de luz:

- **Tipo Algol:** Tienen mínimos primarios y secundarios diferenciables entre sí. Entre ellos hay momentos donde el brillo total del sistema es constante. Se asocian a sistemas binarios eclipsantes con componentes completamente separadas.
- **Tipo β -Lyrae:** Hay una clara distinción entre mínimos primarios y secundarios, pero no hay momentos de brillo del sistema constante entre ellos. Este tipo de curvas pueden deberse a sistemas binarios semi-separados, es decir con una componente que llena su lóbulo de Roche (Ver sección 3.2).
- **Tipo W-Ursa Mayoris:** La diferencia entre mínimos primarios y secundarios es muy pequeña y no hay momentos de brillo constante entre ellos. Se suele obtener este tipo de curvas de luz de sistemas binarios que poseen una envoltura en común (ver sección 3.2).

A partir del análisis de la curva de luz, se pueden obtener la inclinación i del sistema a

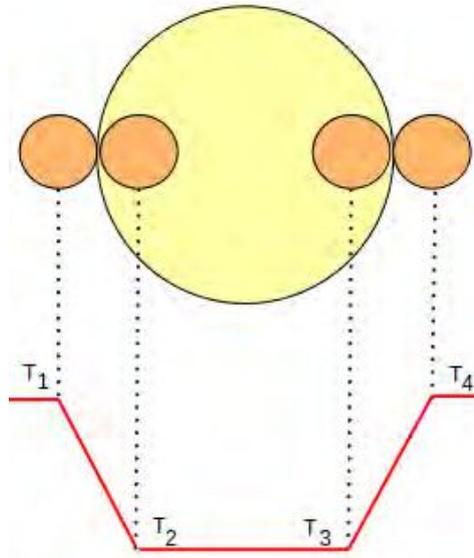


Figura 3.4. Representación de la producción de un mínimo en la curva de luz de un sistema binario eclipsante. Se resaltan los tiempos de contacto, que son de utilidad para medir los radios de cada componente y la inclinación del sistema.

partir de la forma del mínimo y, si el sistema también es espectroscópico, los radios de cada componente haciendo uso de los llamados *tiempos de contacto* (figura 3.4), y si además se asume una órbita circular pueden utilizarse las siguientes expresiones:

$$R_1 = v_2(T_3 - T_1) \quad (3.9)$$

$$R_2 = v_2(T_2 - T_1) \quad (3.10)$$

donde R_1 en este caso es corespone a la estrella con mayor radio del par. Al poder medir su inclinación, esta deja de ser una incógnita en las expresiones 3.7 y 3.8. Sin embargo, para obtener sus parámetros orbitales también es necesario obtener su curva de velocidad radial.

Es importante destacar los efectos de selección que se desprenden de las formas para detectar sistemas binarios. Se mencionó acerca de que las binarias visuales tienen que poder ser resueltas separadamente por un telescopio, por lo que es necesario que estén lo suficientemente separadas para ello. Para el caso de las binarias espectroscópicas sus inclinaciones siempre suelen ser elevadas, pues si no lo fueran se necesita cada vez mayor resolución espectral para detectar el movimiento periódico de las líneas. Si la inclinación fuera nula, este movimiento directamente no existiría y por ende jamás podría detectarse como tal⁽ⁱⁱ⁾. Por último, una binaria eclipsante necesita de inclinaciones cercanas a los 90° , ya que sino no podrían producirse los eclipses. Estos requisitos dejan afuera un número de sistemas binarios, que por sus características no pueden ser detectados de ninguna de las tres formas mencionadas.

⁽ⁱⁱ⁾Esto es considerando que el movimiento del cuerpo es no relativista, ya que en caso contrario sigue existiendo un efecto doppler. En esta Tesis no se estudia este caso ya que no representa al movimiento del objeto de estudio.

3.2. Sistemas binarios con episodios de transferencia de masa

Cuando las estrellas del par binario se encuentran lo suficientemente cerca, pueden experimentar eventos de transferencia de masa. En esta sección se introducirán brevemente las características de estos sistemas, haciendo especial énfasis en un tipo dentro de ellos, los sistemas binarios con emisión en rayos X. Por último, se describe al sistema V404 Cyg, el objeto de estudio de esta Tesis de Licenciatura.

3.2.1. Problema de los tres cuerpos restringido y circular

Uno de los conceptos fundamentales cuando estudiamos la evolución en un sistema binario es el *Lóbulo de Roche*. Esta es una superficie equipotencial correspondiente al problema de 3 cuerpos restringido circular, donde se consideran dos masas interactuando gravitatoriamente en órbitas circulares y una tercera masa, llamada *masa de prueba*, lo suficientemente pequeña como para que no incorpore efectos gravitatorios apreciables en el sistema. En este escenario, el marco de referencia utilizado es aquel cuyo origen se encuentra en el centro de masas con uno de sus ejes en la dirección del radiovector que une las dos componentes más masivas del sistema (M_1 y M_2). Este no es un sistema inercial, ya que se encuentra rotando junto con el sistema pero cuenta con ventajas clave para que el tratamiento del problema sea mucho más sencillo.

En este sistema, uno podría definir un potencial de interacción efectivo que involucra la interacción gravitatoria de M_1 y M_2 y la fuerza centrífuga que actúa sobre la masa de prueba. De esta manera se obtienen las curvas de velocidad cero como las que se encuentran graficadas en la figura 3.5. Estas representarán, para partículas de prueba con distinta energía, las zonas de movimiento permitido y prohibido. Entre ellas, se destacan cinco puntos donde estas curvas se cruzan, siendo puntos de equilibrio llamados *puntos de Lagrange*. Para estudiar la evolución de estrellas binarias, la primera curva de velocidad cero donde se define el punto L_1 es de una importancia particular. Las superficies que define son los llamados *lóbulos de Roche* que encierran a cada masa.

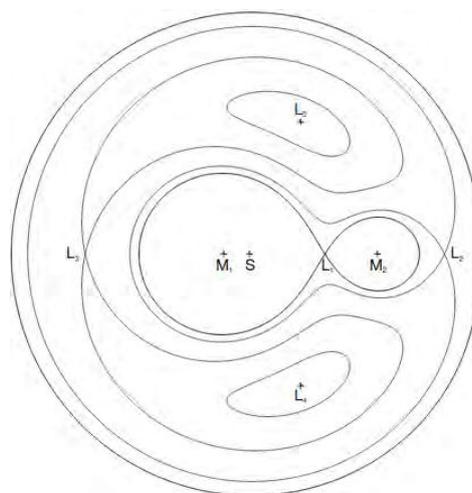


Figura 3.5. Curvas de velocidad cero en el plano xy del problema de 3 cuerpos restringido y circular. Graficado para un cociente de masas $\frac{M_1}{M_2} = 0.2$, indicando los puntos de lagrange como L_i y el centro de masas como S. Extraído de [Kretschmar \(1996\)](#).

El radio efectivo del lóbulo de Roche R_L depende únicamente de la separación orbital de las componentes a y el cociente de las masas q . Una buena aproximación (errores menores al 1% en todo el rango) la da Eggleton (1983), siendo para la masa M_1 de la forma:

$$R_L = \frac{0.49q^{\frac{2}{3}}}{0.6q^{\frac{2}{3}} + \ln(1 + q^{\frac{1}{3}})} a \quad (3.11)$$

Y luego, una expresión análoga para el radio efectivo del lóbulo de Roche para la masa M_2 .

Dependiendo de si las masas llenan o no el lóbulo de Roche, pueden clasificarse en tres tipos:

- **Binarias separadas:** Ninguna de las componentes llena su respectivo lóbulo de Roche. Si las binarias están lo suficientemente cerca, y una de las componentes tiene fuertes vientos estelares, es posible que la compañera acrete materia proveniente de estos vientos.
- **Binarias semi-separadas:** Una de las estrellas llena su lóbulo de Roche, pudiendo producirse una transferencia de masa a través del punto L_1 . Como varía la masa, la forma en la que evolucionan las componentes también cambiará.
- **Binarias de contacto:** Ambas estrellas llenan su lóbulo de Roche, produciéndose una estructura que rodea y contiene a ambas estrellas llamada *envoltura común*.

3.2.2. Transferencia de masa

Hay más de una manera en la cual se pueden dar eventos de transferencia de masa en un sistema binario. Por un lado, las estrellas eyectan materia por presión térmica o de radiación en los llamados *vientos estelares*. Todas las estrellas los poseen, sin embargo es en las estrellas más masivas en donde se vuelven especialmente importantes ya que para estrellas tipo O o B la tasa de pérdida de masa oscila entre 10^{-9} - 10^{-5} M_{\odot} /año (A modo de referencia, en el Sol el viento coronal es del orden de $\sim 10^{-14}$ M_{\odot} /año). Si una estrella de este tipo se encuentra en un sistema binario, la compañera podría acretar parte de este material. Si bien es uno de los procesos de transferencia de masa menos eficientes, puede llegar a ser considerable para algunos sistemas (por ejemplo en los sistemas binarios con emisión en rayos X de alta masa).

El mecanismo más común⁽ⁱ⁾ para los eventos de transferencia de masa se da por un *desbordamiento del lóbulo de Roche* (o RLOF del inglés *Roche-lobe Overflow*). Cuando una estrella llena su lóbulo, el material de la estrella comienza a escaparse por el punto de Lagrange L_1 , ya que es un punto de equilibrio inestable. Suele producirse con mayor probabilidad cuando la estrella donante está en la fase de gigante roja, donde agotó el hidrógeno en su núcleo y aumenta enormemente su radio.

Cuando ocurre la transferencia de masa por este último mecanismo, hay que distinguir entre los casos donde se da de forma estable o inestable. Para esto es importante destacar el hecho de que cuando una estrella con envoltura radiativa pierde masa, la estrella se contrae. Por otro lado, si la estrella donante tiene una envoltura convectiva, el radio aumenta al perder masa⁽ⁱⁱ⁾. Cómo la pérdida de masa se da por llenado del lóbulo de Roche, esto implica que el material de la estrella está en contacto con la superficie equipotencial y mientras más intenta

⁽ⁱ⁾Típicamente entre el 30 - 50% de los sistemas binarios poseen transferencia de masa por RLOF.

⁽ⁱⁱ⁾Esto puede apreciarse, por ejemplo, en la relación masa-radio de las politrópicas con índice $n=1.5$.

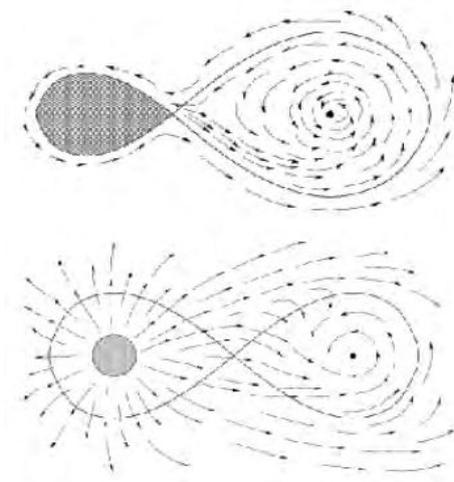


Figura 3.6. Representación esquemática de los mecanismos de transferencia de masa por RLOF (arriba) y vientos estelares (abajo). Extraído de [Rodes Roca \(2007\)](#).

aumentar su radio, mayor será la tasa de pérdida de masa. También es necesario tener en cuenta el rol que cumple la órbita en este problema. Como el radio del lóbulo de Roche según la fórmula de [Eggleton \(1983\)](#) expresada en la fórmula 3.11 es directamente proporcional al semieje mayor de la órbita, implica que la separación de las componentes también jugará un rol fundamental al estudiar la estabilidad de la transferencia de masa.

Para obtener estabilidad en el mecanismo de transferencia de masa, es necesario que se acrete la mayoría de la masa transferida. Esto es usual para estrellas con envoltura radiativa (aunque en algunos casos no es así ya que también depende de la órbita), sin embargo es complicado para estrellas con envoltura convectiva profunda. Como al perder masa tienden a aumentar su radio, el valor absoluto de $\dot{M} = \frac{dM}{dt}$ aumenta. Aún así puede alcanzarse la estabilidad para estrellas con envoltura convectiva cuando la órbita permita que la pérdida de masa suceda desde el objeto menos masivo. En este caso, la órbita se expande más rápido que la estrella dando la posibilidad de una transferencia de masa estable. El mecanismo se termina cuando o bien la envoltura de hidrógeno de la estrella donante fue apreciablemente transferida a la compañera o si se pierde del sistema. El resultado es una estrella de helio con una pequeña envoltura de hidrógeno para la componente donante, mientras que para la acretante puede significar un cambio radical en su evolución, dependiendo en qué fase evolutiva se encuentra al momento de inicio del mecanismo.

La transferencia de masa también puede darse de forma inestable. Esto produce que se acumule materia sobre la acretora y eventualmente que el sistema se vuelva una binaria de contacto, con una envoltura común. Un caso común donde esto sucede es cuando la componente donante es una gigante o supergigante con una envoltura convectiva, ya que ante la pérdida de masa esta envoltura tiende a expandirse y el lóbulo de Roche se achica cuando la masa se transfiere a un objeto menos masivo, produciendo un sobrellenado del lóbulo con una gran cantidad de materia. La fricción entre las componentes del sistema y la envoltura hace que las órbitas se vuelvan espiraladas, acortando la distancia entre ellas⁽ⁱⁱⁱ⁾. Cuando suficiente energía orbital se libera, la envoltura se eyecta dejando como resultado un sistema

⁽ⁱⁱⁱ⁾ La fase de envoltura común en la evolución de sistemas binarios resulta esencial. Sin embargo, es una fase aún pobremente entendida. Para más información sobre las incertezas que existen sobre esta fase evolutiva ver [Podsiadlowski \(2001\)](#).

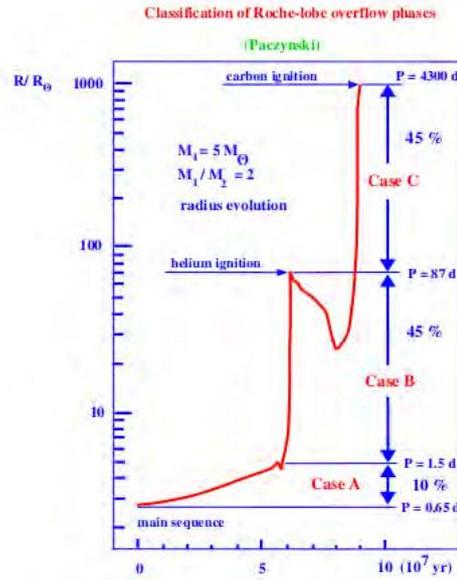


Figura 3.7. Evolución del radio en función del tiempo de una estrella de $M_1 = 5 M_\odot$ asumiendo una compañera de $M_2 = 2 M_\odot$. Extraído de Paczynski (1976).

mucho más compacto que antes con períodos que pueden llegar a ser muy cortos (Paczynski, 1976). Una estrella donante con envoltura radiativa, por más que su radio tienda a disminuir a medida que pierde masa, puede tener episodios de transferencia de masa inestable si su masa fuera mucho mayor que la masa de su compañera. Para una con envoltura convectiva, si es la componente más masiva del sistema, generalmente la transferencia de masa se dará de forma inestable.

Dependiendo el grado de evolución de la estrella donante, la transferencia de masa puede dividirse en 3 casos:

- **Caso A:** La estrella donante se encuentra en la secuencia principal quemando hidrógeno en su interior.
- **Caso B:** La estrella donante ya finalizó su quema de hidrógeno, pero no está quemando helio en su interior.
- **Caso C:** La estrella donante ha completado su quema de helio en el núcleo.

En la figura 3.7 se encuentra graficada la evolución temporal del radio de una estrella en un sistema binario con una masa de $5 M_\odot$ con una compañera de $2 M_\odot$. En ella se han indicado las etapas evolutivas donde se producen los diversos casos de transferencia de masa, indicando también la probabilidad de que comience el evento en cada una de estas fases evolutivas. Una estrella aumenta muy poco de radio en la fase de secuencia principal, por lo que el caso A de transferencia de masa no suele ser tan común como los casos B o C. Por otro lado, las estrellas muy masivas ($M \gtrsim 20 M_\odot$) suelen expandirse muy poco luego de la quema de helio en su núcleo, por lo que el caso C suele perder importancia frente al caso B para estrellas muy masivas.

3.2.3. Sistemas binarios con emisión en rayos X y microcuasares

Cuando en un sistema binario se acreta materia sobre un objeto compacto (típicamente una estrella de neutrones o un agujero negro) se producen mecanismos que liberan fotones en energías muy altas (entre 1 - 100 keV). Estos sistemas se los define como *sistemas binarios con emisión en rayos X*. Su descubrimiento se realizó con el telescopio espacial UHURU (1970-1973), que fue el primer instrumento en trazar un mapa del cielo en rayos X. Luego, observando a intervalos de tiempo más largos, se pudo verificar que muchas de estas fuentes sufrían variaciones periódicas en el tiempo, develando de cierta manera que se debían a la interacción en un sistema binario.

Dependiendo de la masa de la estrella donante, estos sistemas se dividen en *binarias de rayos X de baja masa* (LMXB del inglés *Low Mass X-ray Binaries*)^(iv) con $M_d \lesssim 2.5M_\odot$ siendo M_d la masa de la componente donante, o en *binarias de rayos X de alta masa* con $M_d \gtrsim 10M_\odot$ (HMXB del inglés *High Mass X-ray Binaries*). Observacionalmente, la distribución de estos sistemas en nuestra galaxia ubica a las HMXBs sobre el disco galáctico, mientras que las LMXBs poseen una distribución en latitudes galácticas mucho más amplia. Esto puede deberse al proceso de formación del objeto compacto junto con una explosión de supernova, donde se produce un fenómeno en el cual el sistema sufre un repentino impulso y adquiere una velocidad que resulta normalmente mucho mayor que la de su progenitor^(v). De esta manera, como los LMXBs tienen mayor tiempo de vida en esta fase, se trasladan hasta distancias más lejanas (Brandt & Podsiadlowski, 1995).

La diferencia fundamental entre estos dos tipos de sistemas se encuentra en el mecanismo dominante a través del cual se transfiere masa. Para el caso de las LMXBs, suele darse un escenario estable de RLOF. Sin embargo, para las HMXBs suele producirse a través de dos mecanismos, por vientos estelares o por el llamado desbordamiento del lóbulo de Roche atmosférico. Este último es similar al RLOF, excepto por el hecho de que la fotosfera de la estrella donante no llega a coincidir con el lóbulo. Como las estrellas de alta masa tienen una atmósfera apreciable, se produce una transferencia de materia proveniente de ella.

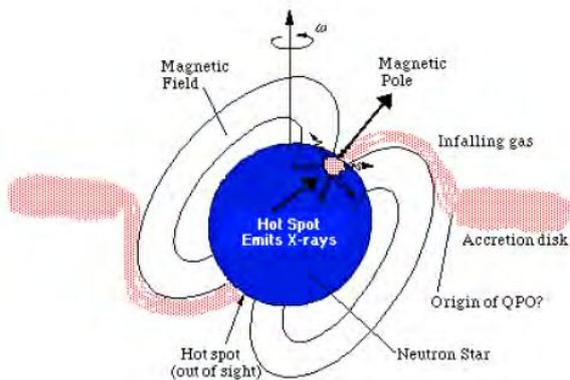


Figura 3.8. Representación esquemática del proceso de acreción en una estrella de neutrones. Extraído de Rodes Roca (2007).

La acreción sobre una estrella de neutrones puede producir una variabilidad en rayos X. Como estos objetos suelen poseer campos magnéticos sumamente fuertes (alrededor de 10^{11} G), el material acretado se guía hacia los polos magnéticos donde cae a la superficie originando lo que se conoce como *puntos calientes* (o *hot spots* en inglés) en donde se liberan fotones de rayos X. Al no estar alineados el eje magnético con el eje de rotación, podría suceder que en algún momento del giro la emisión en rayos X coincida con la línea de la visual, resultando en una pulsación periódica en rayos X del objeto (Tanaka & Shibasaki, 1996). Esta situación se esquematiza en la figura 3.8. Si el campo magnéti-

^(iv)Estos valores incluyen evolución de estrellas de masas intermedias (hasta casi $5 M_\odot$), por lo que realmente deberían denominarse *Intermediate-Low mass X-ray binaries* (I/LMXB)

^(v)Este efecto en inglés se lo conoce como *kick* cuya traducción literal es "patada".

co no es lo suficientemente fuerte, la acreción en presencia de un disco podría darse de forma ecuatorial.

Los agujeros negros carecen de superficie, la emisión en rayos X de estos objetos en un sistema binario podría estar originada en el disco de acreción (rayos X blandos, $E < 2 \text{ keV}$) o en un plasma caliente que rodea al agujero negro conocido como corona. En la mayoría de sistemas de este tipo, la componente donante suele ser una estrella de secuencia principal tardía (i.e., poco masiva). Una consecuencia directa de esto es que la emisión en rayos X es transitoria, alternando en fases de alta y baja acreción dependiendo del estado del disco lo que da lugar a eventos explosivos en rayos X (en inglés llamados *outbursts*). Existe cierta incertidumbre respecto a los escenarios de formación de estos objetos ya que, tanto para los LMXBs cuyo objeto compacto es una estrella de neutrones o un agujero negro, necesitan de una fase de envoltura común. Alcanzar la energía necesaria para eyectar esta estructura resulta un reto incluso cuando se trata de una estrella de neutrones, siendo aún peor para un agujero negro que es mucho más masivo.^(vi)

En determinadas circunstancias puede suceder que la generación de energía producto de la acreción de materia sobre un objeto compacto sea mayor que la producida en las reacciones nucleares. Una estimación rápida puede hacerse asumiendo que toda la masa acumulada en la superficie por acreción m transforma su energía potencial en radiación. Para un objeto compacto de radio R y masa M resulta:

$$\Delta E_{ac} = \frac{GMm}{R} = \eta mc^2 \quad , \quad \eta = \frac{GM}{c^2 R} \quad (3.12)$$

donde η es la eficiencia de acreción. Para una agujero negro, el radio se considera como el radio de su horizonte de eventos (Descrito en la ecuación 2.7). Luego, la luminosidad de acreción puede obtenerse como:

$$L_{ac} = \frac{GM\dot{m}}{R} = \eta \dot{m} c^2 \quad (3.13)$$

donde $\dot{m} = \frac{dm}{dt}$. Resulta importante recordar que existe un límite máximo para la luminosidad de una estrella, por encima del cual una estrella expulsará sus capas externas debido a la presión de radiación. Este valor fue calculado en 1920 por Arthur Stanley Eddington, y en su honor se lo conoce como *límite de Eddington*. Por definición, este límite se encuentra igualando la fuerza de presión de radiación con la fuerza gravitatoria obteniendo:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_{Th}} \quad (3.14)$$

donde m_p es la masa del protón, σ_{Th} es la sección eficaz de Thomson de un electrón y c es la velocidad de la luz en el vacío. Igualando la luminosidad de Eddington con la de acreción y despejando \dot{m} obtenemos la tasa de acreción máxima:

$$\dot{M}_{Edd} = \frac{L_{Edd}}{\eta c^2} \quad (3.15)$$

Como se mencionó antes, en ocasiones la acreción de masa sobre el objeto compacto forma un disco de acreción que emite en rayos X. Puede suceder que la materia que está siendo acretada

^(vi) Distintas líneas de investigación se trabajan al respecto en [Eggleton & Verbunt \(1986\)](#); [Podsiadlowski \(1995\)](#); [Podsiadlowski et al. \(2003a\)](#); [Justham et al. \(2006\)](#); [Podsiadlowski \(2010\)](#).

escape a altas velocidades del sistema formando *jets relativistas* colimados y alineados con el eje de rotación. El campo magnético juega un rol fundamental en ellos, dando lugar a emisión no térmica de tipo sincrotrón y pudiendo detectarse en ondas de radio hasta distancias que superan ampliamente el tamaño lineal de la fuente. Estos sistemas son llamados *microcuasares*, debido a su parecido morfológico con los objetos extragalácticos llamados cuasares.

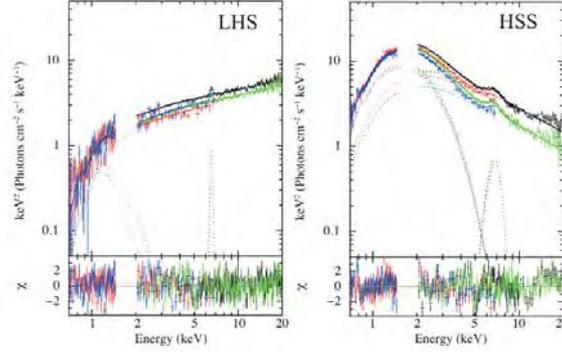


Figura 3.9. Estados espectrales del microcuasar Cygnus X-1, *low-hard* (izquierda) y *high-soft* (derecha) Extraído de Sugimoto et al. (2016).

Los microcuasares se observan en distintos estados espectrales en rayos X, siendo los dos más característicos los estados (Esin et al., 1997):

- *Estado high-soft:* Estado dominado térmicamente. Su distribución espectral de energía tiene un pico a energías de $\sim 1 \text{ keV}$. Esta emisión podría estar originada en el disco de acreción que se extiende hasta la última órbita estable y puede aproximarse como un cuerpo negro con temperaturas $kT \sim 1 \text{ keV}$. En este estado no se observan jets.
- *Estado low-hard:* Estado dominado por la emisión no térmica. Su distribución espectral térmica está disminuida y corrida hacia energías más bajas, mientras que hay una fuerte contribución de una ley de potencias que se asocia al efecto Compton inverso ($E \sim 100 \text{ keV}$). El disco de acreción en este estado pareciera encontrarse truncado a una cierta distancia del objeto compacto y hay presencia de jets relativistas.

3.3. Objeto de estudio: V404 Cyg

El 22 de mayo de 1989, Makino (1989) alertó sobre un evento muy brillante en rayos X ($L \approx 10^{38} \text{ erg/s}$) observado por el *All-Sky Monitor* a bordo del satélite Ginga en la ubicación con coordenadas ecuatoriales celestes R.A. = $20^h 23.3^m$, Decl. = $+33^\circ 50'$ (equinoccio 1950.0). Durante el evento, el sistema pasó de una magnitud aparente visual $V=18.3$ a $V=11.6$. Un año después de su descubrimiento, su magnitud volvió a tomar un valor de $V=18.0$ (Wagner et al., 1992). También se notificó que el espectro parecía ser muy duro con variaciones erráticas en escalas de tiempo más grandes que 0.1s. El sistema, catalogado como GS 2023+338, fue luego relacionado en posición con una nova anterior que ya había sido nombrada como V404 Cyg en el año 1938. Desde entonces, el sistema ha sido estudiado en el óptico y en infrarrojo cercano para determinar sus características fundamentales.

Actualmente el sistema está catalogado como una LMXB y microcuasar, y se ha confirmado que la variabilidad observada tanto en el año 1938 como en el 1989, y luego también

en el 2015, fueron eventos explosivos en rayos X donde grandes cantidades de material provenientes de su disco de acreción causaron un repentino aumento en la luminosidad del sistema al ser acretadas por el objeto compacto. El sistema posee un período orbital de 6.5 días en una órbita altamente circularizada con una excentricidad $e < 3 \times 10^{-4}$.

La función de masas del sistema fue calculada por Casares et al. (1993) resultando en un valor de $f(M) = 6.26 \pm 0.06 M_{\odot}$, y un año después corregido por Casares & Charles (1994) a un valor de $6.08 \pm 0.06 M_{\odot}$. Estos autores también determinaron el tipo espectral de la estrella donante como una K0 IV y obtuvieron una masa para la estrella donante de $0.7_{-0.2}^{+0.3} M_{\odot}$, dando un cociente de masas del sistema $q = 0.060_{-0.005}^{+0.004}$ a partir de la determinación de la velocidad de rotación (afectada por la inclinación) con el ensanchamiento de las líneas presentes en el espectro de la estrella donante. Khargharia et al. (2010) realizó un análisis similar unos años después, llegando al resultado de que el tipo espectral de la estrella donante sería K3 III.

Respecto al objeto compacto, debido a su naturaleza transitoria y el enorme valor de la función de masas el sistema V404 Cyg se transformó en un candidato ideal a ser un sistema binario con un agujero negro. Esto luego fue confirmado dinámicamente por Miller-Jones et al. (2008), seguido por diversas estimaciones realizadas para calcular de su masa. Para ello se realizó una modulación elipsoidal de la órbita en el infrarrojo cercano (NIR del inglés *Near Infrared*) de la estrella donante con la intención de obtener la inclinación de la órbita del sistema. Shahbaz et al. (1994) realizaron esta estimación con datos en la banda *K*, mientras que Sanwal et al. (1996) lo hicieron en la banda *H*. Sus resultados para la masa del agujero negro fueron $12_{-2}^{+3} M_{\odot}$ y $< 12.5 M_{\odot}$, respectivamente. Estos resultados fueron cuestionados, ya que en el primer trabajo se asume que todo el flujo en NIR es producido por la estrella donante, mientras que en el segundo se advierte contaminación en este mismo flujo producida por el disco de acreción. Shahbaz et al. (1996) pusieron a prueba esta hipótesis, llevando a cabo un análisis espectral en NIR. Allí determinaron que la estrella donante contribuye en un $100\% \pm 11\%$ al flujo en la banda *K*. Sin embargo, para lograr esto utilizan las bandas de ^{12}CO , para las cuales se ha reportado que son afectadas por las variaciones en la metalicidad (Froning et al., 2007). Para poner fin a esta disputa, Khargharia et al. (2010) realizaron un estudio espectroscópico de banda ancha tanto en la banda *K* como en la banda *H*. Sus resultados fueron que las contribuciones de la estrella donante al espectro eran de 0.98 ± 0.05 en la banda *H* y 0.97 ± 0.09 en la banda *K*. Así determinaron la inclinación del sistema como $i = (67_{-1}^{+3})^{\circ}$, y con ella estimaron la masa del agujero negro en $9.0_{-0.6}^{+0.2} M_{\odot}$.

En el trabajo de Gallo et al. (2005), se realizaron observaciones de V404 Cyg utilizando el *Westerbork Synthesis Radio Telescope* (WSRT) en 4 frecuencias distintas dentro del intervalo 1.4-8.4 GHz. Esto resultó ser una proeza, ya que es la primera vez que se logró obtener un espectro en ondas de radio de un sistema binario con emisión en rayos X en estado de quietud. El resultado es el espectro chato de la figura 3.10 (con $\alpha = 0.09 \pm 0.19$, de manera que $S_{\nu} \propto \nu^{\alpha}$), que puede explicarse por un proceso sincrotrón autoabsorbido. Para que esto ocurra, el escenario astrofísico propuesto es la presencia de jets, definiendo el sistema como un microcuasar.

Unos años más tarde, obteniendo un resultado de 0.418 ± 0.024 mas, Miller-Jones et al. (2009b) se convirtieron en pioneros en medir una paralaje de alta precisión de un sistema binario con un agujero negro. Para ello se utilizaron observaciones interferométricas de muy larga base VLBI (del inglés *Very Large Base Interferometer*), que resulta una de las pocas técnicas que actualmente son capaces de obtener esta precisión en mediciones astrométricas. A partir de la paralaje puede inferirse la distancia al sistema, siendo uno de los métodos

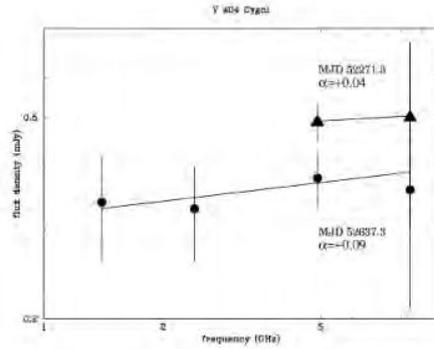


Figura 3.10. Espectro en ondas de radio del objeto V404 Cyg. Observaciones realizadas por el WSRT el 28 de Diciembre de 2001 (MJD52271.3) y el 29 de Diciembre de 2002 (MJD52637.3). Extraído de Gallo et al. (2005).

observacionales más confiables para ello. Con la medición obtenida se estima una distancia de 2.39 ± 0.14 kpc, lo que fue una distancia mucho menor que la obtenida anteriormente. A partir de esta distancia medida con alta precisión, se pudo determinar que el sistema V404 Cyg no excedió el límite de Eddington en el evento explosivo de 1989. Se obtuvo además una cota superior para las longitudes de los jets en estado de quietud en < 1.4 UA y se determinó con mayor precisión la velocidad espacial del sistema. A partir del último punto, Miller-Jones et al. (2009b) concluyen que el sistema en su formación habría sufrido un impulso repentino en su explosión de supernova. Esto deja en evidencia que conocer la distancia a un sistema es un punto muy fuerte a favor para entender de una manera mucho más amplia el escenario astrofísico en el que se encuentra el sistema.

Capítulo 4

Código de evolución binaria

En este capítulo se desarrolla una introducción al código utilizado para calcular los modelos teóricos que se realizaron en esta Tesis de Licenciatura. Para empezar, se mencionan las ecuaciones básicas que son necesarias para calcular la evolución de una estrella en el tiempo⁽ⁱ⁾. Es importante destacar que este capítulo está centrado únicamente al tratamiento del caso de un sistema binario en donde ocurren eventos de transferencia de masa. Los detalles del código evolutivo base para estrellas aisladas, gaseosas, no rotantes y sin campos magnéticos pueden encontrarse en [Kippenhahn et al. \(1967\)](#). Por último, se describen los cambios en la integración de las capas externas que se ven afectadas por la transferencia de masa.

4.1. Ecuaciones básicas para el cálculo de la evolución estelar

En el capítulo 2 se introdujo a la evolución estelar de una estrella que se encuentra aislada, donde en ella las fuerzas que actúan sobre un elemento de masa son la gravitatoria y la presión. Esto implica un tratamiento de una estrella gaseosa sin rotación, en ausencia de campos magnéticos. Cuando estas condiciones se cumplen, la estructura de la estrella tendrá simetría esférica, es decir que todas las funciones serán constantes sobre esferas concéntricas y podrán definirse a través de una única variable espacial.

4.1.1. Formulación Euleriana

La elección que resulta más natural al determinar un sistema de referencia es tomar una coordenada radial, r , que recorra las capas desde el centro, donde $r = 0$, hasta el borde, en el cual $r = R$ siendo R el radio de la estrella. Además, al considerar la evolución de las distintas capas de la estrella, también serán función del tiempo. Si se consideran las variables r y t independientes entre sí, el problema tendrá un tratamiento "Euleriano"; es decir que el sistema de referencia estará fijo en un observador externo al fluido. Esto implica que las funciones dependerán tanto de la posición como del tiempo $f = f(r, t)$.

Puede definirse la función $m(r, t)$ como la masa contenida en una esfera de radio r en un instante de tiempo t . Suponiendo una capa esférica de espesor dr y considerando que la densidad ρ se mantiene constante sobre ella, puede obtenerse la variación de $m(r, t)$ con r en

⁽ⁱ⁾Los desarrollos podrán ser encontrados en la literatura, como por ejemplo en [Clayton \(1968\)](#); [Kippenhahn & Weigert \(1990\)](#).

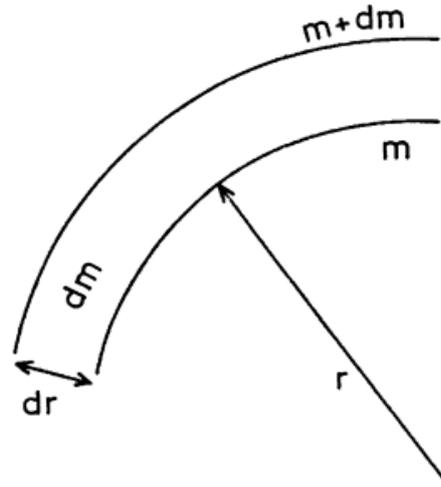


Figura 4.1. Esquema de una capa de espesor dr con masa dm ubicada en la posición r en un instante de tiempo t . Representa la variación de m con r . Extraído de [Kippenhahn & Weigert \(1990\)](#).

un tiempo fijo (Ver figura 4.1). De esta manera la variación de m debida a r y t será:

$$dm = 4\pi r^2 \rho dr - 4\pi r^2 \rho v dt \quad (4.1)$$

$$\longrightarrow \frac{\partial m}{\partial r} = 4\pi r^2 \rho \quad (4.2)$$

donde $v = \frac{\partial r}{\partial t}$ es la velocidad de un elemento de fluido. La ecuación 4.2 nos dice cómo varía $m(r, t)$ con r a un tiempo t fijo. Esta es la *ecuación de conservación de la masa*.

En esta formulación, puede describirse el movimiento de un fluido a partir de la *ecuación de Euler*:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{Gm}{r^2} \quad (4.3)$$

donde P es la presión y G es la constante de gravitación universal. Esta relación expresa el movimiento de un elemento de volumen en un fluido no viscoso bajo la acción de la fuerza gravitatoria y la fuerza de presión del gas.

Sea la función $l(r, t)$ la cantidad de energía que pasa por segundo a través de una superficie esférica de radio r . La variación de esta función con r está dada por la *ecuación de balance de energía*:

$$\frac{\partial l}{\partial r} = 4\pi r^2 \rho \left(\epsilon_{nuc} - \epsilon_\nu - T \frac{\partial S}{\partial t} \right) \quad (4.4)$$

donde ϵ_{nuc} es la tasa de generación de energía por reacciones nucleares, ϵ_ν la tasa de energía que se escapa del sistema por neutrinos, T es la temperatura asociada a la capa, S la entropía, y la derivada $\frac{\partial S}{\partial t}$ se calcula para un elemento de masa dado.

La generación de energía⁽ⁱ⁾ en una estrella se produce en su zona interior (en el núcleo o en alguna capa intermedia, no muy lejana a él), mientras que la energía que se radia sale

⁽ⁱ⁾Claro que por más que se hable de generación de energía esta es meramente una forma de expresar la liberación de energía debida a la reacciones termonucleares presentes en el interior de la estrella y no una violación a la conservación de la energía.

de su superficie. Esto implica que debe haber al menos un mecanismo a través del cual la energía que se encuentra en el interior sea suministrada a la superficie. Esto se denomina *transporte de energía*, y es posible debido a la existencia de un gradiente de temperaturas que es distinto de cero. El transporte energético puede ocurrir por conducción, convección o radiación dependiendo de la situación física local. En cualquiera de los casos, existe un intercambio de partículas⁽ⁱⁱ⁾ entre zonas con mayor y menor temperatura.

De esta manera, puede expresarse la *ecuación de transporte* como una condición para el gradiente de temperatura para que exista un flujo de energía. Esto resulta: Para el caso radiativo:

$$\frac{\partial T}{\partial r} = -\frac{3}{16\pi ac} \frac{\kappa \rho l}{r^2 T^3} \quad (4.5)$$

Para el caso convectivo:

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \nabla_{conv} \frac{T}{P} \frac{\partial P}{\partial r} \quad (4.6)$$

donde κ es la opacidad, l es la función $l(r)$ definida anteriormente, a es la constante de densidad de radiación y $\nabla_{conv} = \left(\frac{d \ln(T)}{d \ln(P)} \right) \Big|_{conv}$.

Estas ecuaciones presentadas de esta manera han sido deducidas suponiendo simetría esférica. Esta situación no es la real, ya que aparecerán ciertas fluctuaciones debido al movimiento térmico de las partículas del gas. Las ecuaciones expresadas hasta aquí siguen teniendo validez pensando las variables como valores promedio sobre esferas concéntricas. En general, si estas perturbaciones no crecen, pueden ser ignoradas. Sin embargo, en ocasiones aumentan y aparecen movimientos macroscópicos locales del gas sin simetría esférica que deben ser considerados cuidadosamente, ya que pueden tener una fuerte influencia sobre la estructura de la estrella.

La convección es una forma de transferencia de calor por el movimiento macroscópico del fluido. Las burbujas de gas caliente suben, mientras que las de material frío se hunden. La ocurrencia o no de este mecanismo depende de qué tanto crezcan estas perturbaciones, por lo que se trata de una cuestión de estabilidad. El criterio utilizado para analizarla se realiza bajo la suposición de movimientos de elementos de masa que no tienen tiempo de intercambiar energía con su entorno, por lo que se mueven adiabáticamente. Además, se asume que el elemento de materia está siempre en balance de presión con su entorno y que nos encontramos en una región con composición química homogénea (Kippenhahn & Weigert, 1990). La condición para la estabilidad se reduce al *criterio de Schwarzschild*:

$$\nabla_{rad} < \nabla_{ad} \quad (4.7)$$

donde $\nabla_{rad} = \left(\frac{d \ln(T)}{d \ln(P)} \right) \Big|_{rad}$ describe el gradiente de temperaturas para el caso en que la energía es transportada por radiación o conducción únicamente, y $\nabla_{ad} = \left(\frac{d \ln(T)}{d \ln(P)} \right) \Big|_S$ es el gradiente adiabático donde la entropía se mantiene constante. Cuando el criterio 4.7 no se satisface, significa que la capa es dinámicamente inestable. Cuando son iguales, se habla de estabilidad marginal.

⁽ⁱⁱ⁾Entiéndase por partículas a fotones, electrones, átomos o incluso burbujas de materia.

4.1.2. Formulación Lagrangiana

Debido a la naturaleza esférica del problema, en ocasiones resulta conveniente tratarlo con coordenadas lagrangianas. En este sistema, se analiza el movimiento desde un elemento de volumen del fluido. Para esa coordenada se hace la elección de tomar la función $m(r)$ que se definió como la masa contenida en una esfera de radio r en un instante dado de tiempo t_0 . Para cualquier elemento, este valor de masa $m(r)$ se asigna una vez y no cambia.

Como variables independientes en esta formulación, entonces, se utilizan $m(r)$ y t . Esto implica que todas las demás variables del sistema dependerán de estas cantidades. Para el caso de la coordenada radial r , también estará relacionada con la masa. Dado que la densidad tiene un valor finito en el centro de la estrella, se tiene que $m = 0$ para ese lugar ($r = 0$), y $m = M$ en la superficie de la estrella (donde $r = R$), siendo M la masa total de la estrella. Mientras el radio varía fuertemente con el tiempo, la masa en el caso de una estrella aislada permanece en el rango $0 \leq m(r) \leq M$ constante en cada elemento, lo que supone una ventaja de este cambio de variables.

Con el cambio de variables, las derivadas cambian como:

$$\frac{\partial}{\partial m} = \frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial m} \quad (4.8)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} \right) \Big|_{m=cte} = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial r}{\partial t} \right) \Big|_{m=cte} + \left(\frac{\partial}{\partial t} \right) \Big|_{t=cte} \quad (4.9)$$

De esta manera, las ecuaciones diferenciales que deben resolverse para una estrella con simetría esférica en equilibrio hidrostático son:

$$\frac{\partial r}{\partial m} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho} \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial P}{\partial m} = -\frac{Gm}{4\pi r^4} \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial l}{\partial m} = \epsilon_{nuc} - \epsilon_\nu - c_P \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\delta}{\rho} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial T}{\partial m} = -\frac{GmT}{4\pi r^4 P} \nabla \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial X_i}{\partial t} = \frac{m_i}{\rho} \left(\sum_j r_{ji} - \sum_k r_{ik} \right), i = 1, \dots, I \quad (4.14)$$

donde c_P es el calor específico del gas a presión constante. Además, se incluyen las relaciones 4.14 que son las ecuaciones diferenciales para resolver la evolución de la composición química de la estrella con el tiempo, en las cuales los elementos r_{ij} son las tasas de reacciones. Aquí se incluyen I ecuaciones (Donde una puede ser reemplazada por la condición de normalización $\sum_i X_i = 1$) que expresan el cambio de la fracción de masa X_i de los núcleos relevantes $i = 1, \dots, I$ con masas m_i . En la ecuación 4.12, $\delta = -\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T} \Big|_P$ y en la 4.13, $\nabla = \frac{d \ln T}{d \ln P}$. Si el transporte de la energía se da por radiación o conducción, entonces ∇ se reemplaza por ∇_{rad} que está dado por:

$$\nabla_{rad} = \frac{3}{16\pi acG} \frac{\kappa l P}{m T^4} \quad (4.15)$$

En el caso convectivo, ∇ deberá ser reemplazado por un valor obtenido de una teoría de convección acorde, como puede ser ∇_{ad} en el interior profundo de una estrella en equilibrio

hidrostático.

Dentro del sistema de ecuaciones 4.10 - 4.14 uno puede determinar ciertos subsistemas. Las relaciones 4.10 y 4.11 dan la parte mecánica, relacionándose con la parte termo-energética sólo a través de la densidad ρ que usualmente depende de la temperatura T . Si por alguna razón esta dependencia no existiera, o pudiera ser eliminada, estas dos ecuaciones podrían ser resueltas por separado para obtener la estructura a través de las funciones $r(m)$ y $P(m)$. Por otro lado, si bien todas las ecuaciones deberían resolverse en conjunto, una técnica consiste en desacoplar las ecuaciones 4.14 del resto por simplicidad. Esto permite resolver la estructura de la estrella en un momento t con una composición química $X_i(m)$ dada y luego calcular la evolución de la composición química a un tiempo $t+t_0$ que nos permita calcular la estructura en este nuevo instante.

4.2. Transferencia de masa

Para modelar teóricamente las características de una estrella en un sistema binario interactuante es necesario incluir en el código el cálculo de la tasa de transferencia de masa. En el código de evolución binaria utilizado, esta nueva variable se calcula de manera autoconsistente y simultánea con la estructura de la estrella donante en cada instante. Sin embargo, esto debe hacerse asumiendo ciertas hipótesis:

- Se hace un tratamiento de las estrellas como objetos esféricos. Esto incluye despreciar los apartamientos de la simetría esférica de las superficies equipotenciales (es decir, se consideran los lóbulos de Roche como superficies esféricas).
- Las órbitas descritas por las componentes del sistema se encuentran circularizadas.
- La única fuerza que actúa en el sistema es la de atracción gravitatoria que se ejercen mutuamente las componentes (se desprecian los efectos de irradiación).

Se considera el problema en coordenadas lagrangianas, donde la variable ξ es la variable independiente del problema y se define como:

$$\xi = \ln\left(1 - \frac{m}{M}\right) \quad (4.16)$$

Aquí, $m = m(r)$ es la función definida en la sección anterior y $M = m(R)$ la masa total. Tanto el radio, la presión como la temperatura son tratados por medio de transformaciones logarítmicas:

$$p = \ln(P) \quad (4.17)$$

$$\theta = \ln(T) \quad (4.18)$$

$$x = \ln(r) \quad (4.19)$$

mientras que l y v son consideradas de forma lineal.

Las ecuaciones diferenciales se han escrito como ecuaciones de diferencias a modo centrado para simplificar el problema. Esto significa que a partir de una ecuación diferencial genérica:

$$\frac{dy_i}{dx} = F(x, y_1, \dots, y_5) \quad , \quad i = 1, \dots, 5 \quad (4.20)$$

4. Código de evolución binaria

como una ecuación de diferencias:

$$\frac{y_{i,j+1} - y_{i,j}}{x_{j+1} - x_j} - F(x_{j+\frac{1}{2}}, y_{1,j+\frac{1}{2}}, \dots, y_{5,j+\frac{1}{2}}) = 0 \quad , \quad i = 1, \dots, 5 \quad (4.21)$$

donde $\eta_{j+\frac{1}{2}} = \frac{\eta_{j+1} + \eta_j}{2}$, con η representando cualquier cantidad. El subíndice j indica la capa de la estrella para la cual se ha escrito la ecuación de diferencias.

En los problemas donde la masa de una estrella varía, hay que tratar con mucho cuidado el cálculo de derivadas temporales a masa constante. Resulta conveniente escribir el operador derivada como:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Big|_{m(r)} = \frac{\partial}{\partial t} \Big|_{\xi} + \frac{\partial \xi}{\partial t} \Big|_{m(r)} \frac{\partial}{\partial \xi} \Big|_t \quad (4.22)$$

donde se toma la dependencia de estas derivadas con respecto a la tasa de pérdida de masa. Esto resulta importante ya que la tasa de pérdida de masa se utiliza como una nueva variable en el código. Luego, a través de un esquema de Henyey se relaja la estructura interna de la estrella, la luminosidad total, la temperatura efectiva y la tasa de pérdida de masa (cuando ocurren episodios de transferencia de masa). Para un mayor detalle respecto al tratamiento numérico ver [Benvenuto \(2003\)](#).

4.2.1. Transferencia de masa no conservativa

En este capítulo se utilizarán ideas en base a que la estrella primaria (que se denota con el subíndice 1) es la que pierde masa, mientras que la secundaria la que la recibe (que se denota con el subíndice 2). Al variar la masa, puede suceder que la estrella inicialmente más masiva del par termine siendo menos masiva que la secundaria, o incluso convertirse en la receptora de masa en algún estado tardío de la evolución. Aquí, y como es usual en la literatura, se seguirá llamando estrella primaria a la componente inicialmente más masiva del par. En caso de ser necesario, de aquí en adelante se dejará expresado debidamente cuál de las componentes es la que pierde o recibe masa.

El momento angular orbital del sistema J puede expresarse como:

$$J^2 = \frac{G^2(M_1 M_2)^3}{2\pi(M_1 + M_2)} P \quad (4.23)$$

donde M_1 y M_2 son las masas de las estrellas primaria y secundaria respectivamente, P es el período orbital y G es la constante de gravitación universal.

Considerando el caso *conservativo*, es decir donde no se escapa masa del sistema, tenemos que $\dot{M}_2 = -\dot{M}_1$ considerando $\dot{M} = \frac{dM}{dt}$ y que el valor negativo implica estar perdiendo masa. La derivada logarítmica de la ecuación 4.23 en este caso expresa el cambio en el semieje mayor como:

$$\frac{\dot{a}}{a} = 2 \frac{\dot{J}}{J} - 2 \frac{\dot{M}_1}{M_1} \left(1 - \frac{M_1}{M_2} \right) \quad (4.24)$$

En este caso, si además se impone que no se pierda momento angular del sistema (i.e., $\dot{J} = 0$) resulta sencillo calcular la evolución del semieje para cada instante, pues una vez obtenida la tasa de transferencia de masa en un dado instante y conociendo el valor de las masas de ambas componentes puede calcularse el valor de a .

Sin embargo, existe evidencia observacional de que algunos sistemas binarios interactuantes muestran pérdida de masa y de momento angular orbital. Un ejemplo de ello, son los sistemas LMXB de los que se habló en la sección anterior, de los cuales el objeto de estudio de esta Tesis de Licenciatura forma parte. Esto implica la necesidad de un tratamiento *no conservativo* del problema.

En este caso donde no se conserva la masa del sistema ni el momento angular orbital, la derivada logarítmica de la ecuación 4.23 queda expresada como:

$$\frac{\dot{a}}{a} = 2\frac{\dot{J}}{J} + \dot{M}_1 \left(\frac{1}{M_1 + M_2} - \frac{2}{M_1} \right) + \dot{M}_2 \left(\frac{1}{M_1 + M_2} - \frac{2}{M_2} \right) \quad (4.25)$$

Para describir el fenómeno de pérdida de masa del sistema, se siguió el método desarrollado en Rappaport et al. (1982) y en Rappaport et al. (1983). Los citados autores expresan que la descripción no conservativa del problema queda determinada por dos parámetros:

- β : es la fracción de masa perdida por la estrella primaria que es acretada por la estrella secundaria ($\dot{M}_2 = -\beta\dot{M}_1$).
- α : es el momento angular específico de la materia eyectada del sistema en unidades de $\frac{2\pi a^2}{P}$.

Ambos parámetros dependen del tiempo, sin embargo hasta el momento no se ha encontrado una manera de calcular su dependencia funcional ya que no existe evidencia observacional de ello. Es por esto que resulta común ajustarlos como parámetros libres. La forma en la cual estos parámetros se relacionan es a través de:

$$\delta J = \alpha\delta M_1(1 - \beta)\frac{2\pi a^2}{P} \quad (4.26)$$

donde δM_1 es una porción de masa perdida por la estrella primaria y δJ el incremento de momento angular llevado por la materia que escapa del sistema.

Existen múltiples mecanismos por medio de los cuales se extrae momento angular orbital del sistema y la eyección de masa desde el sistema es solamente uno de ellos. Otros efectos que en ocasiones son importantes considerar son las pérdidas debidas a la radiación gravitatoria (Shapiro & Teukolsky, 1983) y al frenado magnético (Schatzman, 1962). Si se consideran pérdidas debidas únicamente a la eyección de materia desde el sistema, la ecuación 4.27 puede reescribirse como una ecuación diferencial asumiendo que los elementos de masa son lo suficientemente pequeños:

$$\delta J = \alpha(1 - \beta)\sqrt{G(M_1 + M_2)a}\delta M_1 \quad (4.27)$$

donde se usó la Tercera Ley de Kepler (3.3) para eliminar P , combinando con la expresión para el momento angular total del sistema (4.23) y donde se desprecia el momento angular rotacional de las componentes. Luego, puede escribirse la pérdida de momento angular por eyección de materia como:

$$\frac{d\ln(J)}{dt} = -\frac{\alpha(1 - \beta)\sqrt{G(M_1 + M_2)a}}{J}\dot{M}_1 \quad (4.28)$$

4.2.2. Integración de las capas externas y consideraciones en el inicio y fin de los eventos de transferencia de masa

La integración de las capas más externas de la estrella cambia dependiendo si hay eventos de transferencia de masa o no. En el caso que no, la integración se realiza normalmente siguiendo los lineamientos expresados en [Kippenhahn et al. \(1967\)](#). En esta sección abarcaremos las consideraciones generales en el tratamiento de la integración de las capas externas en los momentos que hay transferencia de masa.

En las capas externas integramos las ecuaciones de estructura despreciando las derivadas temporales y la velocidad, pero tomando en cuenta que la materia que se pierde se lleva calor cosa que es considerada dentro de la derivada de la entropía. Esto lo convierte en un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias. En particular, para la luminosidad se considera:

$$\frac{dl}{dm} = -T \left. \frac{d\xi}{dt} \right|_m \left. \frac{\partial S}{\partial \xi} \right|_t \quad (4.29)$$

Si la masa no varía con el tiempo, esta ecuación nos dice que la luminosidad para las capas externas se mantiene constante. En cambio, para casos donde hay pérdida de masa, esto modifica los perfiles de luminosidad de un modo considerable. Por ejemplo, para estrellas con exterior radiativo al tener una entropía creciente hacia afuera, esta ecuación predice una caída en su luminosidad. Este es un efecto importante a ser considerado.

Es necesario realizar un tratamiento cuidadoso sobre la integración de las capas externas de una estrella que está perdiendo masa. Debido al modo en el que se ha planteado el esquema iterativo, hay que calcular las ecuaciones de las condiciones de contorno y sus derivadas con respecto a los valores de las variables dependientes en el primer punto de la malla, es decir la luminosidad, la temperatura efectiva y también a la transferencia de masa \dot{M}_1 .

Para hallar las derivadas respecto a la tasa de pérdida de masa, resulta conveniente generalizar el método de los triángulos presentado en [Kippenhahn et al. \(1967\)](#) de la siguiente manera. Considerando una tasa de pérdida de masa \dot{M}_1 y un paso de tiempo Δt , la masa de la estrella será $M_1^{(1)} = M_1^{prev} + \dot{M}_1^{(1)} \Delta t$. Como proponen [Kippenhahn et al.](#), se construye un triángulo en el diagrama HR, es decir que se realizan tres integraciones con:

- i) $\log(\frac{L}{L_\odot}), \log(T_{eff}), M_1^{(1)}, \dot{M}_1^{(1)}$;
- ii) $\log(\frac{L}{L_\odot}) + \Delta \log(\frac{L}{L_\odot}), \log(T_{eff}), M_1^{(1)}, \dot{M}_1^{(1)}$;
- iii) $\log(\frac{L}{L_\odot}), \log(T_{eff}) + \Delta \log(T_{eff}), M_1^{(1)}, \dot{M}_1^{(1)}$

donde $\log(\frac{L}{L_\odot}), \log(T_{eff})$ es un vértice en el diagrama HR y $\Delta \log(\frac{L}{L_\odot}), \Delta \log(T_{eff})$ son valores fijos. Además, resultan necesarias integraciones con otro valor para la tasa de pérdida de masa $M_1^{(2)} = M_1^{(1)} + \Delta \dot{M}_1^{(1)}$ de modo que para el mismo paso temporal la masa de la estrella es ahora $M_1^{(2)} = M_1^{prev} + \dot{M}_1^{(2)} \Delta t$ y el triángulo en el diagrama HR es:

- iv) $\log(\frac{L}{L_\odot}), \log(T_{eff}), M_1^{(2)}, \dot{M}_1^{(2)}$;
- v) $\log(\frac{L}{L_\odot}) + \Delta \log(\frac{L}{L_\odot}), \log(T_{eff}), M_1^{(2)}, \dot{M}_1^{(2)}$;
- vi) $\log(\frac{L}{L_\odot}), \log(T_{eff}) + \Delta \log(T_{eff}), M_1^{(2)}, \dot{M}_1^{(2)}$

A medida que se itera el modelo, \dot{M}_1 cambia. Es por eso que se requiere que la tasa de transferencia de masa se encuentre entre los valores que se han calculado en las envolturas (i.e., $\dot{M}_1^{(1)} \leq \dot{M}_1 \leq \dot{M}_1^{(2)}$). En el caso de que esto no ocurra, se cambian los valores de $\dot{M}_1^{(1)}$ y $\dot{M}_1^{(2)}$. Por otro lado, si los valores de $(\log(\frac{L}{L_\odot}), \log(T_{eff}))$ estuvieran fuera del triángulo asumido en el diagrama HR, se cambian con el algoritmo presentado en [Kippenhahn et al. \(1967\)](#), pero con los mismos valores para la masa y la tasa de pérdida de masa.

Luego, se realiza una interpolación lineal en \dot{M}_1 para los valores de las variables dependientes del fondo de la envoltura. De este modo se interpola automáticamente en el valor correcto de la masa de la estrella. Además, se calculan las derivadas de las variables dependientes con respecto a la tasa de pérdida de masa en cada vértice del triángulo. A partir de ello, todas las cantidades relevantes son halladas por medio de una interpolación lineal bidimensional dentro del triángulo en el diagrama HR, tal y cómo se indica en [Kippenhahn et al. \(1967\)](#).

Para determinar el momento de inicio de los eventos de transferencia de masa, lo más razonable resulta en asumir como condición que el radio de la estrella supere al radio del lóbulo de Roche $R_1 > R_L$ (descrito por la aproximación de [Eggleton \(1983\)](#) en la fórmula 3.11). De esta manera puede procederse a calcular la tasa de pérdida de masa según el algoritmo de [Benvenuto \(2003\)](#). Sin embargo, bajo estas condiciones en el código aparecen problemas para la convergencia del modelo. Esta consideración trae consigo implícitamente la suposición de que el borde de la estrella que pierde masa es infinitamente delgado, y en consecuencia la transferencia de masa modelada comienza instantáneamente en el momento que el radio de la estrella se vuelve infinitesimalmente mayor que el radio crítico. Esto no provee una buena descripción para la transición entre una etapa y la otra, que puede tener una repercusión importante al modelar, por ejemplo, la brecha existente en el período de las binarias cataclísmicas o en modelos de hibernación de novae ([Shara et al., 1986](#)).

Unos años más tarde, [Ritter \(1988\)](#) propone considerar una escala de altura finita de la atmósfera estelar. Para ello modela la pérdida de masa ocurrida desde la estrella donante como un flujo de gas subsónico, estacionario e isotérmico a través del punto de Lagrange L_1 . De esta manera, la condición utilizada en el código para determinar el momento de inicio de la transferencia de masa se vuelve:

$$R_1 \geq R_L - \zeta H_P \tag{4.30}$$

siendo R_1 el radio de la estrella donante, R_L el radio crítico (aproximación del radio del lóbulo de Roche), ζ un parámetro y H_P la escala de altura de la presión de la atmósfera de la estrella donante. Esta consideración resulta una solución para el problema numérico mencionado anteriormente.

Si esta nueva condición se satisface para algún modelo, se descarta este último modelo evolutivo y se propone un valor para la tasa inicial de transferencia de masa intentando que el algoritmo presentado en [Benvenuto \(2003\)](#) converja. Si el valor de la tasa de transferencia de masa resulta muy grande y/o el paso de tiempo muy largo, la cantidad de masa que se pierde es demasiada. Esto generalmente provoca que la iteración diverja, pero aunque sea convergente el modelo es descartado. Para proseguir, se divide el paso de tiempo y se realiza una secuencia de integraciones a masa variable con este nuevo paso temporal hasta que se satisfaga nuevamente la condición de inicio de transferencia de masa.

4. Código de evolución binaria

Para obtener un final autoconsistente del evento, usualmente se elige un valor límite para la transferencia de masa mucho menor al valor elegido para el inicio. Cuando la estrella pasa por las últimas fases de su etapa de transferencia de masa, la tasa cae muy rápidamente. Mientras este valor de la tasa se encuentre por encima del valor de corte elegido, el código considera que el siguiente modelo estará en condiciones de seguir perdiendo masa. Caso contrario, se realiza una iteración a masa constante y se comparan los valores del radio estelar con el radio del lóbulo de Roche. Si la condición 4.30 deja de cumplirse, entonces se considera que el evento de transferencia de masa ha concluído y en adelante se continúa con los cálculos con modelos a masa constante. De otro modo, se descarta la integración a masa constante y se realiza otra integración con intercambio de masa pero con un paso de tiempo que sea la mitad que el utilizado en el modelo anterior.

Capítulo 5

Resultados y discusión

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos al realizar modelos teóricos de la evolución de sistemas binarios con eventos de transferencia de masa. Se exploran distintas combinaciones de parámetros iniciales con intención de obtener un ajuste adecuado de las características observadas para la estrella donante del sistema V404 Cyg, las cuales fueron descritas en la sección 3.3. Luego, se hace un pequeño análisis de los resultados obtenidos con respecto a los datos observados y se realiza una discusión sobre los modelos presentados con posibles predicciones para el objeto de estudio de esta Tesis.

5.1. Modelos teóricos de la evolución de la estrella donante del sistema binario interactuante V404 Cyg

El sistema V404 Cyg es un sistema binario interactuante de baja masa. La literatura sugiere que se encuentra conformado por una estrella gigante de tipo espectral K3 y un agujero negro. Para modelar las características de este tipo de objetos, se ha utilizado un código de evolución binaria desarrollado en su totalidad por la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata (FCAGLP) junto con el Instituto de Astrofísica de La Plata (IALP) - CONICET (Benvenuto, 2003; De Vito & Benvenuto, 2010; Benvenuto et al., 2014, 2015b,a).

Es importante destacar que los modelos teóricos presentados con este código calculan la evolución de la estrella donante asumiendo que se encuentra en un sistema binario con un agujero negro ya formado. Esto quiere decir que en esta Tesis de Licenciatura no nos dedicaremos a analizar la evolución ni las características del objeto compacto, y que tampoco abarcaremos su escenario de formación evitando así la fase de envoltura común. También se asume que su órbita es circular, pues el modelo utilizado para el problema de tres cuerpos restringido necesita de órbitas de este tipo. Por último, también se aborda el problema utilizando simetría esférica. Esto quiere decir que, por un lado, no estaremos incluyendo los efectos de la rotación en la estructura o evolución de la estrella, y por el otro, se supondrá simetría esférica para la estrella donante en todo momento, incluyendo el intervalo en el que se produce el llenado de su lóbulo de Roche⁽ⁱ⁾.

La elección del sistema V404 Cyg para dar lugar a esta Tesis de Licenciatura se realizó tomando en cuenta diversas características de la estrella donante. Ejemplos de ellas son su

⁽ⁱ⁾Al suponer que la estrella donante mantiene su simetría esférica, se hacen a un lado las asimetrías que se producen por la forma del lóbulo de Roche en las etapas de transferencia de masa

5. Resultados y discusión

$M_d^{(0)} = 1.5 M_\odot$			$M_d^{(0)} = 2.0 M_\odot$		
Nombre	$M_{BH}^{(0)}$	N°	Nombre	$M_{BH}^{(0)}$	N°
15080100	8.0 M_\odot	160758	20080100	8.0 M_\odot	214809
15090100	9.0 M_\odot	165493	20090100	9.0 M_\odot	220223
15100100	10.0 M_\odot	167452	20100100	10.0 M_\odot	224083
15110100	11.0 M_\odot	174227	20110100	11.0 M_\odot	229898

Tabla 5.1. Parámetros iniciales de cada modelo. A la izquierda se presenta la tabla correspondiente a los modelos con masa de la estrella donante de $1.5 M_\odot$ y a la derecha con $2.0 M_\odot$. En cada tabla se detallan el nombre del modelo, la masa inicial del agujero negro que le corresponde y el número de modelos estelares utilizados. Para todos los casos el período orbital inicial es $P_0 = 1$ d y el parámetro $\beta = 0.9$ donde β es la fracción de masa donada que es acretada por el agujero negro. En todos los casos se utilizaron abundancias solares ($X = 0.7$ y $Z = 0.2$).

órbita altamente circularizada ($e < 3 \times 10^{-4}$) y las estimaciones existentes sobre su período orbital, su masa, su tipo espectral, su clase de luminosidad y la masa del agujero negro. Estas condiciones hacen que las suposiciones adoptadas en el código para modelar la evolución de la estrella donante sean por un lado similares a las reales, y por otro aportan un objetivo para los cálculos al tener parámetros determinados que los modelos intentan alcanzar.

El código de evolución binaria nos pide ingresar ciertos parámetros iniciales para comenzar con el cálculo. Entre ellos se encuentran el período orbital inicial P_0 , la masa inicial de la estrella donante $M_d^{(0)}$, la masa inicial del objeto compacto $M_{BH}^{(0)}$ y el parámetro β el cual se definió en la sección 4.2.1 como la fracción de masa donada que es acretada por el objeto compacto. En este trabajo se han mantenido fijos los valores de P_0 en 1 d y de β en 0.9. Queda como trabajo a futuro explorar las diferencias que estas variables producen en el modelaje del sistema. En la tabla 5.1 podemos encontrar los modelajes teóricos realizados para representar la evolución de la estrella donante del sistema V404 Cyg hasta una edad menor a 14 Gyr, indicando en cada caso las masas iniciales utilizadas para la estrella donante y para el agujero negro, el nombre de la corrida y la cantidad de modelos de la estrella utilizados para realizar el camino evolutivo.

Para limitar el valor de la tasa de acreción se ha utilizado como cota superior el valor crítico de acreción de Eddington. Como se caracterizó en la sección 3.2.3, este valor depende del objeto compacto. Para el caso de un agujero negro, al carecer de superficie física, la acreción no es igual que para una estrella de neutrones. El código utilizado realizaba el cálculo para el límite de Eddington para una estrella de neutrones, por lo que fue necesario adaptar la fórmula del cálculo para esta cantidad cuando el objeto compacto es un agujero negro. Asumimos por simplicidad que el agujero negro no está rotando, y que la eficiencia η con la cual el agujero negro radía está determinada por la última órbita estable. De esta manera la luminosidad del agujero negro puede escribirse como:

$$L = \eta \dot{M}_{ac} c^2 \quad (5.1)$$

donde \dot{M}_{ac} es la tasa de acreción del agujero negro medida para un observador en el infinito, c es la velocidad de la luz en el vacío y η puede aproximarse por la fórmula dada por

Podsiadlowski et al. (2003b) como:

$$\eta = 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{M_{BH}}{3M_{BH}^{(0)}}\right)^2} \quad (5.2)$$

para $M_{BH} < \sqrt{3}M_{BH}^{(0)}$. Aquí $M_{BH}^{(0)}$ y M_{BH} son la masa del agujero negro inicial y la del modelo correspondiente respectivamente. Esta luminosidad debe ser comparada con la luminosidad de Eddington en donde la fuerza de presión iguala la fuerza gravitatoria:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GM_{BH}c}{\kappa} \quad (5.3)$$

donde G es la constante de gravitación universal y κ es la opacidad asumida para dispersión de electrones que puede aproximarse por $\kappa = 0.2(1 + X) \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ para una composición con masa de hidrógeno fraccional X (Kippenhahn & Weigert, 1990).

A partir de esto, Podsiadlowski et al. (2003b) provee el valor para la acreción de masa de Eddington, que fue incluida en el código como límite superior de la tasa de acreción del agujero negro. Asumiendo acreción esférica este valor puede calcularse como:

$$\dot{M}_{Edd} = \frac{4\pi GM_{BH}}{\kappa c \eta} \quad (5.4)$$

$$\simeq 2.6 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \left(\frac{M_{BH}}{10M_{\odot}}\right) \left(\frac{\eta}{0.1}\right)^{-1} \left(\frac{1+X}{1.7}\right)^{-1} \quad (5.5)$$

5.2. Resultados de ciertas cantidades en función del tiempo

Con estas consideraciones, se obtuvieron los modelos descritos en la tabla 5.1. En ellos se encuentran calculadas la edad del sistema, los valores de las masas de las componentes, la tasa de acreción de masa sobre el objeto compacto, la luminosidad de la estrella donante, el período orbital, entre otros. Para analizar la evolución de estos parámetros en el tiempo, se organizó la información en gráficos presentes en las figuras 5.1 - 5.4. Cada una de estas corresponde a los modelos calculados con una masa distinta para el objeto compacto ($M_{BH} = 8.0, 9.0, 10.0$ y $11.0 M_{\odot}$ respectivamente). Dentro de cada una de ellas se encuentran dos modelos para cada valor de masa de la estrella donante ($M_d = 1.5$ y $2.0 M_{\odot}$).

Podemos observar que las cantidades como las masas y el período orbital varían apreciablemente. Para el caso de las masas, tienen una variación de aproximadamente entre 1.0 y $1.5 M_{\odot}$, mientras que el período aumenta entre 1 y 2 órdenes de magnitud durante los eventos de transferencia de masa. En estos gráficos se han marcado con una línea punteada las estimaciones para las masas (Para el agujero negro: $12 M_{\odot}$ (Casares et al., 1993) y $9 M_{\odot}$ (Khargharia et al., 2010) mientras que para la estrella donante de $0.7 M_{\odot}$ (Casares et al., 1993)). El período orbital (determinado en ~ 6.5 días)

También resulta destacable, y al mismo tiempo esperable, que para los modelos con mayor masa para la estrella donante (i.e, de $2.0 M_{\odot}$) la transferencia de masa ocurre en una edad mucho más temprana y poseen una duración más corta, comenzando aproximadamente a una edad de 1 Gyr y finalizando en 1.6 Gyr en comparación con los modelos con $1.5 M_{\odot}$ en donde el evento comienza aproximadamente a los 3 Gyr y finaliza a los 4.3 Gyr. Esto se debe a que la estrella donora evoluciona más rápidamente cuanto más masiva sea, llenando su

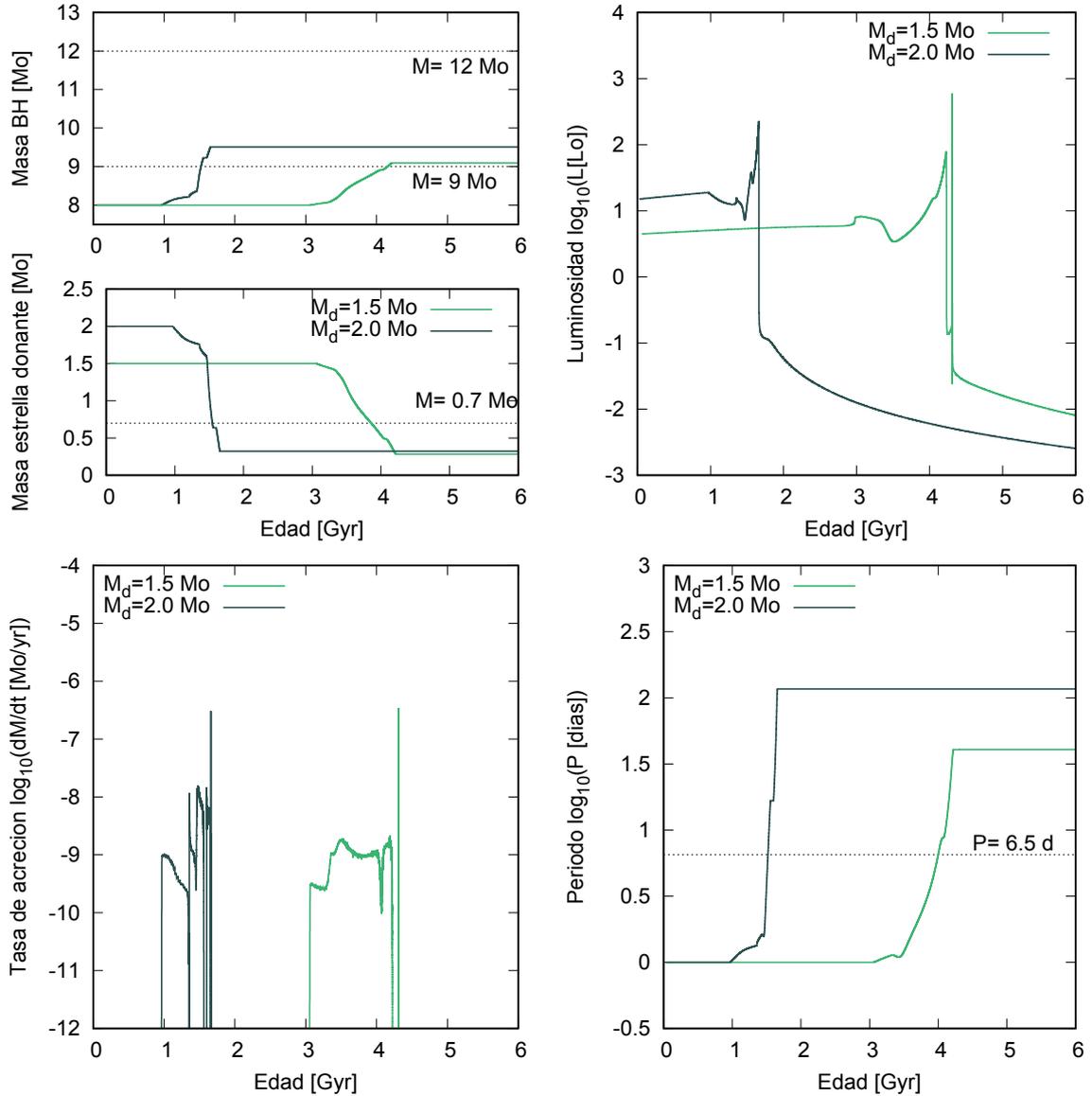


Figura 5.1. Comparación de modelos 15080100 y 20080100 con masas iniciales de la estrella donante $M_d = 1.5$ y $2.0 M_\odot$ respectivamente y ambas con masa del agujero negro inicial $M_{BH} = 8 M_\odot$. Se presentan la evolución de diversos parámetros en función del tiempo: arriba a la izquierda las masas del agujero negro y de la estrella donante, arriba a la derecha la luminosidad de la estrella donante, abajo a la izquierda la tasa de acreción en el agujero negro y abajo a la derecha el período. En líneas punteadas tenemos los valores correspondientes a las estimaciones observacionales para el período orbital en 6.5 d, masa de la estrella donante de $0.7 M_\odot$, y masa del agujero negro de 9 y $12 M_\odot$.

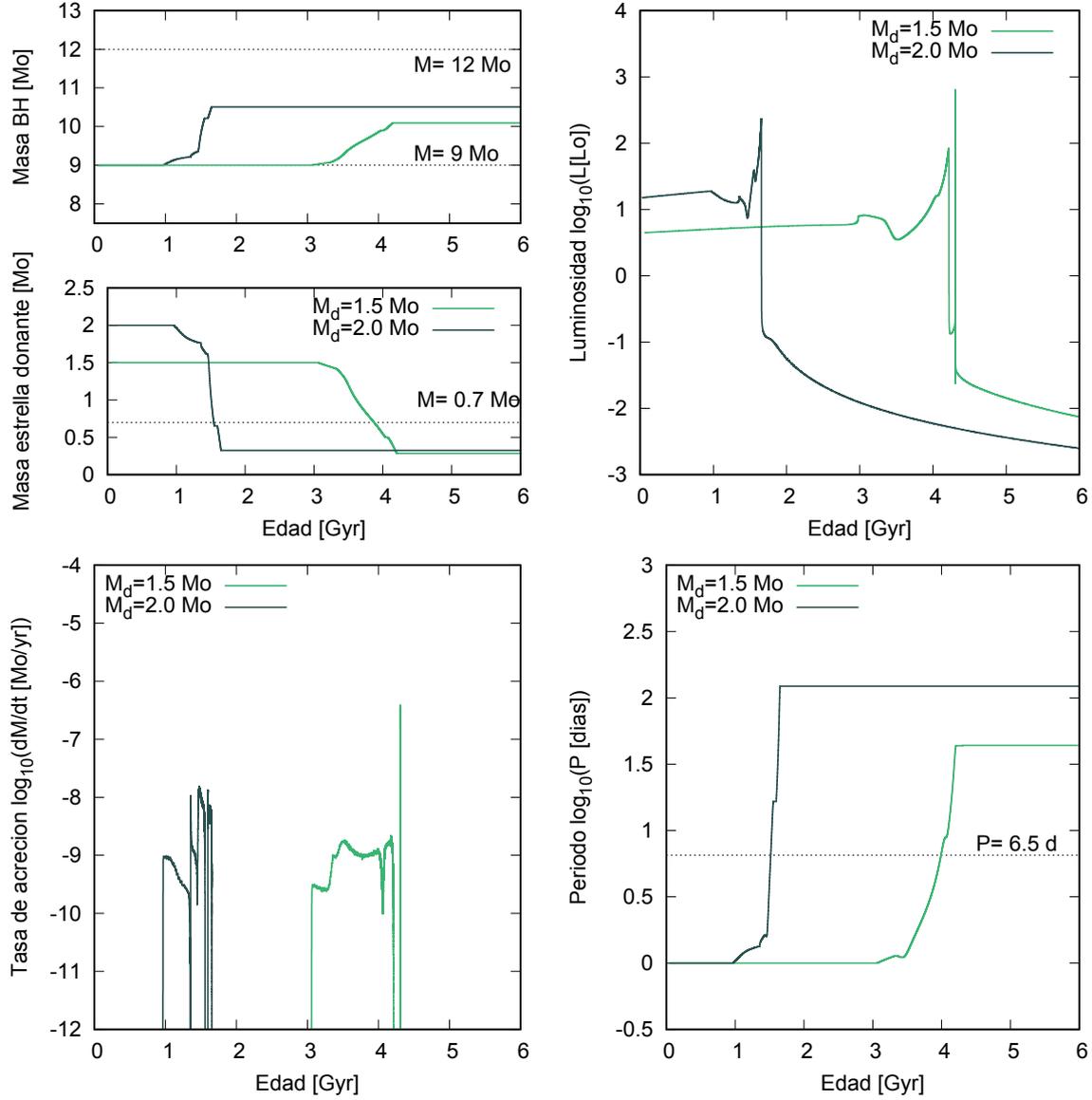


Figura 5.2. Comparación de modelos 15090100 y 20090100 con masas iniciales de la estrella donante $M_d = 1.5$ y $2.0 M_\odot$ respectivamente y ambas con masa del agujero negro inicial $M_{BH} = 9 M_\odot$. Se presentan la evolución de diversos parámetros en función del tiempo: arriba a la izquierda las masas del agujero negro y de la estrella donante, arriba a la derecha la luminosidad de la estrella donante, abajo a la izquierda la tasa de acreción en el agujero negro y abajo a la derecha el período. En líneas punteadas tenemos los valores correspondientes a las estimaciones observacionales para el período orbital en 6.5 d, masa de la estrella donante de $0.7 M_\odot$, y masa del agujero negro de 9 y $12 M_\odot$.

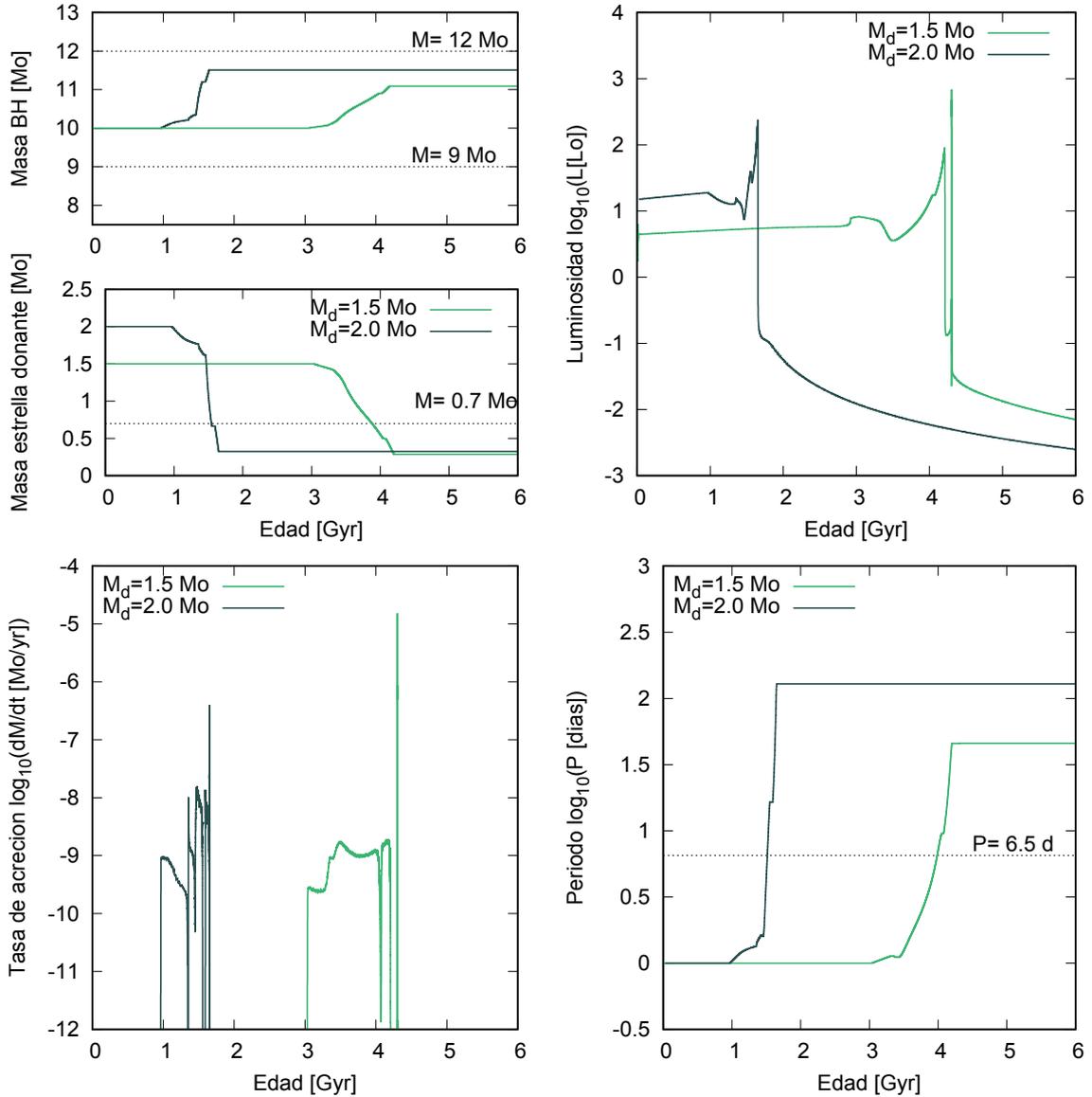


Figura 5.3. Comparación de modelos 15100100 y 20100100 con masas iniciales de la estrella donante $M_d = 1.5$ y $2.0 M_\odot$ respectivamente y ambas con masa del agujero negro inicial $M_{BH} = 10 M_\odot$. Se presentan la evolución de diversos parámetros en función del tiempo: arriba a la izquierda las masas del agujero negro y de la estrella donante, arriba a la derecha la luminosidad de la estrella donante, abajo a la izquierda la tasa de acreción en el agujero negro y abajo a la derecha el período. En líneas punteadas tenemos los valores correspondientes a las estimaciones observacionales para el período orbital en 6.5 d, masa de la estrella donante de $0.7 M_\odot$, y masa del agujero negro de 9 y $12 M_\odot$.

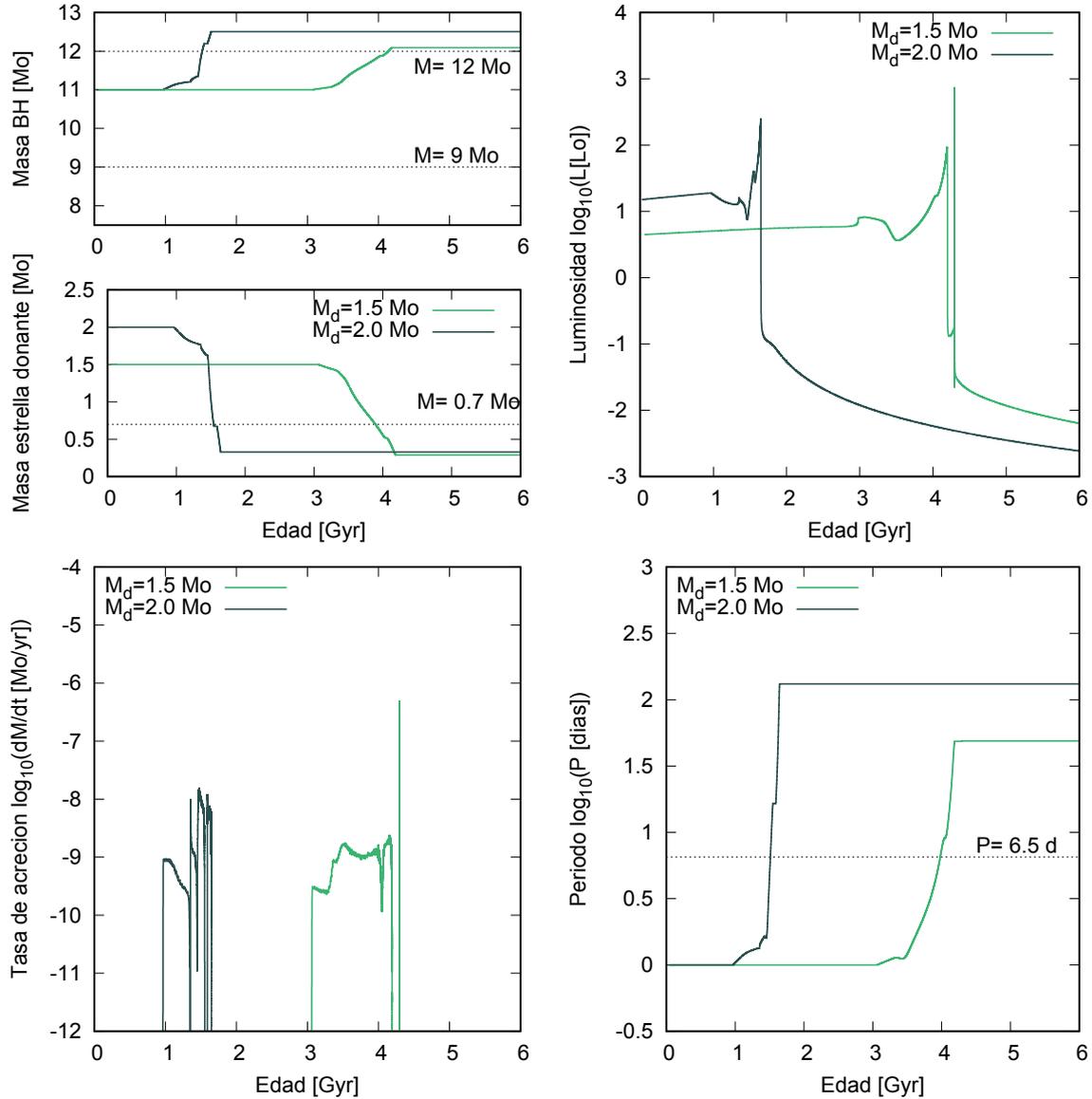


Figura 5.4. Comparación de modelos 15110100 y 20110100 con masas iniciales de la estrella donante $M_d = 1.5$ y $2.0 M_\odot$ respectivamente y ambas con masa del agujero negro inicial $M_{BH} = 11 M_\odot$. Se presentan la evolución de diversos parámetros en función del tiempo: arriba a la izquierda las masas del agujero negro y de la estrella donante, arriba a la derecha la luminosidad de la estrella donante, abajo a la izquierda la tasa de acreción en el agujero negro y abajo a la derecha el período. En líneas punteadas tenemos los valores correspondientes a las estimaciones observacionales para el período orbital en 6.5 d, masa de la estrella donante de $0.7 M_\odot$, y masa del agujero negro de 9 y $12 M_\odot$.

lóbulo de Roche en un intervalo de tiempo más corto desde su nacimiento. En ambos casos, la transferencia de masa comienza mientras la estrella se encuentra en la secuencia principal, estando así en el caso A de transferencia de masa definido en el capítulo 3.

Con una estimación del tipo espectral de la estrella donante, podemos obtener de los modelos una curva de la variación de la temperatura efectiva con el tiempo. Khargharia et al. (2010) clasificó a esta componente como una K3 de clase de luminosidad III. Se obtuvo una calibración correspondiente a las estrellas de este tipo espectral y clase de luminosidad con su temperatura efectiva de Malkov et al. (2020), en donde se utiliza la fórmula:

$$\log(T_{eff}) = 5.07073 - 0.0757056S + 0.00147089S^2 - 1.03905 \times 10^{-5}S^3 \quad (5.6)$$

en la cual S es el código del tipo espectral⁽ⁱ⁾. Malkov et al. (2020) también detalla la desviación standard del cálculo para el $\log(T_{eff})$ de $\sigma = 0.034$ con un intervalo de validez para los tipos espectrales entre O5 – M10. Esto provee un valor para el logaritmo de la temperatura efectiva de $\log(T_{eff}) = 3.635$, de donde se deduce un valor para la temperatura efectiva de $T_{eff} = 4321.29 K$. Los resultados para el gráfico de la evolución temporal de este parámetro se encuentran en la figura 5.5, en donde se han graficado a la izquierda su comportamiento general en el tiempo, y a la derecha se ha realizado un acercamiento para los valores que resultan próximos al dato observacional. Resulta destacable que la recta con el valor de la temperatura efectiva estimada corta el gráfico en dos puntos, uno donde decrece y el otro donde está creciendo. Como su clase de luminosidad estimada es la de una gigante, esto indica que su temperatura efectiva debería estar decreciendo con el tiempo en el momento presente, por lo que el primer punto donde estas gráficas se cortan es el indicado a la representación del momento actual para el sistema.

Otro parámetro que puede obtenerse fácilmente a partir de los modelos es el cociente de masas del sistema. Al extraer el valor de las masas de cada componente a lo largo del tiempo, el cociente también será conocido pues $q = \frac{M_1}{M_2} = \frac{M_d}{M_{BH}}$ ⁽ⁱⁱ⁾ donde M_{BH} y M_d son las masas del agujero negro y la estrella donante respectivamente. Los resultados que muestran la variación de esta cantidad con el tiempo para los modelos con cada valor de masa de la estrella donante, podrán observarse en los gráficos presentes en la figura 5.6. Pueden destacarse dos valores para cociente de masa que se resaltan en los gráficos. Cada uno de ellos representan el valor de un cociente de masas actual pensando la masa de la estrella donante observada como $M_d^{obs} = 0.7 M_\odot$ y la masa del agujero negro observada como $M_{BH}^{obs} = 9$ y $12 M_\odot$ respectivamente.

5.2.1. Diagramas HR

Como se encuentra explicado a lo largo del capítulo 2 sobre evolución estelar, un diagrama HR teórico puede construirse a partir de la luminosidad y la temperatura efectiva de una estrella. Al graficar estas cantidades a lo largo del tiempo se obtiene el *camino evolutivo* de esta estrella. De esta manera es mucho más sencillo identificar la etapas evolutivas por las cuales pasa, desde su formación hasta sus etapas finales.

Tanto la temperatura efectiva como la luminosidad de la estrella donante son resultados calculados por los modelos teóricos realizados. Es por esto que puede construirse un diagrama

⁽ⁱ⁾ Este es un código numérico que sigue una secuencia siendo 3 para una O3, 10 para una B0, 53 para una K3 y así sucesivamente.

⁽ⁱⁱ⁾ Notar que en este caso se define el cociente de masas de esta manera ya que $M_2 = M_{BH}$ resulta ser el objeto con mayor masa según la notación utilizada.

5.2. Resultados de ciertas cantidades en función del tiempo

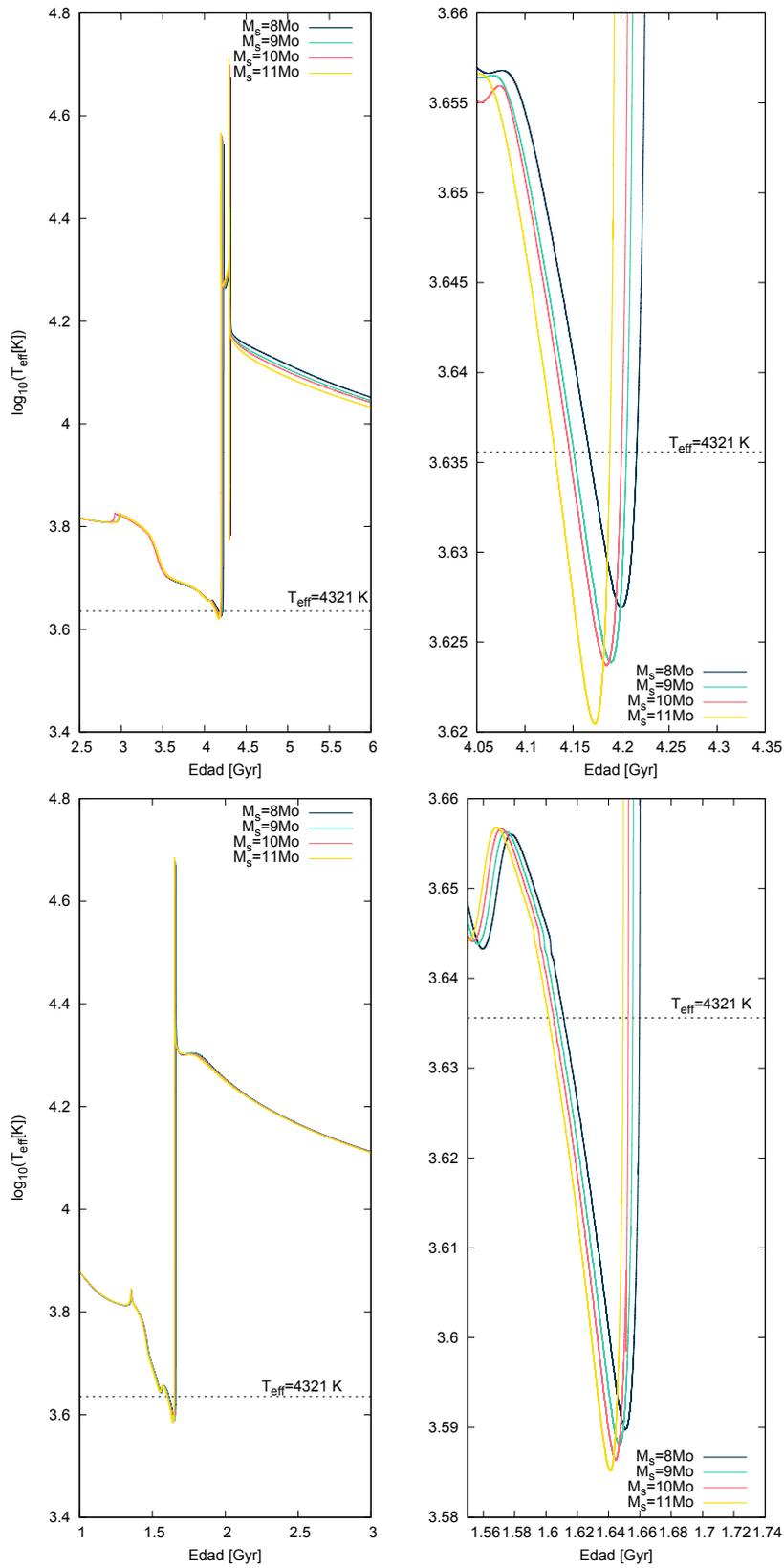


Figura 5.5. Evolución temporal de la T_{eff} de la estrella donante para $1.5 M_{\odot}$ (arriba) y $2.0 M_{\odot}$ (abajo). En cada caso se encuentran graficados los modelos correspondientes a un agujero negro acretor de 8, 9, 10 y $11 M_{\odot}$.

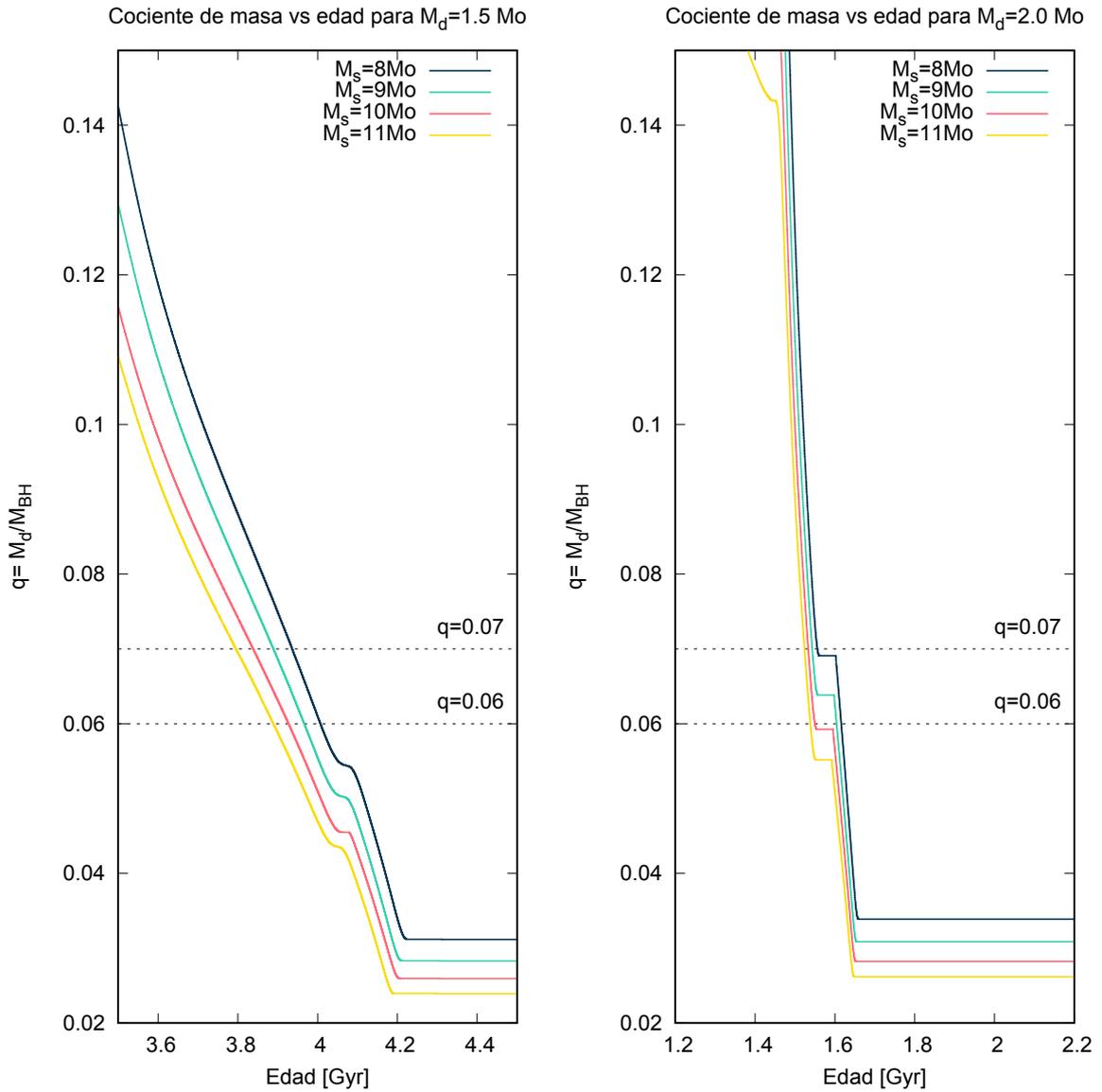


Figura 5.6. Representación de la variación del cociente de masas en función del tiempo. Se han destacado dos valores, $q = 0.06$ y $q = 0.07$, correspondientes a valores de $M_{BH}^{obs} = 9$ y $12 M_\odot$ y $M_d^{obs} = 0.7 M_\odot$.

HR de cada uno de los modelos como los que se encuentran en la figura 5.7. En ella se ha graficado únicamente los modelos 15080100 y 20080100, que corresponden a aquellos con $8 M_{\odot}$ para la masa del agujero negro, debido a que entre modelos de la misma masa para la componente donante la variación con respecto a la masa del objeto compacto es muy poca. En cada diagrama, se han sombreado aquellos tramos del camino evolutivo en donde se han calculado los modelos estelares a partir del algoritmo de transferencia de masa descrito en el capítulo 4. En la figura 5.7 también se ha graficado la evolución temporal de la tasa de transferencia de masa, a modo de comparación con el sombreado producido en el diagrama HR.

Cualitativamente resultan apreciables ciertas diferencias entre ambos gráficos. Por ejemplo, en el gráfico correspondiente a $M_d = 1.5 M_{\odot}$ se observa un intervalo del camino evolutivo donde la estrella comienza a aumentar su luminosidad nuevamente por aumentar su radio y luego vuelve a perder masa. Sin embargo en ambos casos el resultado final es muy similar, en los dos diagramas la estrella se dirige en sus etapas finales hacia la zona de las enanas blancas.

5.3. Estudio de la cercanía de los modelos a los datos observados

En la sección anterior se presentaron los modelos teóricos realizados como parte de esta Tesis de Licenciatura y algunos gráficos a modo de resultados para visualizar parte de la información que ellos proveen. Sin embargo no hay que perder de vista que el objetivo principal en este trabajo ha sido modelar teóricamente sistemas binarios interactuantes que puedan reproducir las características observadas para el objeto de estudio de este trabajo: el sistema V404 Cyg.

Con el objetivo de analizar de una manera cuantitativa el parecido entre los modelos a las estimaciones observacionales realizadas sobre el sistema, se ha graficado la suma de las siguientes cantidades en función del tiempo:

$$\epsilon_{M_{BH}}^2 = \left(\frac{M_{BH} - M_{BH}^{obs}}{M_{BH}^{obs}} \right)^2 \quad (5.7)$$

$$\epsilon_{M_d}^2 = \left(\frac{M_d - M_d^{obs}}{M_d^{obs}} \right)^2 \quad (5.8)$$

$$\epsilon_P^2 = \left(\frac{P - P^{obs}}{P^{obs}} \right)^2 \quad (5.9)$$

$$\epsilon_{T_{eff}}^2 = \left(\frac{T_{eff} - T_{eff}^{obs}}{T_{eff}^{obs}} \right)^2 \quad (5.10)$$

donde los valores de las cantidades observadas para el sistema V404 Cyg se especifican en la tabla 5.2. Cada una de estas cantidades mide relativamente que tan alejados están los parámetros estimados por el modelo con respecto a los datos extraídos de manera observacional para la actualidad del sistema. Cuando la cantidad ϵ respecto a algún parámetro toma un valor nulo, implica que el parámetro modelado se iguala al observado y por ende el modelo estaría alcanzando el objetivo de representar el sistema con respecto a ese parámetro. Al

5. Resultados y discusión

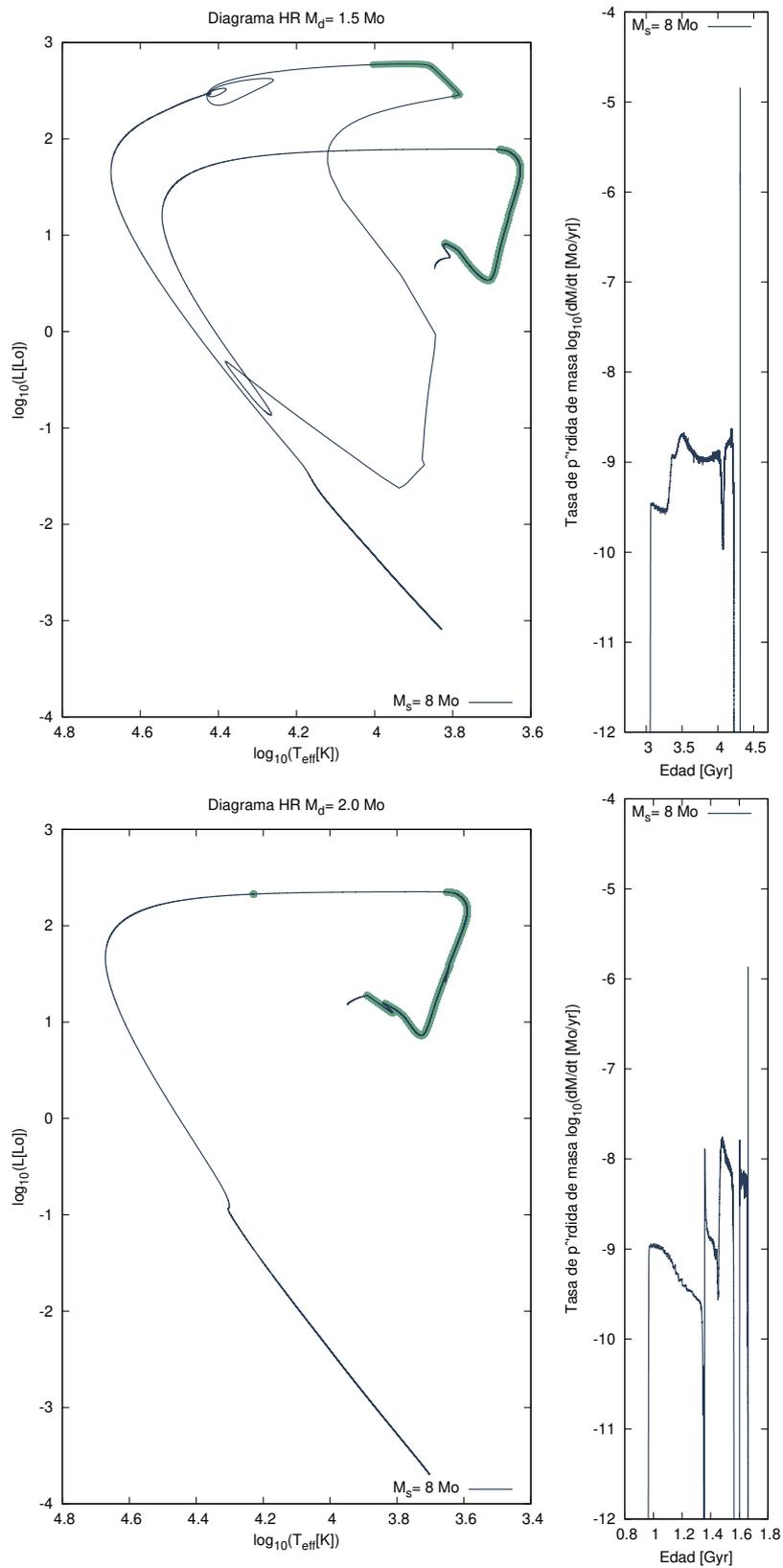


Figura 5.7. Diagramas HR resultantes de los modelos teóricos para una estrella donante de $1.5 M_{\odot}$ (arriba) y $2.0 M_{\odot}$ (abajo) considerando un agujero negro de $8 M_{\odot}$. En cada una se grafica en la derecha la tasa de pérdida de masa de la estrella donante y se sombrea sobre el diagrama HR las zonas donde ocurren los eventos de transferencia de masa.

graficar la suma de todos ellos, se está midiendo de alguna manera que tanto cada modelo representa al sistema en todos los parámetros al mismo tiempo.

Parámetro	Valor estimado	Error	Unidad
M_{BH}^{obs} (1)	9	+0.2 -0.6	M_{\odot}
M_{BH}^{obs} (2)	12	+3 -2	M_{\odot}
M_d^{obs}	0.7	+0.3 -0.2	M_{\odot}
q^{obs}	0.060	+0.004 -0.005	
P^{obs}	6.5		día
i^{obs}	67	+3 -1	°
p^{obs}	0.418	± 0.024	<i>mas</i>
d^{obs}	2.39	± 0.14	<i>kpc</i>
TE^{obs}	K3	K0-K3	
CL^{obs}	III	III-IV	
T_{eff}^{obs}	4321.29	± 0.085	K

Tabla 5.2. Recopilación de parámetros inferidos observacionalmente para el sistema V404 Cyg.

Como puede notarse en la tabla 5.2, existen dos estimaciones observacionales correspondientes a la masa del agujero negro (Una realizada por [Shahbaz et al. \(1994\)](#) y otra por [Khargharia et al. \(2010\)](#)). Por los motivos explicados en la sección 3.3, la estimación que aporta mayor confiabilidad es la última realizada, resultando en un valor de $M_{BH} = 9 M_{\odot}$. Sin embargo, en este trabajo se toman ambas estimaciones y se analiza la cercanía de los modelos calculados con el sistema en la actualidad tomando el parámetro M_{BH}^{obs} como 9 y 12 M_{\odot} , respectivamente.

Los resultados se encuentran representados en la figura 5.8 en donde se ha realizado un acercamiento en donde la función graficada tiene un mínimo absoluto. En todos los casos, la cantidad ϵ^2 obtiene valores en el mínimo $\lesssim 0.2$. Se ha marcado el valor correspondiente a los parámetros actuales estimados observacionalmente. Mientras más cerca se encuentre el mínimo de esta cantidad (i.e., del valor nulo que es el menor valor que puede tomar la función) es donde el modelo alcanza los parámetros observados de manera simultánea, resultando un mejor ajuste a lo estimado. Es destacable que para los modelos que asumen una masa estimada para el agujero negro de 12 M_{\odot} , los modelos que dan un valor menor para la función corresponden a masas iniciales para el agujero negro de 11 y 12 M_{\odot} . En cambio, si la masa estimada del agujero negro se considera como 9 M_{\odot} , los menores valores se alcanzan para masas iniciales para el objeto compacto de 8 y 9 M_{\odot} .

5.4. Discusión

En las secciones anteriores se han descrito los puntos principales que son necesarios para comprender los resultados del trabajo de esta Tesis de Licenciatura. En esta sección, nos enfocaremos en el análisis de estos resultados, detallando las características obtenidas de los modelos realizados y las comparaciones con el sistema en la actualidad.

En primer lugar, se realizó una comparación entre modelos calculados con distintas masas iniciales de la estrella donante para cada una de las masas iniciales consideradas para el

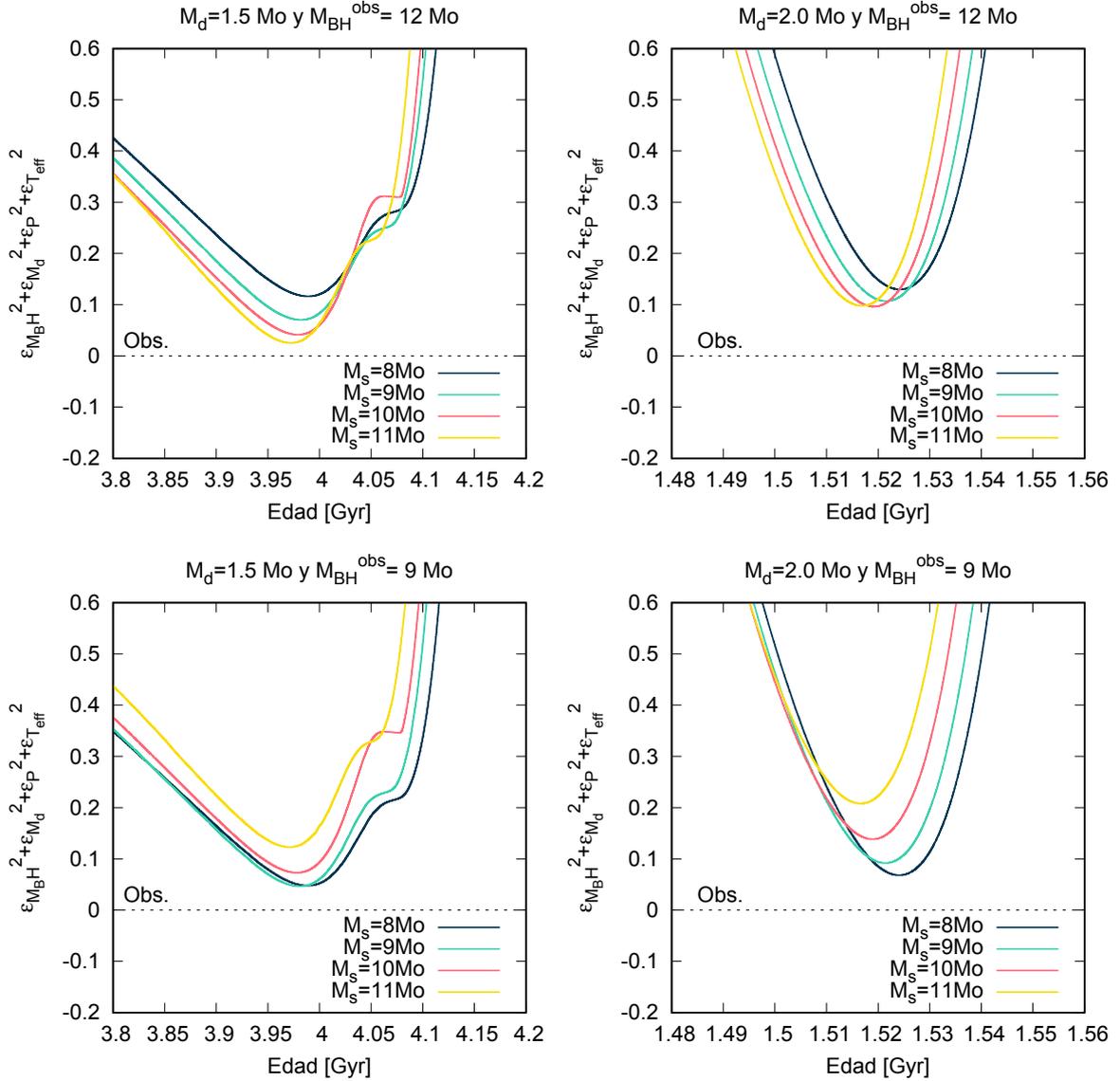


Figura 5.8. Representación de la suma de las cantidades ϵ^2 para los parámetros M_{BH} , M_d , P y T_{eff} . Los valores estimados observacionalmente se detallan en la tabla 5.2. El gráfico se encuentra realizado considerando 4 circunstancias distintas: $M_d^0 = 1.5 M_\odot$ y $M_{BH}^{obs} = 12 M_\odot$ (arriba izquierda), $M_d^0 = 1.5 M_\odot$ y $M_{BH}^{obs} = 9 M_\odot$ (abajo izquierda), $M_d^0 = 2.0 M_\odot$ y $M_{BH}^{obs} = 12 M_\odot$ (arriba derecha), $M_d^0 = 2.0 M_\odot$ y $M_{BH}^{obs} = 9 M_\odot$ (abajo derecha) donde M_d^0 es la masa inicial de la estrella donante en el modelo y M_{BH}^{obs} es la estimación observacional para la masa del agujero negro.

agujero negro (figuras 5.1 - 5.4). Las cantidades comparadas fueron la evolución de las masas, la tasa de acreción del agujero negro, la luminosidad y el período orbital con el tiempo de cada modelo. Resulta destacable que, cualitativamente hablando, el comportamiento de los modelos variando únicamente la masa inicial del agujero negro son muy similares. Entre las cantidades graficadas, la mayor variación de la encuentra en las masas alcanzadas finalmente por el objeto compacto.

Ahora, comparando entre modelos calculados con la misma masa inicial del agujero negro pero diferente masa inicial para la estrella donante, resulta destacable a primera vista que las escalas de tiempo características evolutivas para una estrella donante más masiva son más cortas que para una con menor masa. Esto provoca que la estrella más masiva evolucione antes, y de manera mucho más rápida. En el gráfico, esto causa que las variaciones de las cantidades de la estrella masiva estén más hacia la izquierda (i.e., a tiempos menores) que las de la estrella menos masiva. También produce un efecto destacable, las variaciones netas de los parámetros se producen en un intervalo de tiempo menor porque la transferencia de masa tiene una menor duración. Sin embargo, estas variaciones también resultan mayores que para la estrella menos masiva. Ejemplo de esto es el cambio en la masa de la estrella donante con el tiempo, en donde para el modelo de $1.5 M_{\odot}$ de masa inicial para la donante, la variación neta en su masa es de aproximadamente $1.2 M_{\odot}$ mientras que para el modelo de $2.0 M_{\odot}$ es de $1.7 M_{\odot}$. Esto se debe a que la tasa de pérdida de masa alcanza mayores valores en módulo para el modelo con la estrella donante más masiva.

En cuanto al período orbital del sistema, se observa que su comportamiento es aumentar con el tiempo a medida que se pierde masa. Al estar en un problema no conservativo, la masa que se eyecta del sistema produce una pérdida de momento angular. Esto implica en este caso que el sistema se abra, aumentando su período en más de un orden de magnitud.

Es normal que la luminosidad de una estrella varíe con el tiempo a lo largo de su evolución. Sin embargo, al poseer eventos de transferencia de masa las capas externas dejan de tener luminosidad constante y producen diferencias en la luminosidad total de la estrella. También pueden producirse eventos pulsantes termonucleares (Conocidos como *flashes termonucleares*), en los cuales en una estrella post-AGB se produce la ignición explosiva de H en alguna capa de la estrella. Esto sucede en los modelos con la estrella donante de $1.5 M_{\odot}$, pero no en los correspondientes a $2.0 M_{\odot}$. Este comportamiento puede confirmarse observando su diagrama HR en la figura 5.7.

Al obtener una estimación de la temperatura efectiva de la estrella, fue posible comparar este valor con los resultados de los modelos obtenidos. Para todos los casos, graficados en la figura 5.5, es posible apreciar que la temperatura efectiva modelada iguala a la temperatura efectiva estimada llegando casi a un mínimo absoluto en ella. Este mínimo se corresponde con el cambio entre la fase de gigante roja a la fase donde comienza su aumento rápido de temperatura a luminosidad constante, la fase de nebulosa planetaria.

Analizando lo dicho anteriormente en los diagramas HR de la figura 5.7 es posible reafirmar ciertos puntos. Por un lado, puede notarse que en el diagrama HR del modelo 1508010 siguiendo su camino evolutivo en un momento la estrella vuelve a aumentar su luminosidad una vez que había bajado, vuelve a aumentar de radio, se produce un nuevo evento de pérdida de masa, y luego desciende nuevamente hacia las enanas blancas. Esto es producido por el flash termonuclear, y como resultado el objeto compacto tendrá deficiencia de hidrógeno

5. Resultados y discusión

como se muestra en la figura 5.9. Por otro lado, considerando la suposición de que el sistema se encuentra a punto de terminar su fase de gigante roja, viéndolo en el diagrama HR puede notarse que el modelo predice que el sistema actualmente está perdiendo masa. Esto es un buen indicador, ya que el sistema V404 Cyg actualmente es visible como un sistema con emisión en rayos X debida a la acreción de masa en un objeto compacto. Los modelos también predicen que los eventos de transferencia de masa se encuentran a aproximadamente entre 200 y 250 millones de años de finalizar.

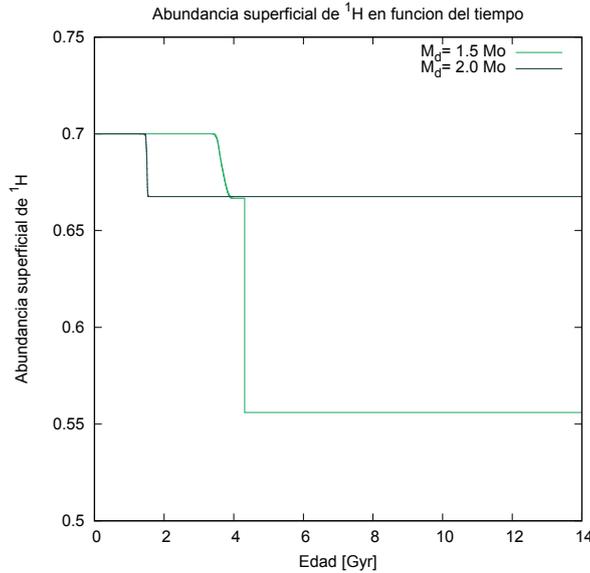


Figura 5.9. Representación de la variación de la abundancia superficial de hidrógeno con el tiempo para los modelos 15080100 y 20080100. En el caso del modelo para la estrella donante de $1.5 M_\odot$ la abundancia cae abruptamente y finaliza en un valor mucho menor debido a un flash termonuclear.

La transferencia de masa provoca que la estrella donante no pueda iniciar su combustión de He en el núcleo. Esto produce una muerte prematura de la estrella en una etapa de nebulosa planetaria y luego una enana blanca de helio. Estos objetos se caracterizan por poseer masas muy bajas, en este caso los modelos predicen enanas blancas de masas $\sim 0.29 M_\odot$ para los modelos con masa inicial $1.5 M_\odot$ y $\sim 0.33 M_\odot$ para los de $2.0 M_\odot$.

Por último, se realiza un análisis de la cercanía de los parámetros calculados en estos modelos con respecto a los parámetros determinados de manera observacional. En la figura 5.8 se encuentra graficada la suma del cuadrado de los errores relativos de la medida tomada del modelo con respecto a la estimación observacional. Esta cantidad indica qué tan lejos se encuentra la medida tomada del modelo respecto a la observación con ciertos parámetros en simultáneo; en donde en este trabajo se han tomado las masas de ambas componentes, el período y la temperatura efectiva.

Se observa que en las mejores estimaciones, se obtienen valores de ϵ^2 menores a 0.1. Existe cierta tendencia a que para ambos modelos propuestos, de masas estimadas para el agujero negro de 9 y $12 M_\odot$, los modelos que obtienen valores de ϵ^2 menores son aquellos con masa inicial de la estrella donante igual a $1.5 M_\odot$. Los modelos con masa inicial del agujero negro de 8 o $9 M_\odot$ resultan más cercanos a las estimaciones cuando se considera la masa

Modelo	Valor mínimo de ϵ^2
15080100	0.116
15090100	0.072
15100100	0.042
15110100	0.028
20080100	0.130
20090100	0.107
20100100	0.096
20110100	0.098

Tabla 5.3. Valores mínimos para ϵ^2 estimando $M_{BH}^{obs} = 12 M_{\odot}$.

Modelo	Valor mínimo de ϵ^2
15080100	0.049
15090100	0.049
15100100	0.075
15110100	0.125
20080100	0.068
20090100	0.093
20100100	0.139
20110100	0.209

Tabla 5.4. Valores mínimos para ϵ^2 estimando $M_{BH}^{obs} = 9 M_{\odot}$.

observada para el agujero negro como $M_{BH}^{obs} = 9 M_{\odot}$. En caso contrario, las mejores aproximaciones se producen para los modelos con la masa de la estrella secundaria de 10 y 11 M_{\odot} .

En base a esto último, es posible decir que se han realizado modelos que alcanzan a representar al sistema V404 Cyg con las estimaciones que se han realizado hasta la actualidad de manera observacional. Si bien los 8 modelos realizados se acercan lo suficientemente próximos a las observaciones, los 4 que destacan son aquellos calculados para una masa inicial de la estrella donante de 1.5 M_{\odot} . En particular, aquellos que más se acercan a las estimaciones observacionales son, para el caso de la masa del agujero negro de 12 M_{\odot} , el modelo 15110100 correspondiente a una masa inicial de 1.5 M_{\odot} para la estrella donante y 11 M_{\odot} para la masa inicial del agujero negro. Por otro lado, estimando una masa observada del agujero negro en 9 M_{\odot} , los modelos más cercanos son el 15080100 y 15090100 que también corresponden a masas iniciales de la estrella donante como 1.5 M_{\odot} , pero con masas iniciales para el objeto compacto de 8 y 9 M_{\odot} respectivamente.

Capítulo 6

Conclusiones

El sistema V404 Cyg es un sistema catalogado como un sistema binario de rayos X de baja masa con presencia de jets relativistas (microcuáasar). Desde su detección en su evento explosivo en rayos X de 1989 ha sido lo suficientemente estudiado como para poder determinar ciertos parámetros que han resultado fundamentales para el desarrollo de esta Tesis de Licenciatura. Como se ha hecho mención anteriormente, los parámetros a los que se dio mayor importancia fueron la estimación observacional de las masas tanto de la estrella donante como del objeto compacto determinado como un agujero negro; el período orbital, el tipo espectral y la clase de luminosidad de la estrella donante también resultaron cantidades a las cuales los modelos teóricos realizados aspiraron a alcanzar.

Es de suma importancia resaltar que los resultados obtenidos por los modelajes teóricos comprenden una serie de hipótesis:

- Se considera como edad cero del sistema al momento en el cual la estrella donante comienza la secuencia principal. También se asume que para este momento el objeto compacto ya ha sido formado, por lo que no se calcula la evolución de la estrella acretante ni alguna fase de envoltura en común que pudiera suceder en el medio.
- En sentido del cálculo de la órbita, siempre se considera que las componentes del sistema están en el marco del problema de tres cuerpos restringido circular. Esto implica órbitas circulares para las componentes, y un elemento de masa cuya influencia gravitatoria es despreciable en relación al de las estrellas que conforman el sistema.
- Se asume una estrella donante gaseosa, sin rotación, en ausencia de campos magnéticos y con abundancias iniciales solares. También se asume simetría esférica, tanto en las etapas de cálculo de evolución aislada como cuando hay transferencia de masa.
- Para el objeto compacto, se ha utilizado que acreta la mayor cantidad de material que le ha sido donado. También se ha despreciado su movimiento de rotación y la presencia de campos magnéticos, siendo así modelado como un agujero negro de Schwarzschild donde el horizonte de eventos coincide con el radio de Schwarzschild.
- Se ha considerado pérdidas de momento angular del sistema por eyección de materia, por frenado magnético y por radiación gravitatoria.

Además que ciertos parámetros libres de los modelos se mantuvieron fijos, como por ejemplo el período orbital inicial a un valor de 1 día o la cantidad de materia acretada respecto de la donada $\beta = 0.9$.

6. Conclusiones

Tomando este punto de partida, el objetivo estuvo en tratar de modelar las características observadas del objeto V404 Cyg, algunas de las cuales no se alejan demasiado de las hipótesis de partida asumidas. Como se expresó en la sección 3.3 existen dos estimaciones independientes para la masa actual del agujero negro, una de 9 y otra de $12 M_{\odot}$. Si bien la estimación de la masa mayor realizada por [Shahbaz et al. \(1994\)](#) tiene un gran margen de error ($\sim 25\%$), y las técnicas observacionales utilizadas para su estimación han sido cuestionadas por [Khargharia et al. \(2010\)](#) (donde realizaron la segunda estimación) en esta Tesis de Licenciatura se ha decidido analizar cómo se adecuan los modelos calculados a ambas situaciones.

La conclusión sacada de aquí fue que de los modelos calculados existen en particular 4 que resultan muy buenas aproximaciones a los parámetros observacionales que se propusieron alcanzar. Estos modelos son aquellos con una masa inicial para la estrella donante de $1.5 M_{\odot}$, siendo en particular los calculados con masas iniciales para el agujero negro de 8 y $9 M_{\odot}$ los que resultaron en valores más cercanos para la masa observada del agujero negro de $9 M_{\odot}$ con un valor de $\epsilon^2 = \epsilon_{M_{BH}}^2 + \epsilon_{M_d}^2 + \epsilon_P^2 + \epsilon_{T_{eff}}^2 = 0.049$. Por otro lado, el modelo que resultó más cercano a lo estimando asumiendo una masa del agujero negro de $12 M_{\odot}$ fue el 15110100, correspondiente a una masa inicial del objeto compacto de $11 M_{\odot}$ con un valor de $\epsilon^2 = 0.028$. Con estos valores de respaldo es posible decir que el objetivo propuesto de modelar teóricamente sistemas binarios interactuantes que alcancen características similares a las del sistema V404 Cyg se ha cumplido.

Por otro lado, los modelos realizados para el sistema lo colocan llegando a una etapa final de su transferencia de masa. Teniendo en cuenta la cantidad de hipótesis que se han realizado, es un resultado aún cuestionable. Una posible propuesta de trabajo a futuro es mejorar el modelo incluyendo factores como la rotación del agujero negro, escenarios posibles con distintos valores para el período orbital, y del parámetro β que en este trabajo se han mantenido fijos e incluso involucrar una forma de calcular la evolución del sistema considerando también la evolución del agujero negro y la etapa de envoltura en común. En este trabajo tampoco se utilizó la estimación observacional de la luminosidad del sistema, por lo que queda también como trabajo a futuro analizar la cercanía de los modelos a las observaciones considerando esta cantidad.

La predicción de los modelos calculados para el sistema resultan en un par binario que se abre, con un período que creció hasta casi dos órdenes de magnitud respecto al inicial (De un período orbital inicial $P_0 = 1 \text{ día}$ a un períodos orbitales $\sim 140 \text{ días}$ para los modelos con una estrella donante con masa inicial de $2.0 M_{\odot}$). Esta estrella termina su vida en forma de un objeto que es muy particular, una enana blanca de helio. Los modelos calculados con una masa inicial de la estrella donante de $1.5 M_{\odot}$ sufren un flash termonuclear, de manera tal que el objeto compacto resultante tiene deficiencia en hidrógeno superficial. Para este caso, la masa de la enana blanca resulta en $\sim 0.29 M_{\odot}$ mientras que para los casos donde la masa inicial para la estrella donante fue de $2.0 M_{\odot}$, el resultado fue una enana blanca de helio con mayor abundancia superficial de hidrógeno y una masa de $\sim 0.33 M_{\odot}$.

Bibliografía

- Benvenuto O. G. and De Vito M. A., 2003, *MNRAS*, **342**, 50
- Benvenuto O. G., De Vito M. A., Horvath J. E., 2014, *ApJ*, **786**, 7
- Benvenuto O. G., De Vito M. A., Horvath J. E., 2015a, *MNRAS*, **449**, 4184
- Benvenuto O. G., De Vito M. A., Horvath J. E., 2015b, *ApJ*, **798**, 44
- Bischoff R., Mugrauer M., Lux O., Zehe T., Heyne T., Wagner D., Geymeier M., 2020, *AN*, **341**, 989
- Brandt N., Podsiadlowski P., 1995, *MNRAS*, **274**, 461
- Casares J., Charles P. A., 1994, *MNRAS*, **271**, 5
- Casares J., Charles P. A., Naylor T., Pavlenko E. P., 1993, *MNRAS*, **265**, 834
- Chandrasekhar S., 1967, An introduction to the study of stellar structure. Dover, New York
- Clayton D. D., 1968, Principles of stellar evolution and nucleosynthesis. The University of Chicago Press, New York
- Cummings J. D., Kalirai J. S., Tremblay P. E., Ramirez-Ruiz E., Choi J., 2018, *ApJ*, **866**, 21
- De Vito M. A., Benvenuto O. G., 2010, *MNRAS*, **401**, 2552
- Eggleton P. P., 1983, *ApJ*, **268**, 368
- Eggleton P. P., Verbunt F., 1986, *MNRAS*, **220**, 13
- Esin A. A., McClintock J. E., Narayan R., 1997, *ApJ*, **489**, 865
- Faulkner J., 1996, *ApJ*, **144**, 978
- Froning C. S., Robinson E. L., Bitner M. A., 2007, *ApJ*, **663**, 1215
- Gallo E., Fender R. P., Hynes R. I., 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **356**, 1017
- Hummerich S., 2013, *IBVS*, **6100**, 11
- Justham S., Rappaport S., Podsiadlowski P., 2006, *MNRAS*, **366**, 1415
- Khargharia J., Froning C. S., Robinson E. L., 2010, *ApJ*, **716**, 1105
- King A. R., 1993, *MNRAS*, **260**, 5
- Kippenhahn R., Weigert A., 1990, Stellar Structure and Evolution
- Kippenhahn R., Weigert A., Hofmeister E., 1967, Methods in Computational Physics, **7**, 129
- Kretschmar P., 1996, PhD thesis, Eberhard-Karls-Universität Tübingen, [doi:10.5281/zenodo.48188](https://doi.org/10.5281/zenodo.48188)
- Kutter G. S., Sparks W. M., 1972, *ApJ*, **175**, 407
- Makino F., 1989, *IAU Circ.*, **4782**, 1
- Malkov O., Kovaleva D., Sichevsky S., Zhao G., 2020, *Research in Astronomy and Astrophysics*, **20**, 139
- Miller-Jones J. C. A., et al., 2008, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*
- Miller-Jones J. C. A., Jonker P. G., Dhawan V. and Brisken W., Rupen M. P., Nelemans G. and Gallo E., 2009a, *ApJ*, **706**, 230
- Miller-Jones J. C. A., Jonker P. G., Dhawan V., Brisken W., Rupen M. P., Nelemans G., Gallo E., 2009b, *The Astrophysical Journal*, **706**, L230
- Osminkina O. A., Osminkin E. Y., Shakura N. I., Shugarov S. Y., 1990, *ESASP*, **311**, 301

BIBLIOGRAFÍA

- Paczynski B., 1976, IAUS, **73**, 75
- Podsiadlowski P., 1995, ASPC, **72**, 411
- Podsiadlowski P., 2001, in Podsiadlowski P., Rappaport S., King A. R., D'Antona F., Burderi L., eds, Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 229, Evolution of Binary and Multiple Star Systems. p. 239
- Podsiadlowski P., 2010, AN, **331**, 218
- Podsiadlowski P., Han Z., Rappaport S., 2003a, MNRAS, **340**, 1214
- Podsiadlowski P., Rappaport S., Han Z., 2003b, MNRAS, **341**, 385
- Rappaport S., Joss P. C., Webbink R. F., 1982, ApJ, **254**, 616
- Rappaport S., Verbunt F., Joss P. C., 1983, ApJ, **275**, 713
- Ritter H., 1988, A&A, **202**, 93
- Rodes Roca J. J., 2007, PhD thesis, Departamento de Física, Ingeniería de Sistemas y Teoría de la Señal de la Universidad de Alicante, https://cab.inta-csic.es/users/CONSOLIDER/tesi_Rodes070525.pdf
- Sanwal D., et al., 1996, ApJ, **460**, 437
- Schatzman E., 1962, Annales d'Astrophysique, **25**, 18
- Schwarzschild K., 1916, physics, p. 12033
- Shahbaz T., Ringwald F. A. and Bunn J. C., Naylor T., Charles P. A., Casares J., 1994, MNRAS, **271**, 10
- Shahbaz T., Bandyopadhyay R., Charles P. A., Naylor T., 1996, MNRAS, **282**, 977
- Shapiro S. L., Teukolsky S. A., 1983, Black holes, white dwarfs, and neutron stars : the physics of compact objects. Wiley-Interscience Publication, New York
- Shara M. M., Livio M., Moffat A. F. J., Orio M., 1986, ApJ, **311**, 163
- Smartt S. J., 2009, ARA&A, **47**, 63
- Sugimoto J., et al., 2016, PASJ, **68**, 17
- Tanaka Y., Shibasaki N., 1996, ARA&A, **34**, 607
- Tetarenko A. J., et al., 2017, MNRAS, **469**, 314
- Wagner R. M., Kreidl T. J., Howell S. B., Starrfield S. G., 1992, ApJ, **401**, 97