



Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis para obtener el grado académico de
Doctora en Astronomía

ESTUDIANDO LA EVOLUCIÓN DE SISTEMAS BINARIOS
INTERACTUANTES DE CORTO PERÍODO ORBITAL

Maite Echeveste

Director: Prof. Dr. Omar G. Benvenuto
Co-Directora: Prof. Dra. María A. De Vito

LA PLATA, ARGENTINA
- NOVIEMBRE 2023 -

Resumen

En este trabajo Doctoral estudiamos la evolución de sistemas binarios interactuantes de corto período orbital, enfocándonos en los sistemas binarios de baja masa con emisión en rayos X (LMXB, según sus siglas en inglés), y en la formación de sistemas ultracompactos. Por otra parte, incluimos el estudio de las estrellas rezagadas azules (BSS, según sus siglas en inglés) de corto período orbital que pertenecen al cúmulo abierto Collinder 261.

Los LMXB son binarias compuestas por una estrella normal de baja masa que transfiere material a un objeto compacto a través del desborde de su lóbulo de Roche (RLOF, según sus siglas en inglés).

Cuando este material alcanza la superficie de la estrella compacta, el sistema se muestra como una fuente intensa de rayos X.

Primeramente, utilizamos los resultados obtenidos mediante el uso de nuestro código de evolución estelar binaria con el fin de buscar un progenitor para el sistema binario PSR J0740+6620. Este sistema es de corto período orbital y alberga la estrella de neutrones más masiva detectada a la fecha junto a una compañera enana blanca. La estimación de las masas de ambas estrellas y los datos observacionales de la estrella compañera permiten una buena caracterización del sistema. Con esto al alcance de la mano, buscamos las condiciones iniciales necesarias para encontrar un posible progenitor para PSR J0740+6620, es decir, un posible camino evolutivo que muestre que la existencia de este sistema es posible con el modelo de evolución binaria con el que contamos.

En un siguiente proyecto, estudié los efectos del frenado magnético en la evolución binaria. Este es uno de los mecanismos por los cuales los sistemas binarios pierden momento angular orbital.

Resumidamente, la estrella donante intenta frenar su rotación mediante la expulsión de un viento. Este viento se mantiene co-rotando a medida que fluye hacia afuera a lo largo de las líneas de campo magnético, llevándose muy poca masa pero enormes cantidades de momento angular rotacional. Pero en este tipo de binarias, los torques de marea sobre esta estrella son tan eficientes que el momento angular se transfiere rápidamente de la órbita hacia la estrella para mantener la sincronización, produciendo un drenaje continuo de momento angular orbital. El frenado magnético es fundamental

a la hora de estudiar la evolución de los LMXB de corto período, ya que se piensa que es el mecanismo que regula su evolución cuando el período orbital es inferior a 10 días. En primer lugar, colaboré en la modelización del efecto de marea entre las componentes de los sistema binario, haciendo explícito el acople entre las fuerzas de marea y el frenado magnético de la estrella. Luego, motivados por el hecho de que la ley de frenado magnético más utilizada en el estudio de las LMXB enfrenta varias incompatibilidades con las observaciones, incorporamos al código de evolución binaria distintas prescripciones para modelar dicho fenómeno. Realizando simulaciones con un amplio rango de períodos orbitales iniciales, estudiamos cómo varía la tasa de transferencia de masa, la distribución de períodos orbitales y la capacidad de estas prescripciones de producir sistemas binarios ultracompactos y púlsares de milisegundo en compañía de una enana blanca de helio de muy baja masa. Además, dado que existen discrepancias entre los resultados que se encuentran en la

literatura, cotejamos nuestros resultados con los de los demás autores.

Finalmente, abordamos el estudio de las BSS de corto período pertenecientes a Collinder 261. Este trabajo resultó como parte de mi estancia de investigación en La Universidad de Padua (Italia). Las BSS son estrellas que parecen más jóvenes, calientes y masivas de lo que deberían ser de acuerdo a la teoría de evolución estelar de estrellas aisladas, por lo que se cree que han aumentado su masa mediante algún mecanismo. Uno de los canales propuestos para su formación es la acreción en sistemas binarios por RLOF. Basándonos en la reciente publicación de un catálogo actualizado de BSS en cúmulos abiertos galácticos utilizando datos de Gaia DR2, llevamos a cabo un estudio enfocado específicamente en las BSS de período corto encontradas en el cúmulo abierto Collinder 261.

Nuestra investigación indaga en la posible influencia de la evolución binaria para explicar la presencia y las propiedades de estas estrellas. Estudiamos varios parámetros, como la masa inicial de ambas estrellas, el período orbital inicial y la eficiencia de la transferencia de masa. El objetivo es identificar posibles candidatos progenitores que coincidan con las observaciones de las BSS en el diagrama color-magnitud, a la misma edad determinada para Collinder 261. Encontramos que la evolución binaria sirve como mecanismo viable para producir estas BSS y que la eficiencia en la transferencia de masa juega un papel clave a la hora de reproducir la mayor cantidad de BSS posible.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Las estrellas y la astronomía estelar	1
1.2. Las estrellas binarias	2
1.3. Sistemas binarios de baja masa con emisión en rayos X	6
1.3.1. Los púlsares de milisegundo	8
1.3.2. Los BMSPs y los UCXBs	10
1.4. Estrellas rezagadas azules	11
1.5. Descripción del trabajo	14
2. Principios básicos de las binarias interactuantes	16
2.1. El modelo de Roche	17
2.2. Transferencia de masa	19
2.2.1. Escalas de tiempo	19
2.2.2. Estabilidad en la transferencia de masa	21
2.2.3. Clasificación de la transferencia de masa	24
2.3. Sistemas binarios semiseparados	25
2.3.1. Binarias de tipo Algol y estrellas rezagadas azules	25
2.3.2. Binarias de rayos X y pulsares de milisegundos	29
3. Método	32
3.1. Las ecuaciones de evolución estelar	32
3.2. El código numérico para la evolución de estrellas binarias	33
3.3. La evolución orbital	37
3.3.1. Transferencia de masa	38
3.3.2. Mecanismos de pérdida de momento angular	41
3.4. El manejo de las integraciones de capas externas	42
3.5. La irradiación mutua	44
4. Un modelo para PSR J0740+6620	46
4.1. Introducción	46

4.1.1. La estrella de neutrones más masiva	46
4.1.2. El modelo estándar y sus variaciones	47
4.2. Resultados	48
4.3. Resumen, conclusiones y discusión	54
5. El frenado magnético	58
5.1. Introducción	58
5.2. Las mareas acopladas al frenado magnético	60
5.3. El código evolutivo y el modelo binario	62
5.3.1. Transferencia de masa por RLOF	63
5.3.2. Frenado magnético	64
5.3.3. Efectos de marea	65
5.3.4. Viento estelar	66
5.4. Resultados	66
5.5. Comparación con otros trabajos presentes en la literatura	73
5.6. Resumen, conclusiones y discusión	75
6. Las estrellas rezagadas azules y la evolución binaria	78
6.1. Las BSS en Collinder 261	78
6.2. El modelo de evolución binaria para la formación de BSS	79
6.3. Resultados	82
6.4. Resumen, conclusiones y discusión	89
7. Conclusiones, discusión y trabajo a futuro	93
A. Glosario	109
B. La evolución de estrellas aisladas	111
C. Cálculo de la tasa de pérdida de masa	116

Capítulo 1

Introducción

1.1. Las estrellas y la astronomía estelar

Los modelos cosmológicos actuales sugieren que durante cientos de miles de años el Universo estaba formado únicamente por radiación y partículas elementales. Las primeras estrellas, aquellas denominadas de Población III, habrían surgido a una edad que corresponde a $\sim 1\%$ de la edad del Universo actual, con un corrimiento al rojo $z = 20\text{--}65$ (Bromm & Larson 2004; Naoz et al. 2006; Bromm et al. 2009). Al ser la primera generación de estrellas, habrían carecido casi completamente de metales, y se cree que pueden haber nacido con hasta 1000 masas solares y evolucionado rápidamente en miles de años. Muchos modelos teóricos muestran que la mayoría de estas estrellas consumieron su combustible de manera rápida, y probablemente explotaron en supernovas de inestabilidad de pares liberando gran cantidad de energía. Esas explosiones habrían esparcido los metales formados en su interior al resto del cosmos, donde se mezclaron con el material que dio origen a las siguientes generaciones de estrellas.

Así como los átomos se unen para formar moléculas y luego compuestos más grandes, las estrellas son los bloques fundamentales con los que se construye el Universo: se forman en cúmulos (abiertos o globulares), que a su vez forman galaxias, las cuales forman cúmulos, supercúmulos y filamentos que están separados por zonas de inmenso vacío. Las primeras generaciones de galaxias se habrían formado unos cientos de millones de años después del Big Bang, (e.g. Bromm & Yoshida 2011), dando lugar a las estructuras donde se formaron las siguientes generaciones de estrellas, aquellas de Población II, con una metalicidad distinta de cero. Por ejemplo, nuestro hogar, la Vía Láctea, contiene al menos 200 mil millones de estrellas y probablemente 100 mil millones de planetas. Aunque la vida de las estrellas es incomparablemente más larga que nuestra historia como seres humanos, sabemos que las estrellas también nacen, evolucionan y mueren, y son responsables del Universo tal como lo vemos hoy.

La mayor parte del conocimiento que tenemos sobre el Universo proviene del estudio de las estrellas. La teoría de la estructura y evolución estelar es el sustento de la astrofísica, y se basa en la premisa de equilibrio hidrostático y en lo que sabemos sobre el suministro de energía proveniente de las reacciones termonucleares. Un resumen de la evolución de estrellas aisladas se puede encontrar en el Apéndice B.

Para desarrollar la teoría de la estructura y evolución estelar, los astrónomos elaboraron muchos códigos computacionales durante las décadas de 1950, 1960 y 1970: e.g., [Henyey et al. \(1959\)](#), [Iben \(1965\)](#), [Kippenhahn et al. \(1967\)](#), [Paczyński \(1970\)](#), [Eggleton \(1967, 1971, 1972, 1973\)](#), [Eggleton et al. \(1973\)](#). Muchos otros fueron surgiendo en los años posteriores.

Estos códigos resuelven la ecuación de continuidad de la masa, la ecuación de equilibrio hidrostático, la ecuación de conservación de la energía, la de transporte de energía, y la ecuación de composición química, para obtener la estructura y la evolución estelar. Los fenómenos observados y las leyes generales que rigen a las estrellas están muy bien explicados y reproducidos con la ayuda de estos códigos. Sin embargo, nuestra comprensión de la estructura y evolución de las estrellas enfrentó muchos desafíos: (i) al menos la mitad de todas las estrellas están en sistemas binarios (dos estrellas ligadas gravitacionalmente que orbitan una alrededor de la otra). La interacción binaria hace que la evolución estelar sea más complicada y conduce a la existencia de la mayoría de las estrellas exóticas y diversos fenómenos observacionales. (ii) Estos objetos exóticos muestran características aparentemente contrarias a las predichas por la teoría estándar de evolución estelar, y generalmente se utilizan para probar los procesos evolutivos en las estrellas, para derivar edades y metalicidades de poblaciones estelares en galaxias y para medir distancias cosmológicas. Por lo tanto, juegan un papel crucial en nuestra comprensión de la física estelar, la estructura y evolución de las galaxias y la cosmología, y han sido un tema de estudio muy importante durante muchas décadas. De hecho, ya en los años 60', se pensaba que el 50 % de las estrellas de secuencia principal eran binarias ([Jaschek & Gómez 1970](#)), y además, había indicios de que existen objetos que se encuentran solo en sistemas binarios: estrellas con líneas metálicas ([Abt 1961](#)), estrellas variables U Germinorum y novas ([Kraft 1962](#)), y una gran fracción de estrellas Wolf-Rayet ([Underhill 1968](#)). Por otra parte, también se creía que la existencia de algunas estrellas estaba íntimamente relacionada con la evolución en sistemas binarios: las *blue stragglers*, ([Hoyle 1964](#)), las *run-away* de tipo temprano ([Blaauw 1961](#)), y las fuentes de rayos X ([Shklovsky 1967](#)).

La estructura y evolución de las estrellas constituyen uno de los principales desafíos en la astrofísica moderna. Sin embargo, las estrellas binarias son tan comunes que no es posible desarrollar una teoría integral de la estructura y evolución estelar sin tener en cuenta la duplicidad de tantos objetos.

1.2. Las estrellas binarias

Los sistemas binarios están formados por dos estrellas que están gravitacionalmente unidas y orbitan alrededor de un centro común. Durante mucho tiempo no se diferenciaba claramente entre las estrellas binarias y las estrellas dobles que solo se encuentran en la misma línea de visión, ya que a simple vista, todas las estrellas parecen puntos de luz en la esfera celeste y no podemos percibir sus distancias reales.

Esto empezó a cambiar en 1609, cuando Galileo Galilei comenzó sus observaciones sirviéndose del telescopio, y descubrió que algunas estrellas que parecían simples a primera vista se podían resolver en un par de estrellas. En 1617, Benedetto Castelli envió una carta a Galileo informándole que Mizar,



Figura 1.1: Mizar, estrella doble, ubicada en la constelación de la Osa Mayor

una de las estrellas que conforman la constelación de la Osa Mayor, era en realidad una estrella doble. Galileo posteriormente observó Mizar y logró determinar la distancia angular entre las dos estrellas que componen el sistema (Figura 1.1).

Años después, en 1750, Thomas Wright propuso la idea de que, al igual que los planetas alrededor del Sol forman un sistema, las estrellas dispersas por el espacio también podrían formar un sistema o una serie de sistemas. En 1755, Immanuel Kant sugirió que las nebulosas vistas en el cielo eran grandes sistemas estelares y que todos estos sistemas podrían estar orbitando alrededor de un centro común. Estas especulaciones atrajeron la atención de William Herschel, quien llevó a cabo un estudio sistemático del movimiento y distribución de las estrellas en el espacio y registró 269 pares de estrellas que orbitaban entre sí, lo que sugería que la fuerza de gravedad actuaba tanto en el espacio solar como en el sideral. Herschel fue el primero en utilizar el término “estrella binaria” para designar la unión de dos estrellas que, por las leyes de la gravedad, forman un sistema único.

Mientras tanto, en 1767, John Michell comenzó a desarrollar estadísticas sobre sistemas binarios visuales, proporcionando indicios tempranos de que la cercanía de los componentes no se debía al azar y que la mayoría de los pares eran físicamente reales. En 1889, Edward Charles Pickering anunció el descubrimiento de la primera estrella binaria espectroscópica (β Persei, también conocida como Algol), una clase definida por el desplazamiento periódico de las líneas espectrales debido a la variación en la velocidad radial de la(s) estrella(s).

Sin embargo, podemos considerar que el hito en la investigación de las estrellas binarias es el catálogo de 81 estrellas binarias creado por Burnham en 1873. Su contribución fue significativa para

el estudio de estos sistemas, ya que incluyó el hallazgo de diversas estrellas binarias espectroscópicas y la demostración de que las estrellas variables eclipsantes son en realidad sistemas binarios.

Una posible clasificación para las estrellas binarias se puede realizar según su método de detección:

- En un *sistema binario visual*, cada estrella en el sistema puede resolverse individualmente a través de un telescopio. Estos sistemas suelen estar relativamente cerca de nosotros y se caracterizan por tener una gran separación orbital, por lo que se deben realizar observaciones a largo plazo para obtener las posiciones de las estrellas.
- Una *estrella binaria eclipsante* es un sistema en el que el plano orbital se encuentra casi de canto, es decir, perpendicular al plano del cielo, de modo que las estrellas que componen la binaria se eclipsan periódicamente y se observan variaciones en el flujo de luz. La curva de luz, que representa el brillo aparente en función del tiempo, revela el patrón de los eclipses y se puede utilizar para deducir el tamaño de las estrellas, la distancia entre ellas y cuánto cubre una estrella a la otra. La forma de la curva de luz también puede indicar la transferencia de masa entre las estrellas y su posible deformación de marea. Solo una pequeña fracción de todas las estrellas binarias ($< 0,3\%$) están alineadas de manera que se producen eclipses mutuos entre sus componentes.
- El valor del período orbital en la mayoría de los sistemas binarios se ha determinado mediante la medición de las variaciones de las velocidades radiales de los componentes del sistema, es decir, el efecto Doppler en sus líneas espectrales. Los sistemas en los que se puede medir este efecto se llaman *binarias espectroscópicas*. Aunque es un método muy preciso, el efecto solo ocurre si el plano orbital del sistema no está de frente hacia nosotros. En este caso, para la estrella que se mueve hacia nosotros, detectamos líneas espectrales desplazadas hacia el azul, mientras que para la estrella que se aleja vemos líneas desplazadas hacia el rojo.
- Finalmente, tenemos las *binarias astrométricas*. Su detección requiere observaciones a largo plazo y una pequeña incertidumbre en la posición y la medición del movimiento propio. Consiste en encontrar pequeñas perturbaciones periódicas en la posición de una estrella, evidenciando que ocurren debido a la influencia gravitacional de una compañera.

La evolución de las estrellas en sistemas binarios puede ser muy diferente a la de las estrellas que evolucionan de manera aislada. De hecho, mientras que la teoría de evolución estelar aislada está bastante bien desarrollada y las observaciones son reproducidas por las simulaciones¹, la evolución de sistemas binarios y múltiples tiene muchas preguntas sin resolver. Es así que a lo largo de los años se han propuesto y descartado varias explicaciones a la formación de este tipo de sistemas (ver, por ejemplo, Pringle 1989, Chapman et al. 1992, Boss 1993, White & Ghez 2001, Clarke 2006). Recientemente,

¹Sin embargo, se pueden citar algunas excepciones. Una reseña general de algunas problemas actuales en evolución estelar (incluyendo micro y macro física, convección, *overshooting*, semiconvección, rotación, evolución química y pérdida de masa) puede encontrarse en Weiss (2002), Buldgen (2019).

Tutukov & Cherepashchuk (2020) destacaron dos escenarios para la formación de sistemas múltiples: la fisión de nubes rotantes de gas molecular durante el colapso gravitatorio, y las colisiones inelásticas entre estrellas durante la formación de cúmulos estelares jóvenes.

No hay dudas de que la formación y evolución de los sistemas binarios es un gran tópico de investigación, ya que más del 50 % de las estrellas de campo de una masa solar o más se encuentran en binarias (Duchêne & Kraus, 2013)². De entre estas, el 25 % interactuará al menos una vez con su compañera binaria en su tiempo de vida (Willems & Kolb 2004) a través del intercambio de masa, lo que hace que la evolución y el destino de cada estrella se diferencie del que tendría si hubiese estado aislada.

El proceso de transferencia de masa ocurre debido a la interacción gravitatoria entre las dos estrellas en el sistema. En los sistemas binarios, existe una superficie de máximo equipotencial gravitatorio, que envuelve a cada estrella y tiene forma de gota, llamada lóbulo de Roche. Si una estrella llena su lóbulo de Roche, parte de su material puede comenzar a fluir hacia la otra estrella debido a la diferencia en las fuerzas de gravedad. Los sistemas donde se da este intercambio de masa se llaman binarias interactuantes. Generalmente, una de las estrellas crece lo suficiente como para que su radio alcance un determinado valor crítico y en consecuencia pueda llenar su lóbulo de Roche, o el sistema pierde momento angular haciendo que el radio del lóbulo de Roche disminuya y se acerque al radio de la estrella. Se produce entonces intercambio de masa entre las estrellas que componen la binaria, siendo la segunda estrella la receptora de este material.

El flujo de material puede manifestarse de varias formas: 1) Discos de acreción: la materia en transferencia forma un disco alrededor de la estrella receptora antes de ser absorbida por ella. Este disco puede emitir radiación en diferentes longitudes de onda, lo que permite la detección del sistema. 2) Corriente de acreción: en algunos casos, el material que fluye desde una estrella hacia la otra puede formar una especie de puente o corriente entre ambas estrellas antes de llegar a la estrella receptora. 3) Estallidos de rayos X: si la estrella receptora es una EN o un agujero negro, el material que cae en su superficie puede liberar enormes cantidades de energía en forma de rayos X, lo que hace que estos sistemas sean detectables como fuentes de rayos X en el cielo.

Los sistemas binarios con transferencia de masa resultan muy interesantes ya que proporcionan una oportunidad única para estudiar los procesos de transferencia de materia, evolución estelar y fenómenos asociados con objetos extremadamente compactos. También juegan un papel importante en la formación de EN y agujeros negros, y son cruciales para comprender la evolución y la dinámica de las estrellas en el universo. Algunos de los objetos astronómicos más comunes que surgen de estos sistemas son: 1) Las estrellas binarias de rayos X: cuando la materia de una estrella fluye hacia un objeto compacto en un sistema binario, puede acumularse en un disco de acreción alrededor de la estrella acretante. A medida que la materia cae en el disco, se calienta y emite rayos X. Esto convierte al sistema en una fuente de rayos X llamada "binaria de rayos X". 2) las novas recurrentes y supernovas

²La fracción de binarias en cúmulos globulares es mucho menor ($\sim 2 - 20\%$), y correlaciona fuertemente con la masa del cúmulo (Romani & Weinberg 1991, Milone et al. 2008, Gratton et al. 2012, Lucatello et al. 2015)

en sistemas binarios donde una enana blanca está acumulando material de su estrella compañera, se puede producir una nova recurrente. Una nova ocurre cuando la acumulación de hidrógeno en la superficie de la enana blanca desencadena una explosión termonuclear periódica y visible como un aumento repentino de brillo en el sistema. Si la acumulación de materia es lo suficientemente grande, la nova puede convertirse en una supernova, una explosión mucho más poderosa y energética. 3) Los púlsares binarios: algunas EN en sistemas binarios pueden emitir haces de radiación en sus polos magnéticos mientras rotan, formando objetos conocidos como púlsares. Si el púlsar está en un sistema binario, se puede detectar su emisión de radiación periódica mientras orbita a su compañera. 4) Las *blue straggler stars* o estrellas rezagadas azules: cuando una estrella transfiere masa a su compañera normal menos masiva, esta última se rejuvenece al adquirir más masa y energía. Como resultado de este proceso, la estrella que recibió la masa extra se vuelve más caliente y azul, y al encontrarse mezclada entre estrellas menos evolucionadas y menos masivas en el cúmulo estelar, parecen rezagadas en términos de su evolución.

Para mejorar nuestro entendimiento de la evolución de sistemas binarios es necesario desarrollar las teorías de binarias interactuantes, y testearlas con las observaciones disponibles. En esta tesis doctoral, estudiaremos sistemas binarios interactuantes de corto período orbital ($\lesssim 10$ días), enfocándonos en dos tipos de sistemas. Por un lado, estudiaremos distintos procesos físicos que ocurren en binarias compuestas por una estrella de baja masa y una EN, que forman lo que se conoce como sistemas binarios de baja masa con emisión en rayos X (LMXB, según sus siglas en inglés). Por otro lado, estudiaremos la capacidad del modelo de evolución binaria para explicar la presencia de las estrellas rezagadas azules (BSS, según sus siglas en inglés) que se observan en el cúmulo abierto Collinder 261.

A continuación, faremos una breve caracterización de los LMXB y de las BBS con el fin de motivar las tres investigaciones desarrolladas en este trabajo doctoral.

1.3. Sistemas binarios de baja masa con emisión en rayos X

Los LMXB pertenecen a la población estelar antigua y exhiben una notable concentración en la región central de la Galaxia. Se espera que rastreen la distribución de estrellas a lo largo la Vía Láctea, a diferencia de los HMXB (sistemas binarios de alta masa con emisión en rayos X), que son trazadores de actividad de formación estelar reciente y se concentran en la tangente de los brazos espirales (Gursky & Schreier 1975; Skinner 1993; Grebenev et al. 1996; Grimm et al. 2002, Dean et al. 2005; Bodaghee et al. 2007; Krivonos et al. 2015).

Los LMXB son objetos interesantes por varias razones. En primer lugar, son ideales para estudiar detalladamente la acreción en objetos compactos relativistas (ver, por ejemplo, Done et al. 2007). También nos permiten estudiar fenómenos que ocurren en la superficie de las EN, como las explosiones de rayos X de tipo I. Estas explosiones ocurren debido a la quema explosiva del material depositado en la superficie de la EN. Este material se va acumulando hasta que la presión en la base de las capas de hidrógeno y helio se vuelve lo suficientemente grande como para ocurrir la combustión termonuclear.

Dependiendo de las condiciones, esta combustión puede ocurrir de manera estable, contribuyendo a la emisión persistente, o de manera explosiva, produciendo explosiones de Tipo I. Estudiando este tipo de fenómenos se pueden inferir distintas propiedades de las EN (ver, por ejemplo, [Özel & Freire 2016](#)). Además, como la cantidad total de LMXB y la suma de sus luminosidades son directamente proporcionales a la masa estelar de una dada galaxia, pueden ser usados como indicadores de la masa estelar de la galaxia que los alberga (e.g. [Gilfanov 2004](#)). Finalmente, dado que los LMXB constituyen solo una pequeña fracción de la antigua población estelar de la Vía Láctea y otras galaxias, representan la evolución exótica de estrellas binarias y son cruciales para probar modelos de evolución estelar y explosiones de supernova (por ejemplo, [Belczynski et al. 2008](#); [Casares et al. 2017](#)). También vale la pena señalar que a pesar de su extrema rareza, los LMXB dominan completamente la emisión de rayos X de la antigua población estelar de la galaxia que los alberga, mientras que otras fuentes de rayos X mucho más numerosas, como las variables cataclísmicas y las estrellas con coronas activas, contribuyen solo en unos pocos por cientos a la luminosidad acumulada de rayos X ([Fabbiano 2006](#); [Schatz & Rehm 2006](#); [Sazonov et al. 2020](#)).

La historia de los LMXB comenzó en el año 1962, coincidiendo con los inicios de la astronomía de rayos X. Fue en ese momento cuando se logró el hallazgo de la primera fuente de rayos X localizada fuera de nuestro Sistema Solar, Scorpio X-1, la fuente persistente más brillante en el cielo ([Giacconi et al. 1962](#)). Posteriormente, se logró identificar a Scorpio X-1 con una estrella óptica de magnitud visual 13 ([Sandage et al. 1966](#)) y en 1967 (poco antes del descubrimiento de los pulsares de radio), Shklovsky propuso que la ocurrencia de este objeto podría relacionarse con la acumulación de gas proveniente de una compañera normal en una EN en un sistema binario ([Shklovsky 1967](#)). Esta idea no fue aceptada inmediatamente ya que se pensaba que el sistema binario no podría sobrevivir a la explosión de supernova que conduce a la formación de la EN.

En 1970 comenzaron a realizarse estudios poblacionales de LMXB y binarias de rayos X en general, cuando el satélite Uhuru llevó a cabo su famoso estudio de rayos X de todo el cielo y detectó alrededor de 400 fuentes ([Forman et al. 1978](#)), en gran parte binarias galácticas. Desde entonces, varias generaciones de observatorios de rayos X han seguido en órbita y dramáticamente ampliado nuestro conocimiento de las binarias de rayos X. Hoy en día, contamos con una muestra de 170 objetos identificados y 40 candidatos de entre los objetos no identificados, con luminosidades en rayos X que van de 10^{35} a 10^{37} erg s⁻¹ ([Sazonov et al. 2020](#)).

Los valores medidos para la tasa de transferencia de masa sugieren que hay dos regímenes evolutivos: (1) en sistemas con período orbital 0.7 horas < P_{orb} < 3.3 horas, donde la tasa de transferencia de masa es baja ($10^{-11} - 10^{-10} M_{\odot}/\text{año}$) y la evolución orbital es conducida por la radiación gravitatoria; y (2) en sistemas con 3.3 horas < P_{orb} < 1 día, donde la tasa de transferencia de masa es en general alta ($10^{-9} - 10^{-8} M_{\odot}/\text{año}$) y la evolución es conducida por algún mecanismo que produce una pérdida de momento angular de la binaria con gran eficiencia. Este mecanismo puede identificarse con el frenado magnético (FM) en el viento estelar que emana de la estrella secundaria. Los valores observados para el cambio en el período orbital, así como las correlaciones observadas entre la velocidad rotacional

y la edad y el tipo espectral, indican que el FM opera eficientemente en las estrellas con envolturas convectivas: enanas y gigantes tanto aisladas (Weber & Davis 1967) como en cualquier tipo de sistema binario (en contacto, semiseparado y separado, Huang 1966; Mestel 1975; 197 1976).

Resumidamente, el FM produce una pérdida de momento angular del sistema de la siguiente manera: el viento expulsado por la estrella frena su velocidad de rotación al mantenerse co-rotando a medida que fluye hacia afuera a lo largo de las líneas de campo magnético. De esta manera, el viento puede llevarse muy poca masa pero enormes cantidades de momento angular de la estrella. Pero en un sistema binario cercano, los torques de marea sobre esta estrella son tan eficientes que el momento angular se transfiere rápidamente de la órbita para mantener la sincronización. Debido a este drenaje continuo de momento angular orbital, las dos estrellas se ven forzadas a acercarse permitiendo mantener una alta tasa de transferencia de masa. De hecho, se cree que el FM controla la evolución de todas las binarias de baja masa con períodos orbitales < 10 días (Patterson 1984). Si el frenado de la estrella domina por sobre otros mecanismos de pérdida de momento angular, y los torques de marea siempre drenan el momento angular orbital para reponer el que pierde la estrella secundaria, entonces se supone que el cambio en el momento angular orbital es igual al cambio en el momento angular de la estrella que sufre el fenómeno de FM. También existe evidencia teórica de que el proceso de dinamo, que se cree es el responsable de la actividad magnética en estrellas de tipo tardío, opera en la interfaz entre la zona convectiva externa y el núcleo radiativo (Spruit & van Ballegooijen 1982). Por esto se supone que el viento de frenado se detiene abruptamente cuando el núcleo radiativo de la estrella desaparece. Para los períodos más cortos, se piensa que el FM cede ante los efectos de la relatividad general como el mecanismo principal que impulsa la evolución.

La ley estándar de FM que se ha utilizado para estudiar la evolución de los LMXB presenta algunas discrepancias con las observaciones. En particular, existen incompatibilidades entre la distribución de períodos orbitales y las tasas de transferencia de masa teóricas y observadas (e.g. Podsiadlowski et al. 2002, Pfahl et al. 2003, Shao & Li 2015, Pavlovskii & Ivanova 2016). Además, es muy difícil llegar a formar configuraciones compactas (con períodos orbitales de entre 9 y 2 horas) y ultracompactas (con períodos orbitales < 1 hora) (e.g. van der Sluys et al. 2005a, van der Sluys et al. 2005b, Istrate et al. 2014, Echeveste et al. 2019), mientras que las observaciones indican que la existencia de estos sistemas no debería ser contingente (Padilla et al. 2023, Brown et al. 2022, Gianninas et al. 2015)

En este trabajo doctoral, estudiaremos distintas prescripciones propuestas para modelar el fenómeno de FM. A su vez, haremos explícito el acople entre el frenado rotacional de la estrella y la pérdida de momento angular orbital resolviendo las ecuaciones de evolución de mareas.

1.3.1. Los púlsares de milisegundo

Las binarias de rayos X están íntimamente relacionadas con los púlsares de milisegundos (MSP, según sus siglas en inglés), ya que muchos de estos púlsares podrían ser el resultado de la acreción de materia en una EN dentro de un sistema binario. De hecho, según la versión 166 del *ATNF Pulsar Catalogue*, Manchester et al. (2005), hay 465 púlsares de milisegundo, y aproximadamente el 80 % de

ellos se encuentran en sistemas binarios.

Los pulsares son ENs altamente rotantes y altamente magnetizadas que emiten haces de radiación intensa en longitudes de onda correspondientes a la banda de radio. Fueron predichos teóricamente en 1933 ([Baade & Zwicky 1934](#)) y descubiertos en 1968 ([Hewish et al. 1968](#)) mediante observaciones de pulsos separados por intervalos de 1.33 segundos originarios del mismo lugar en el cielo. Desde entonces, el número de pulsares conocidos en nuestra galaxia ronda los 2800. El ejemplo más famoso es el primer radio pulsar binario descubierto, llamado pulsar de Hulse-Taylor ([Hulse & Taylor 1975](#)), con el que pudo obtenerse la primera evidencia observacional indirecta de ondas gravitatorias. Los pulsares observados tienen períodos de rotación de $0,001396 \leq P_s \leq 23,535378$ segundos y variaciones en este período de $5,83 \times 10^{-22} \leq \dot{P}_s \leq 5,49 \times 10^{-10}$, y algunos pocos tienen $\dot{P}_s < 0$. Los valores de P_s y \dot{P}_s están relacionados con la intensidad del campo magnético B y con la edad del pulsar τ_{PSR} , estimados a grandes rasgos como $B \propto \sqrt{P_s \dot{P}_s}$ y $\tau_{\text{PSR}} = P_s / 2\dot{P}_s$ ([Harding 2013](#)).

Ahora bien, MSP son una subclase de pulsares que completan una rotación en una fracción de segundo. Se piensa que se originarían en sistemas donde una EN que originalmente rota lento, acreta materia proveniente de una estrella joven y, al ganar momento angular gracias a esa acreción, se convierte en un MSP ([Bhattacharya & van den Heuvel 1991](#), [Tauris & Van Den Heuvel 2010](#)). A estos pulsares se los conoce como “reciclados” ([Papitto et al. 2013](#), [Campana & Di Salvo 2018](#), [Patruno & Watts 2021](#)). En este escenario, se origina emisión en rayos X como resultado de la conversión de la energía gravitacional de ligadura del material acretado en energía cinética. Para una EN de masa y radio típicos, la energía liberada por la materia cayendo en el pozo de potencial gravitatorio es $\sim 10^{20}$ ergios/gramo. Cada unidad de masa acretada que alcanza la superficie de la EN libera una cantidad de energía potencial gravitatoria dada por GM/R . Por lo tanto, una tasa de acreción típica de $10^{-9} M_\odot/\text{año}$ genera una luminosidad en rayos X de $\sim 10^{37}$ ergios/segundo.

Dependiendo de la naturaleza de la estrella compañera, existe la posibilidad de que los pulsares reciclados se formen en las binarias de baja masa con emisión en rayos X ([Iben et al. 1995](#)). Resumidamente, la EN se encuentra en compañía de una estrella de baja masa de secuencia principal, una enana blanca o una gigante roja, que transfiere materia al objeto compacto a través del desborde de su lóbulo de Roche (ver Sección 2.1). Luego del episodio de transferencia de masa, se espera que la estrella donante devenga en una enana blanca de carbono y oxígeno o en una enana blanca de helio (también se observan compañeras ultra-livianas, [Manchester et al. 2005](#)). Entonces, el sistema deja de observarse como una fuente de rayos X para detectarse como una binaria compuesta por un MSP y una compañera (BMSP según sus siglas en inglés) (ver Figura 1.2).

Los pulsares de milisegundo son extremadamente útiles para establecer restricciones en las ecuaciones de estado de la materia a altas densidades. Esto se debe a que, si un púlsar se encuentra en un sistema binario, es posible medir su masa mediante el estudio de su rotación durante largos períodos de tiempo. El retardo en el tiempo de llegada de los pulsos, inducido por la curvatura del espacio-tiempo en la vecindad de la estrella compañera, es lo que se conoce como *relativistic Shapiro delay* ([Shapiro 1964](#)). Este fenómeno permite inferir las masas del púlsar y de su estrella compañera de manera muy

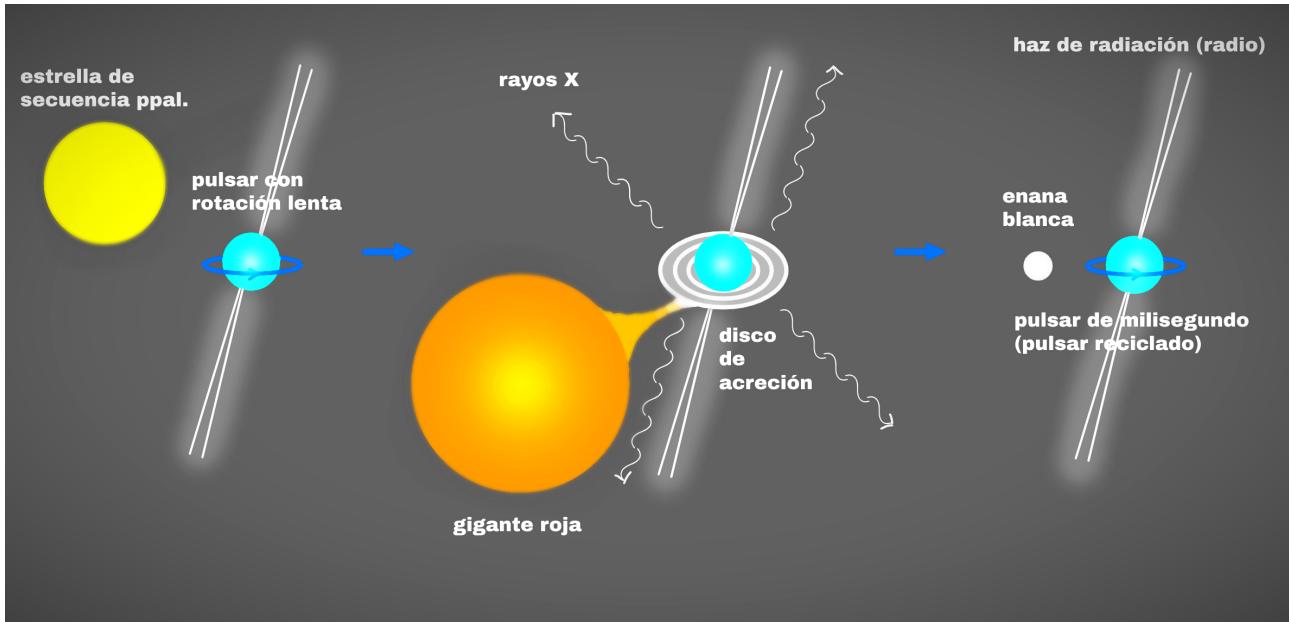


Figura 1.2: Ilustración esquemática de un sistema binario que pasa por el estado binaria de rayos X para formar un MSP.

precisa, aunque es detectable solo en un pocos sistemas debido a que se requieren observaciones muy precisas y el sistema debe estar muy inclinado (casi de canto). A pesar de que el radio de las EN no se puede determinar directamente con estos retardos, la sola existencia de púlsares con masas excediendo la masa máxima permitida por un dado modelo sirve para descartar la correspondiente ecuación de estado.

Ahora bien, como veremos en el capítulo 4, hay varios sistemas binarios que albergan púlsares de milisegundos cuyas masas están bien por encima de la masa teórica típica de las EN ($\simeq 1,4 M_{\odot}$). Sin embargo, reproducir la evolución de sistemas binarios en los que la EN crece hasta obtener una masa grande ($\simeq 2 M_{\odot}$) no es trivial. Este es otro de los temas que abordaremos en este trabajo doctoral.

1.3.2. Los BMSPs y los UCXBs

Como hemos visto, los BMSPs son sistemas binarios compuestos por una EN altamente rotante (reciclada) en compañía de una enana blanca de helio, de carbono y oxígeno o una estrella ultraliviana (con masa $< 0,08 M_{\odot}$) (ver, por ejemplo, Tauris 2011, Roberts 2013, Chen et al. 2013). De entre estas, las más comunes son las enanas blancas de helio, constituyendo un 51 % de las compañeras conocidas de 335 BMSPs según el ATNF.

En estos sistemas, las estrellas están lo suficientemente cerca como para que la pérdida de momento angular por efecto de la radiación gravitatoria pueda facilitar la ocurrencia de un nuevo episodio de transferencia de masa. Se forma así lo que se conoce como un sistema binario ultracompacto con emisión en rayos X (UCXB según sus siglas en inglés). Estudios sobre este tipo de sistemas se pueden encontrar en Webbink (1979), Nelson et al. (1986), Podsiadlowski et al. (2002), Nelemans et

al. (2010), van Haaften et al. (2012), Heinkel et al. 2013. Los UCXBs se caracterizan por tener períodos orbitales muy cortos (i.e. $\lesssim 1$ hora) y se estima que las estrellas donantes son enanas blancas, enanas semidegeneradas o estrellas de helio (Rappaport et al. 1982).

Se piensa que la caída en espiral de las estrellas que componen los BMSPs, antes y después de que estos sistemas se conviertan en UCXBs, emiten ondas gravitatorias a una frecuencia de mHz, por lo que se espera que contribuyan a la señal detectada por LISA (Laser Interferometer Space Antenna), ver por ejemplo, Nelemans et al. (2001a), Nelemans et al. (2001b), Nissanke et al. (2012), Kupfer et al. (2018), Li et al. (2020). Las observaciones de LISA en la banda de mHz representan un importante aporte a la astronomía ya que, combinadas con otro tipo de observaciones (en lo que se conoce como *multi-messenger astronomy*) y con simulaciones numéricas, pueden significar un gran avance en diversos temas relacionados con la evolución en sistemas binarios, como por ejemplo, la evolución de la envoltura común, las interacciones de marea, la transferencia de masa, la física involucrada en el proceso de acreción (e.g. Amaro-Seoane et al. 2012).

En particular, se espera que la detección precisa de una enana blanca orbitando cerca de una EN pueda proporcionar indicaciones confiables sobre la masa de la EN y limitar así su ecuación de estado (Tauris 2018). En el caso de los UCXBs, en combinación con estudios electromagnéticos, deberían contribuir a las mediciones de masas, radios y la dinámica de parámetros orbitales (Shah et al. 2013).

1.4. Estrellas rezagadas azules

Las BSS son estrellas que parecen anómalamente jóvenes en comparación con otras estrellas de su misma población. En particular, se ubican a lo largo de una extensión de la secuencia principal en el diagrama color-magnitud (CMD), una región que la mayoría de las estrellas de igual masa y edad ya ha dejado atrás en su camino evolutivo. Las BSS parecen ser más brillantes y azules que el punto de *turnoff* de la población estelar en la que se observan (ver Figuras 1.3 y 1.4). Su ubicación en el CMD de cúmulos abiertos (CA) antiguos y de cúmulos globulares (CG) sugiere que tienen masas típicas de 1,2 a $1,5 M_{\odot}$. Como estos valores son significativamente mayores que la masa de las estrellas normales en dichos sistemas, se cree que han aumentado su masa durante su evolución. En consecuencia, todos los modelos actuales para la formación de BSS se basan en la suposición de que estas estrellas han sido rejuvenecidas a través de una acumulación adicional de masa, donde dicho material proviene de una fuente externa. La diferencia entre los modelos radica en el tipo de proceso que conduce a dicha acumulación. Resumidamente, las propuestas son: (a) colisiones estelares debidas a interacciones dinámicas en sistemas estelares densos (Hills & Day 1975), (b) fusión o transferencia de masa entre dos compañeras debido a la evolución estelar binaria (McCrea 1964b), (c) fusiones/collisions inducidas a través de la evolución dinámica/estelar acoplada en sistemas triples (Perets & Fabrycky 2009).

Las fusiones ocurren cuando dos estrellas en la secuencia principal, típicamente en un sistema binario de período corto, entran en contacto y eventualmente se fusionan para formar una estrella más masiva que contiene la mayoría o toda la masa de las estrellas que se fusionaron. Por otro

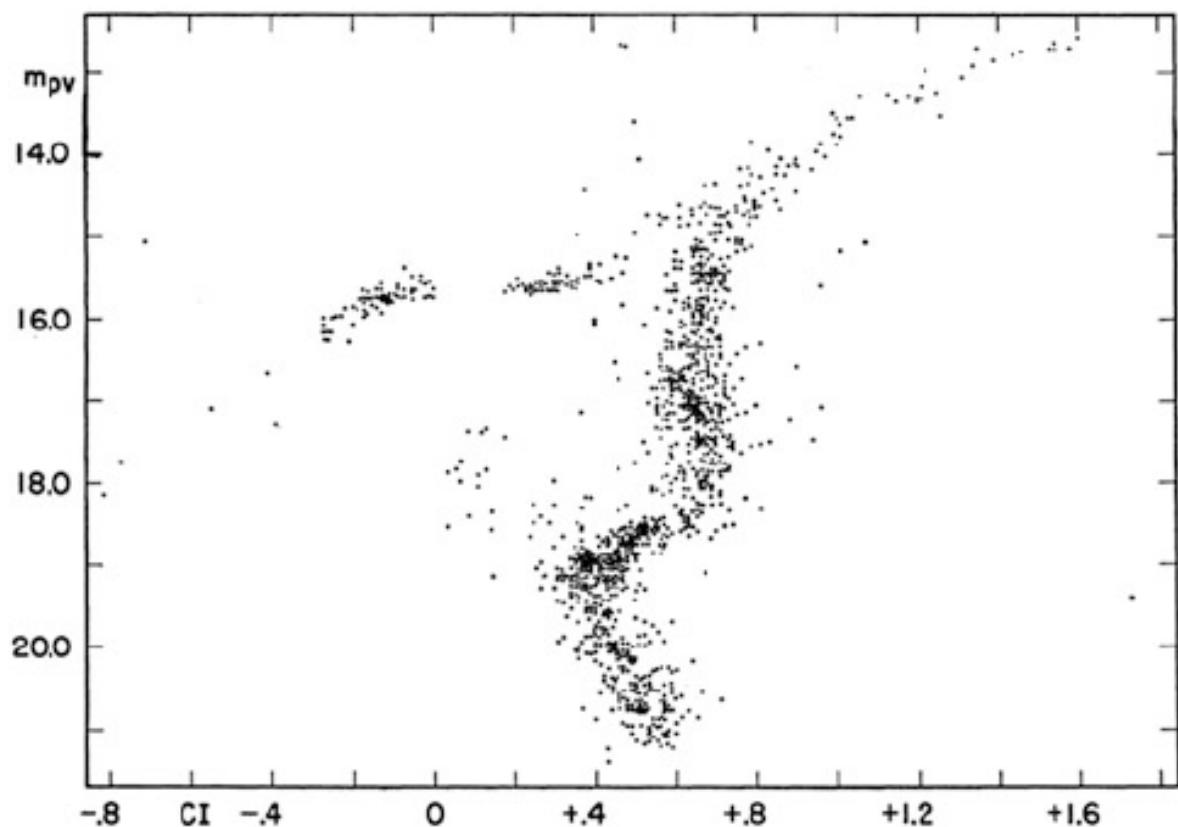


Figura 1.3: CMD del CG M3. Las BSS se encuentran por encima del punto de *turnoff*, alrededor de $m_{pv} \approx 18.0$ y $CI \approx +0.2$. Figura tomada de [Sandage \(1953\)](#).

lado, las colisiones de dos estrellas en la secuencia principal son un esquema más violento en el cual dos estrellas se fusionan a través de un encuentro dinámico rápido; esto podría ocurrir mediante la colisión de dos estrellas individuales en un cúmulo denso, o posiblemente en sistemas estelares triples e inestables, donde dos compañeras estelares colisionan. La naturaleza más violenta de estos eventos podría resultar en BSS con propiedades físicas diferentes a las generadas por procesos de fusión más suaves. Finalmente, alguna de las estrellas en un sistema binario podría perder masa a través de vientos o desborde del lóbulo de Roche, y la subsiguiente acreción de la otra estrella podría rejuvenecerla y convertirla en una BSS. Este fue uno de los primeros modelos propuestos para el origen de las BSS ([McCrea 1964a](#)). Además del surgimiento de una estrella rejuvenecida por la acreción de una fracción o la mayor parte de la envoltura de su compañera (que podría terminar como una enana blanca), un sistema binario estelar podría fusionarse, en cuyo caso el producto final incluiría la mayor parte o toda la masa de ambas estrellas.

Como hemos mencionado, las BSS existen en una amplia variedad de ambientes, desde entornos de baja densidad como el halo galáctico y el bulbo, pasando por CA, hasta CG densos. La cantidad de datos observacionales con los que contamos varía ampliamente de un entorno a otro. Los conjuntos de datos más grandes están disponibles para CG, sin embargo, los datos más detallados, incluidas las

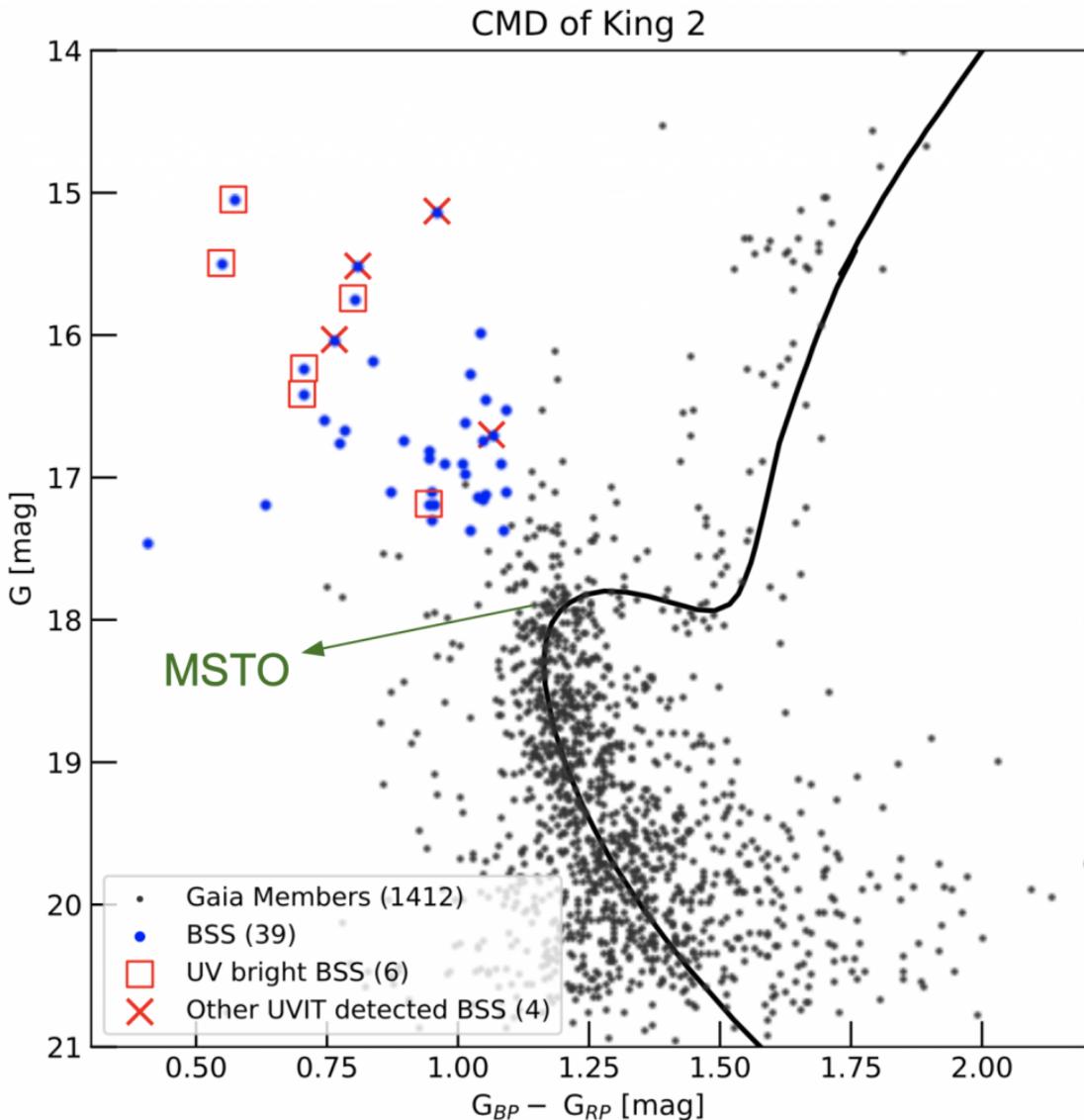


Figura 1.4: CMD del CA King 2. Las BSS son los puntos azules que se encuentran por encima del punto de *turnoff*. Figura tomada de [Jadhav et al. \(2021\)](#).

propiedades específicas de las BSS binarias, son de CA como NGC 188 y M67, aunque estos incluyen solo un pequeño número de BSS.

La frecuencia general de BSS en los cúmulos es muy baja, aunque contamos con medidas detalladas solo en los núcleos de CG y en los CA. Por lo general, los CG contienen algunas decenas, hasta cientos de BSS, en comparación con el gran número de estrellas en estos cúmulos (que es del orden de $10^5\text{--}10^6$), lo que resulta en fracciones de BSS del orden de unos pocos $10^{-5}\text{--}10^{-4}$. Las simulaciones de la formación de BSS en cúmulos (por ejemplo, [Hypki & Giersz 2013](#)) sugieren que estas fracciones nunca se vuelven más altas que esos valores, incluso en la evolución temprana de un CG. Por otro lado, se han encontrado algunas decenas de BSS en CA antiguos como M67 y NGC 188, lo que proporciona una fracción de BSS del orden de unos pocos 10^{-3} , es decir, mucho mayor que la observada en CG.

En general, parece que la frecuencia de BSS es inversamente proporcional a la densidad estelar del entorno, pudiendo ser lo suficientemente numerosas como para contribuir aproximadamente al 10 % a la luz integrada de los cúmulos estelares en longitudes de onda cortas ([Xin et al. 2011](#)).

Como se proponen varios mecanismos para su formación, el estudio de las BSS y su origen abarca una amplia gama de campos, desde la evolución estelar, las colisiones estelares, la dinámica de sistemas de pocas estrellas hasta la evolución general de cúmulos estelares. Aunque el fenómeno de las BSS existe en muchos entornos, aún no está claro si los mismos procesos desempeñan roles similares en su producción. El avance en las simulaciones de cúmulos donde se incluye tanto la dinámica como la evolución estelar, proporciona una gran cantidad de predicciones teóricas que podrían compararse con observaciones. Las comparaciones entre las simulaciones y las observaciones sugieren que los datos de las BSS en CG son consistentes con que las BSS tienen mayoritariamente un origen colisional, a partir de encuentros binario-simple y binario-binario. Sin embargo, dado el papel importante de los sistemas binarios/triples en la teoría de la formación de BSS pero la falta de información sobre la binaridad de las BSS, todavía es prematuro concluir que la formación de las BSS en CG está bien entendida. Hay muchos más datos detallados disponibles para CA, pero las simulaciones actuales muestran una falla llamativa en la reproducción de las poblaciones observadas. El origen actualmente más probable de las BSS en CA es una combinación de fusiones inducidas y transferencia de masa en sistemas triples y en sistemas binarios evolucionados. Parece claro que las colisiones desempeñan, como mucho, un papel menor en la producción de BSS en CA y BSS binarias en estos entornos. Por otro lado, las BSS de campo no pueden formarse a través de colisiones debido a que su entorno es de baja densidad estelar.

En este trabajo doctoral, estudiaremos la evolución de sistemas binarios con transferencia de masa como posible canal evolutivo para la formación de las BSS de corto período que pertenecen al CA Collinder 261. Los datos observacionales con los que trabajamos han sido publicados recientemente en el catálogo de BSS en CA galácticos que utiliza datos de Gaia DR2 ([Gaia Collaboration et al. 2018](#)).

1.5. Descripción del trabajo

A continuación, haré una breve descripción del contenido de los siguientes capítulos de esta tesis doctoral.

El Capítulo 2 da un contexto general al objeto de estudio en su forma más amplia, es decir, se basa en las generalidades de los sistemas binarios interactuantes, partiendo de los conceptos físicos más básicos necesarios para modelar estos sistemas. Con esto establecido, podremos hacer una clasificación fenomenológica donde ubicaremos a las binarias de rayos X y a las estrellas rezagadas azules.

En el Capítulo 3, se pueden encontrar los aspectos más relevantes del modelo utilizado junto a una descripción de la herramienta numérica empleada en esta tesis. Dicha herramienta es el código de evolución estelar en sistemas binarios desarrollado por el Dr. Omar G. Benvenuto y la Dra. María A. De Vito ([Benvenuto & De Vito 2003](#)). Las distintas incorporaciones que se le han hecho al código a lo largo de esta tesis se encuentran en el Capítulo 5, demarcando así lo realizado durante este doctorado.

En el Capítulo 4 se presenta el primer estudio de investigación realizado dentro del contexto de esta tesis doctoral, enfocado en el sistema binario PSR J0740+6620. Este es un sistema de corto período que alberga a la EN más masiva detectada hasta la fecha, y cuenta con datos observacionales de la estrella donante que permiten una buena caracterización de la misma. Con esto al alcance de la mano, buscamos las condiciones iniciales necesarias para encontrar un posible progenitor para PSR J0740+6620, es decir, un posible camino evolutivo que muestre que la existencia de este sistema es posible con el modelo de evolución binaria con el que contamos.

En el Capítulo 5 abordamos una de las cuestiones fundamentales en la evolución de los sistemas binarios de baja masa, a saber, la pérdida de momento angular debida al FM de la estrella donante. En primer lugar, mostramos el modelo que incorporamos en el código para explicitar el acople entre las mareas y el FM. Luego, investigamos distintas prescripciones propuestas para modelar el FM, realizando simulaciones con un amplio rango de períodos orbitales iniciales. Estudiamos cómo varía la tasa de transferencia de masa, la distribución de períodos orbitales y la capacidad de estas prescripciones de producir UCXBs y BMSP con compañeras de muy baja masa. A su vez, cotejamos nuestros resultados con aquellos que se encuentran en la literatura.

El Capítulo 6 está dedicado a la investigación en torno a las estrellas rezagadas azules. Buscamos investigar la evolución binaria como posible canal de formación para las BSS de corto período en el CA Collinder 261. Los resultados que se presentan forman parte de un proyecto en desarrollo, por lo que son resultados preliminares a partir de los cuales seguiremos trabajando.

Finalmente, en el Capítulo 7 presentamos las principales conclusiones de esta tesis doctora, junto con discusión y posibles líneas de investigación para continuar con los trabajos realizados.

Capítulo 2

Principios básicos de las binarias interactuantes

Las ideas alrededor de la evolución de los sistemas binarios con intercambio de masa han sido inspiradas en gran parte por las características, en su momento sorprendentes, de los sistemas binarios eclipsantes de tipo Algol. Estos sistemas están compuestos por una estrella de secuencia principal y una estrella subgigante (más evolucionada) menos masiva que la primera. Por supuesto que esta situación (la estrella menos masiva del par siendo la más evolucionada) se opone a la noción básica de la evolución estelar, en la que las estrellas más masivas viven menos tiempo y evolucionan más rápido, y por lo tanto, deberían encontrarse en un estadío evolutivo más avanzado que las estrellas con menor masa. A esta situación aparentemente incongruente se la conoce como “Paradoja de Algol”. [Crawford \(1955\)](#) fue el primero en darse cuenta que esta paradoja puede explicarse recurriendo a la transferencia de masa entre las componentes del sistema. Hipotetizó que las estrellas subgigantes en los sistemas de tipo Algol eran, de hecho, originalmente las más masivas del par y, en acuerdo con lo que entendemos de la evolución estelar, fueron las primeras en abandonar la secuencia principal hacia la rama de las gigantes. A esta componente del sistema la nombraremos “primaria”. La presencia de la otra estrella (la “secundaria”), en aquel momento la menos masiva del par, habría capturado las capas en expansión de la estrella subgigante previniendo que llegue al estadío de gigante. La secundaria habría retenido este material aumentando su masa a expensas de la masa de la estrella primaria. La subgigante habría transferido tanta masa como para lograr reestabilizar su estructura interior y establecerse como la estrella menos masiva del par.

El primer intento de llevar a cabo un cálculo real de la evolución de este tipo de sistemas incluyendo la transferencia de masa fue realizado por [Morton \(1960\)](#). Él demostró la conjectura de Crawford de que una vez que comienza la transferencia de masa, esta puede continuar hasta que la subgigante se convierte en la estrella menos masiva del par. No obstante, en sus cálculos, asumió que el período orbital del sistema no cambia durante la transferencia de masa. Ahora bien, esto no es correcto ya que, si se asume que la masa total del sistema se conserva (como él hizo), también se espera que el momento angular orbital se conserve. Esto implica que durante la transferencia de masa, el período y

la separación orbital cambian de una manera bien determinada.

Los primeros en calcular, de manera independiente, la evolución de las binarias interactuantes de una forma más realista fueron [Paczyński \(1966, 1967a,b,c,d,e\)](#), [Plavec \(1967\)](#) y [Kippenhahn & Weigert \(1967\)](#). Sus trabajos constituyen las bases de las subsecuentes investigaciones en el tema.

2.1. El modelo de Roche

Para poder investigar las binarias con transferencia de masa recurriremos al modelo de Roche. Como veremos a continuación, en el marco de este modelo se puede definir una superficie, llamada lóbulo de Roche, que resulta imprescindible para calcular la evolución de las binarias y también para clasificarlas.

Consideremos un sistema compuesto por dos estrellas de masas M_1 y M_2 , rotando alrededor del centro de masa en órbitas circulares. Supondremos que el campo gravitatorio generado por estas estrellas es igual al que generan dos masas puntuales de igual valor M_1 y M_2 . Asumiremos también que las estrellas co-rotan con la binaria, es decir, que el sistema se encuentra sincronizado. Bajo estas condiciones, en un sistema de referencia co-rotante con la binaria y con origen en el baricentro del sistema, el potencial (gravitatorio más centrífugo) puede escribirse como

$$\phi(\vec{r}) = -\frac{GM_1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\vec{r} - \vec{r}_2|} - (\vec{\Omega} \times \vec{r})^2, \quad (2.1)$$

donde \vec{r}_1 y \vec{r}_2 son los vectores posición de las dos estrellas, $\vec{\Omega}$ es el vector velocidad angular del sistema binario y G es la constante de gravedad universal. De acuerdo a la Tercera Ley de Kepler, Ω se puede escribir en términos de la separación entre las estrellas, a , como

$$\Omega = \left[\frac{G(M_1 + M_2)}{a^3} \right]^{1/2}. \quad (2.2)$$

Si llamamos \vec{v} a la velocidad de un elemento de fluido en el marco de referencia rotante, entonces la ecuación de movimiento de Euler para este elemento es

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\nabla \phi - \frac{1}{\rho} \nabla p - 2\vec{\Omega} \times \vec{v}, \quad (2.3)$$

donde ϕ está dado por la Ecuación 2.1, ρ es la densidad del gas y p la presión. El último término en el miembro derecho es la aceleración de Coriolis.

Si asumimos que el sistema tuvo suficiente tiempo de vida como para encontrarse sincronizado, entonces, un elemento de fluido en la estrella secundaria tendrá $\vec{v} = \vec{0}$ en la Ecuación 2.3. Esto implica que las estrellas están en equilibrio hidrostático:

$$\nabla p = -\rho \nabla \phi. \quad (2.4)$$

Así, las superficies de igual presión coinciden con las superficies equipotenciales. Entonces, en la aproximación de Roche, la forma de las componentes de la binaria estará dada por la de las superficies equipotenciales de Roche.

Trabajando en un sistema cartesiano con origen en el centro de la estrella primaria, con el eje z paralelo al eje de rotación y el eje x en la dirección que une a las dos estrellas, las superficies equipotenciales se escriben

$$\begin{aligned} -\frac{GM_1}{(x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}} - \frac{GM_2}{[(x-a)^2 + y^2 + z^2]^{1/2}} - \frac{1}{2}\Omega^2[(x-\mu a)^2 + y^2] = \\ -\frac{GM_1}{(x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}} - \frac{GM_2}{[(x-a)^2 + y^2 + z^2]^{1/2}} - \frac{1}{2}\Omega^2\left[\left(x - \frac{a}{1+q}\right)^2 + y^2\right] = cte, \end{aligned} \quad (2.5)$$

donde $\mu = M_2/(M_1 + M_2)$ y $q = M_1/M_2$. La forma de las equipotenciales está determinada por el cociente de masas q y su tamaño por la separación a . Cerca de cada estrella, el potencial está dominado por la fuerza gravitatoria de esa estrella, y entonces las superficies son casi esféricas. Mientras nos alejamos del centro estelar, el efecto de marea de la compañera (que produce una elongación sobre el eje x), y el achatamiento debido a la fuerza centrífuga, hacen que las superficies se distorsionen de manera tal que su dimensión más larga se encuentra sobre la línea que une ambos centros estelares.

Los puntos donde un elemento de masa en reposo mantiene su posición respecto a los cuerpos orbitando se llaman puntos de Lagrange. En ellos, la fuerza neta ejercida sobre una partícula de prueba co-rotando con la binaria se hace cero. Los primeros tres puntos Lagrangianos, L_1 , L_2 y L_3 , yacen en la línea que conecta M_1 y M_2 . La superficie equipotencial más importante desde el punto de vista de la evolución de sistemas binarios, es la superficie crítica con sección transversal en forma de ocho que pasa por el punto interno de Lagrange L_1 , en torno al cual hay equilibrio inestable. Los dos volúmenes en forma de gota que están encerrados en esta superficie se llaman lóbulos de Roche de la estrella respectiva. Dentro de estos volúmenes, la materia está ligada a la respectiva estrella. A través del punto L_1 puede ocurrir flujo de masa de una estrella a la otra en lo que llamaremos desborde del lóbulo de Roche (RLOF según sus siglas en inglés). El RLOF ocurre cuando el radio de una de las estrellas (que llamaremos donante) se aproxima al radio del lóbulo de Roche, R_L , definido como el radio de una esfera de igual volumen que el lóbulo de Roche, i.e., $V_L = 4\pi R_L^3/3$. Este concepto nos sirve para clasificar a las binarias de la siguiente manera:

- Binarias separadas: ambas componentes están dentro de sus lóbulos de Roche.
- Binarias semiseparadas: solo una de las componentes llena su lóbulo de Roche.
- Binarias de contacto: ambas componentes llenan su lóbulo de Roche.
- Binarias con envoltura común: si la transferencia de masa es dinámicamente inestable, la estrella que recibe el material (que llamaremos acretante) es incapaz de recibir todo el material y se forma entonces una envoltura común

Los últimos tres casos se engloban en la familia llamada binarias interactuantes: son binarias cuyas componentes están lo suficientemente cerca como para que al menos una de ellas experimente RLOF y transfiera masa a la otra componente (Paczynski 1971). Una ilustración de las superficies equipotenciales en el plano orbital ($z = 0$) junto con la clasificación recién mencionada puede verse en la Figura 2.1

Ahora bien, si consideramos la tercera ley de Kepler

$$\left(\frac{2\pi}{P}\right)^2 a^3 = G(M_1 + M_2), \quad (2.6)$$

donde P es el período orbital, podemos expresar el momento angular orbital del sistema J como

$$J^2 = \frac{G^2(M_1 M_2)^3}{2\pi(M_1 + M_2)} P \quad (2.7)$$

Si tomamos la derivada logarítmica respecto al tiempo en esta ecuación, podemos encontrar la relación entre la variación temporal del semieje \dot{a} , del momento angular orbital del sistema \dot{J} , y de las masas \dot{M}_1 y \dot{M}_2 :

$$2\frac{\dot{J}}{J} = \frac{\dot{a}}{a} + 2\frac{\dot{M}_1}{M_1} + 2\frac{\dot{M}_2}{M_2} - \frac{\dot{M}_1 + \dot{M}_2}{M_1 + M_2} \quad (2.8)$$

Notemos que el semieje orbital y , por lo tanto, el radio del lóbulo de Roche, dependen de la variación en las masas de ambas estrellas y de la variación del momento angular orbital del sistema. El momento angular del sistema puede variar debido a distintos fenómenos, siendo el frenado magnético, la radiación gravitatoria y la pérdida de masa los principales mecanismos actuando en las binarias que estudiaremos en esta tesis.

2.2. Transferencia de masa

Como hemos visto, la transferencia de masa ocurre en sistemas cuyas componentes están lo suficientemente cerca como para que al menos una de ellas desborde su lóbulo de Roche. Dependiendo de las características del sistema, esto es, de la configuración espacial y de la naturaleza de las estrellas que lo componen, habrá distintos tipos de transferencia de masa y distinta fenomenología asociada a ella. A continuación repasaremos los aspectos básicos concernientes a este importante fenómeno.

2.2.1. Escalas de tiempo

Existen tres escalas de tiempo asociadas a la evolución estelar que son importantes a la hora de estudiar la evolución de los sistemas binarios con transferencia de masa:

- Escala de tiempo dinámica: es la escala de tiempo en la que una estrella logra contrarrestar una perturbación de su equilibrio hidrostático. Está dada por el cociente entre el radio de la estrella

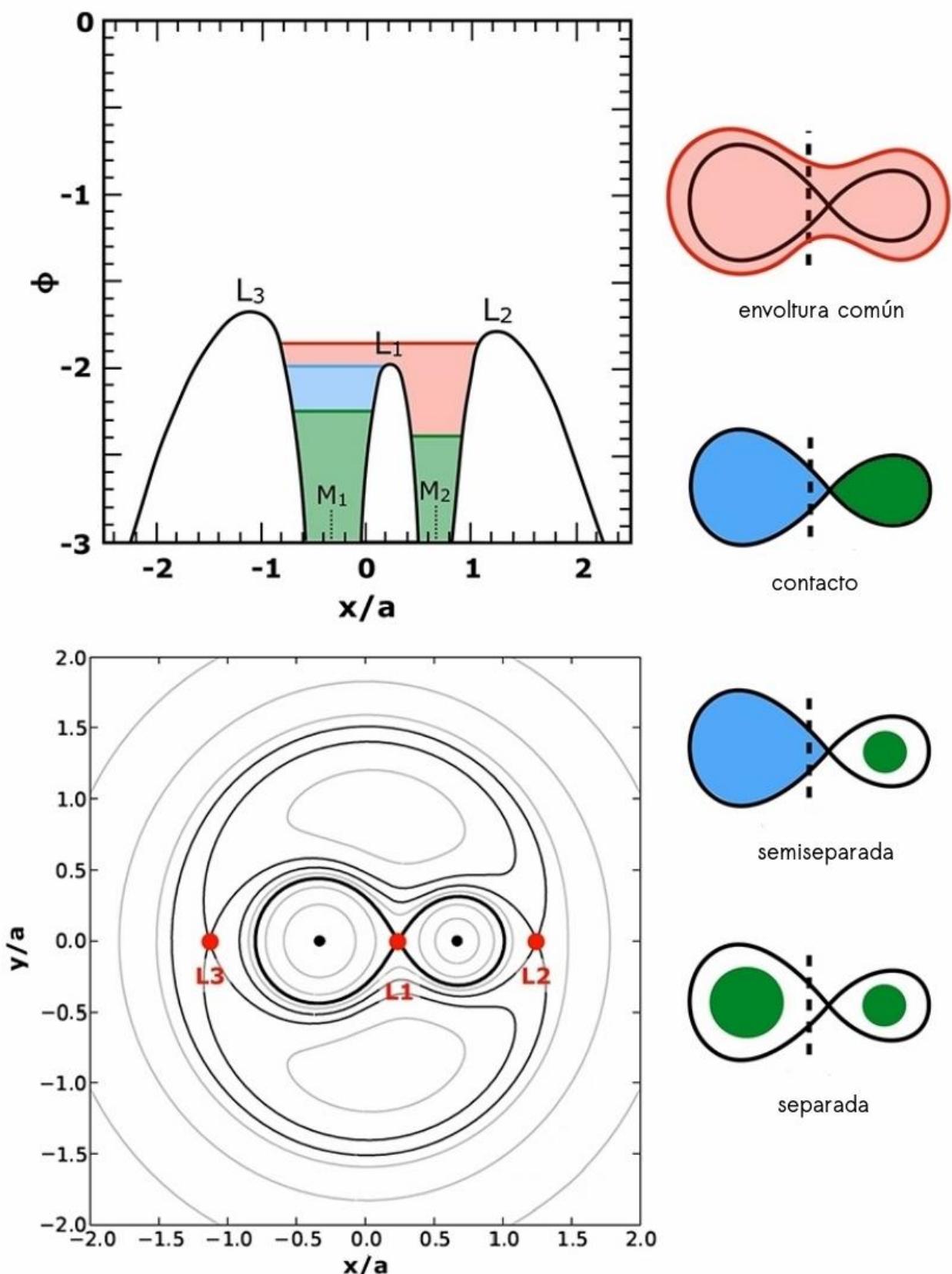


Figura 2.1: Arriba, izquierda: potencial de Roche sobre la línea que conecta ambas estrellas. El potencial ϕ está en unidades de $G(M_1 + M_2)/a$. Derecha: clasificación de las binarias según el modelo de Roche. Abajo, izquierdo: líneas equipotenciales en el plano $x - y$. Los primeros tres puntos Lagrangianos (donde $\nabla\phi = 0$) están resaltados en rojo. Adaptación de Lamers & Levesque (2017).

R y la velocidad del sonido promedio en el material estelar:

$$\tau_{din} = \frac{R}{c_s} \approx 0,04 \left(\frac{M_\odot}{M} \right)^{1/2} \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^{3/2} \text{ días}$$

- Escala de tiempo térmica o de Kelvin-Helmholtz: es la escala de tiempo en la que una estrella reacciona cuando se pierde el equilibrio entre la pérdida y la producción de energía. Está dada por el cociente entre el contenido de energía térmica de la estrella, E_t , y la luminosidad L :

$$\tau_{KH} = \frac{E_t}{L} \approx \frac{GM^2}{2RL} \approx 1,5 \times 10^7 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^2 \frac{R_\odot}{R} \frac{L_\odot}{L} \text{ años}$$

- Escala de tiempo nuclear: es la escala de tiempo en la que una estrella usa su combustible nuclear. Está dada por el producto entre la materia fusible disponible, M_c , y la energía de fusión por unidad de masa, Q , dividido por la luminosidad estelar. Para la fusión de hidrógeno, con $Q = 0,007c^2$, esto es:

$$\tau_{nuc} = 0,007 \frac{M_c c^2}{L} \approx 10^{10} \frac{M}{M_\odot} \frac{L_\odot}{L} \text{ años}$$

Como puede verse, $\tau_{din} \ll \tau_{KH} \ll \tau_{nuc}$.

2.2.2. Estabilidad en la transferencia de masa

La transferencia de masa puede desencadenarse tanto por la evolución de la estrella que al expandirse logra llenar su lóbulo de Roche, o por la contracción de este al achicarse la órbita luego de que el sistema pierde momento angular. A partir de ese momento, la evolución del sistema y las tasas de transferencia de masa dependen de la relación entre los siguientes parámetros (e.g. Webbink 1985, Soberman et al. 1997, Tout et al. 1997):

- la derivada logarítmica del radio del lóbulo de Roche con respecto a la masa de la estrella donante,

$$\zeta_L = \left(\frac{\partial \ln R_{L,d}}{\partial \ln M_d} \right) \quad (2.9)$$

- la derivada logarítmica del radio de la estrella en equilibrio térmico, con un perfil de composición química fijo, con respecto a su masa,

$$\zeta_{th} = \left(\frac{\partial \ln R_d}{\partial \ln M_d} \right)_{th} \quad (2.10)$$

- la derivada logarítmica del radio de la estrella con respecto a su masa, para un perfil de composición química y entropía específica fijas,

$$\zeta_{ad} = \left(\frac{\partial \ln R_d}{\partial \ln M_d} \right)_{ad} \quad (2.11)$$

Como la escala de tiempo térmica es mucho mayor que la dinámica (ver Sección 2.2.1), siempre $\zeta_{\text{th}} < \zeta_{\text{ad}}$.

Con estas definiciones podemos distinguir tres posibles escenarios:

a) Si $\zeta_L > (\zeta_{\text{th}}, \zeta_{\text{ad}})$, la estrella no puede mantener el equilibrio hidrostático y la transferencia de masa ocurre de manera inestable en una escala de tiempo dinámica. En este caso, la respuesta adiabática de la estrella no puede mantenerla dentro de su lóbulo de Roche, y se produce un gran incremento en la tasa de transferencia de masa que podría llevar al sistema a un proceso de envoltura común.

b) Si $\zeta_{\text{th}} < \zeta_L < \zeta_{\text{ad}}$, la transferencia de masa es estable y auto-regulada, i.e., conducida por el reajuste térmico de la estrella donante.

c) Si $\zeta_L < (\zeta_{\text{th}}, \zeta_{\text{ad}})$, la transferencia de masa no se auto regula, es decir, no ocurre en virtud de la imposibilidad de la estrella de permanecer en equilibrio (dinámico o térmico) dentro de su lóbulo. Por el contrario, ocurre solo en virtud de la expansión de la estrella al evolucionar en el tiempo, o de las pérdidas de momento angular orbitales que hacen que el lóbulo de Roche se posicione dentro de la estrella. En este caso, la transferencia de masa procede en una escala de tiempo nuclear u orbital, cualquiera sea la más corta.

Veamos estos tres escenarios de manera más detallada:

Transferencia de masa dinámica

Al perder masa, la estrella restaurará su equilibrio hidrostático muy rápidamente, en una escala de tiempo dinámica, que es solo del orden de horas a días. Después de la respuesta adiabática al cambio en su presión de equilibrio, el radio de una estrella con envoltura radiativa (e.g., estrellas en la secuencia principal superior) siempre es menor que su valor antes de la pérdida de masa. Para estrellas con envolturas convectivas (e. g., secuencia principal inferior), sin embargo, el nuevo radio puede ser mayor que el original. El valor de ζ_{ad} depende de la existencia y profundidad de una zona convectiva externa. La física es la siguiente: una estrella con una envoltura radiativa tiene un gradiente de entropía positivo cerca de su superficie. La densidad del material de la envoltura, medido a presión constante, disminuye a medida que nos movemos hacia afuera en la envoltura. Así, tras la pérdida de una porción exterior de masa en la envoltura, el material subyacente se expande, sin llenar del todo la región del cual se extrajo el material. Entonces la estrella se contrae en su escala de tiempo dinámica, en respuesta a la pérdida de masa. En cambio, una estrella con una envoltura convectiva tiene un perfil de entropía casi constante, por lo que el análisis anterior no se aplica. La respuesta adiabática de una estrella con envoltura convectiva está determinada por las relaciones entre masa, radio, densidad y presión del material isoentrópico. Para los casos más interesantes, la estrella se expande en respuesta a la pérdida de masa.

Dados los argumentos físicos anteriores, la estabilidad en la transferencia de masa ocurre en los siguientes casos. Si una estrella convectiva pierde masa por RLOF, se expande con posible inestabilidad si el lóbulo de Roche no se expande lo suficientemente rápido. Si una estrella radiativa que llena su

lóbulo de Roche pierde masa, se encogerá dentro de su lóbulo y la transferencia de masa será estable. Entonces, en estrellas con envolturas radiativas en equilibrio térmico, ζ_{ad} puede ser muy grande y por lo tanto estas estrellas no sufren transferencia de masa dinámica. En cambio, las estrellas que tienen una envoltura convectiva profunda y las estrellas degeneradas tienen valores pequeños o negativos de ζ_{ad} , por lo que tienden a ser inestables frente a pérdidas de masa dinámica a menos que sean menos masivas que su compañera acretante (lo que hace que ζ_L sea aún más negativo que ζ_{ad}). Por lo tanto, la transferencia de masa dinámica ocurre si la estrella donante está i) sobre o cerca de la rama de las gigantes, ii) en la secuencia principal baja, iii) si está degenerada.

Transferencia de masa térmica

Consideremos estrellas que después de haber transferido una pequeña cantidad de masa y haber restaurado su equilibrio hidrostático (en una escala de tiempo dinámica) se encuentran dentro de su (nuevo) lóbulo de Roche. Debido a la pérdida de masa, su equilibrio térmico se perturba y lo primero que hará la estrella es restaurarlo. La escala de tiempo requerida para restaurar el equilibrio térmico será del orden de la escala de tiempo térmica de la envoltura estelar, que es mucho más larga que la escala de tiempo dinámica (ver Sección 2.2.1). El nuevo radio de equilibrio térmico será menor o mayor que el original dependiendo del estado evolutivo de la estrella al inicio de la transferencia de masa: para estrellas de secuencia principal en etapas no demasiado avanzadas de la quema de hidrógeno en el núcleo, el radio de equilibrio térmico disminuye con la pérdida de masa. Para estrellas en fases avanzadas de combustión de hidrógeno en el núcleo y más allá, el radio de equilibrio térmico aumenta cuando la estrella pierde masa.

La transferencia de masa térmica ocurre entre estrellas no degeneradas que se encuentran a la izquierda de la rama de las gigantes en el diagrama HR si son inestables frente a intercambio de masa rápido. Mientras que las estrellas evolucionan, ζ_{th} decrece lentamente, acercándose a cero y hasta volviéndose negativo al acercarse la estrella a la base de la rama de las gigantes. Así, para una dada masa y cociente de masa, las binarias de período largo son más susceptibles a inestabilidades que las de período corto. A menos que el cociente de masa sea cercano a uno, las condiciones para la pérdida de masa en escala térmica serán satisfechas en el caso usual en que la estrella más masiva es la primera en llenar su lóbulo de Roche (siempre que no sufra inestabilidades dinámicas).

Transferencia de masa nuclear u orbital

Aquí, la transferencia de masa está conducida por procesos evolutivos. El radio de la estrella donante iguala el radio del lóbulo, como en el caso de la transferencia de masa térmica, pero en este caso la estrella permanece en equilibrio térmico (aunque hay excepciones si la estrella o la órbita evolucionan muy rápido). Las condiciones para la transferencia de masa en escala nuclear se consiguen al comienzo del primer episodio de transferencia de masa solo si el cociente de masas es cercano a uno. También ocurren frecuentemente después de un primer episodio de transferencia de masa cuando la estrella donante tiene una masa menor que la acretante, y su lóbulo de Roche detiene su contracción

(ζ_L se vuelve chico o negativo). Como la transferencia de masa en escala de tiempo evolutiva es más prolongada que en los otros casos, es la que más se observa.

2.2.3. Clasificación de la transferencia de masa

En el panel a) de la Figura 2.2 pueden verse los caminos evolutivos en el diagrama HR de estrellas con masas entre $1,0$ y $25 M_\odot$, junto a líneas de radio constante. En los paneles b), c) y d) de la misma figura, se muestra la variación del radio estelar con el tiempo para tres masas (que representan estrellas de baja masa, estrellas de masa intermedia y estrellas masivas, respectivamente). Durante la fase de secuencia principal, todas las estrellas muestran un ligero aumento en el radio. Posteriormente, durante el ascenso por la rama de las gigantes, las estrellas de baja masa experimentan una gran expansión que ocurre relativamente lento, en la escala de tiempo nuclear de la quema de hidrógeno en capa. Desarrollan entonces núcleos de helio degenerados que crecen en masa hasta que ocurre el *flash* de helio. En contraste, las estrellas de masa intermedia se expanden mucho más rápidamente, en una escala de tiempo térmica, al cruzar la brecha de Hertzsprung, antes de que enciendan el helio de manera no degenerada. Durante la quema de helio, las estrellas de masa baja e intermedia describen un bucle en el diagrama HR, y su radio permanece más pequeño que en la punta de la rama gigante. Después del agotamiento del helio en el centro, el radio aumenta nuevamente en la rama asintótica de las gigantes, donde estas estrellas desarrollan núcleos de carbono y oxígeno degenerados. Las estrellas masivas se expanden más fuertemente al cruzar la brecha de Hertzsprung y, al menos hasta alrededor de $25 M_\odot$, queman helio como supergigantes rojas mientras su radio sigue expandiéndose ligeramente.

La variación del radio estelar con el tiempo, que hemos comentado brevemente en el párrafo anterior, sirve como base para distinguir tres casos de transferencia de masa (Kippenhahn & Weigert 1967). Entonces, se define la siguiente clasificación para la transferencia de masa según el estadío evolutivo en el que se encuentra la estrella donante al momento de llenar su lóbulo de Roche:

- Caso A: la estrella llena por primera vez su lóbulo de Roche cuando se encuentra en su etapa de expansión en la secuencia principal.
- Caso B: la estrella llena por primera vez su lóbulo de Roche durante la expansión que ocurre después de haberse agotado el hidrógeno central y antes de encender el helio en el núcleo (durante la quema de hidrógeno en capa).
- Caso C: la estrella llena por primera vez su lóbulo de Roche durante la expansión que ocurre después de haberse agotado el helio central (durante la quema de helio en capa o incluso después).

Estos casos se representan en los paneles b), c) y d) junto con la evolución temporal del radio. Cuál de los tres casos se aplica depende del tamaño del lóbulo de Roche, que a su vez depende de la separación entre las dos estrellas y (en menor medida) de la relación de masas entre la estrella donante y la acretora. Es importante notar que estos casos por sí solos no implican estabilidad o inestabilidad

en la transferencia de masa, sino que lo que divide aguas en este aspecto es la relación entre las respuestas del radio estelar y del radio del lóbulo de Roche a la pérdida de masa (ver Sección 2.2.2).

La distinción entre los casos A, B y C contiene información sobre el estado evolutivo del remanente de la estrella donante después de la transferencia de masa. Además, hay otras características importantes a la hora de predecir las propiedades de dicho remanente: la estructura de la envoltura de la estrella donante, el cociente de masas del sistema, y el tipo de acretor. Todas estas influyen además en la estabilidad en la transferencia de masa.

2.3. Sistemas binarios semiseparados

Ahora que hemos repasado los aspectos físicos teóricos más básicos, necesarios para dibujar un escenario general de la evolución de las binarias interactuantes, enfoquémonos en la fenomenología asociada a estos objetos.

Los sistemas binarios semiseparados se encuentran en la naturaleza bajo una gran variedad de formas, asociándoseles diferente fenomenología según qué tipo de objeto es el que se encuentra separado de su lóbulo de Roche, y que actuará eventualmente como acretante.

- **Componente separada: estrella normal** → *binarias de tipo Algol, estrellas rezagadas azules.*
- **Componente separada: enana blanca** → *variables cataclísmicas.*
- **Componente separada: EN o agujero negro** → *fuentes binarias de rayos X, pulsares de milisecondo*

2.3.1. Binarias de tipo Algol y estrellas rezagadas azules

Como ya mencionamos a principios de este capítulo, en los sistemas binarios de tipo Algol la estrella originariamente más masiva del par transfiere masa a su compañera. Este proceso ocurre a través del RLOF, en el momento en que la estrella primaria agota el hidrógeno en su núcleo y se expande hasta volverse una subgigante. Si no se pierde masa ni momento angular del sistema, el tamaño de la órbita disminuye a medida que ocurre la transferencia de masa, provocando que el tamaño del lóbulo de Roche de la estrella donante disminuya también (Ecuación 3.22). Esto hace que el material se comprima y sea empujado hacia afuera. La transferencia de masa hace que el lóbulo se contraiga aún más, produciéndose así una tasa máxima de transferencia de masa, limitada solo por la capacidad de la estrella de reajustar su estructura al cambio de masa abrupto. Esta etapa rápida en la transferencia finaliza cuando la donante se vuelve apreciablemente menos masiva que su compañera. Luego, aumenta la separación orbital y comienza una etapa de transferencia de masa lenta, en la que la tasa es regulada por la expansión evolutiva de la subgigante debida a cambios en su interior. Esta etapa lenta, donde se transfiere masa desde la estrella más evolucionada (subgigante) y menos masiva

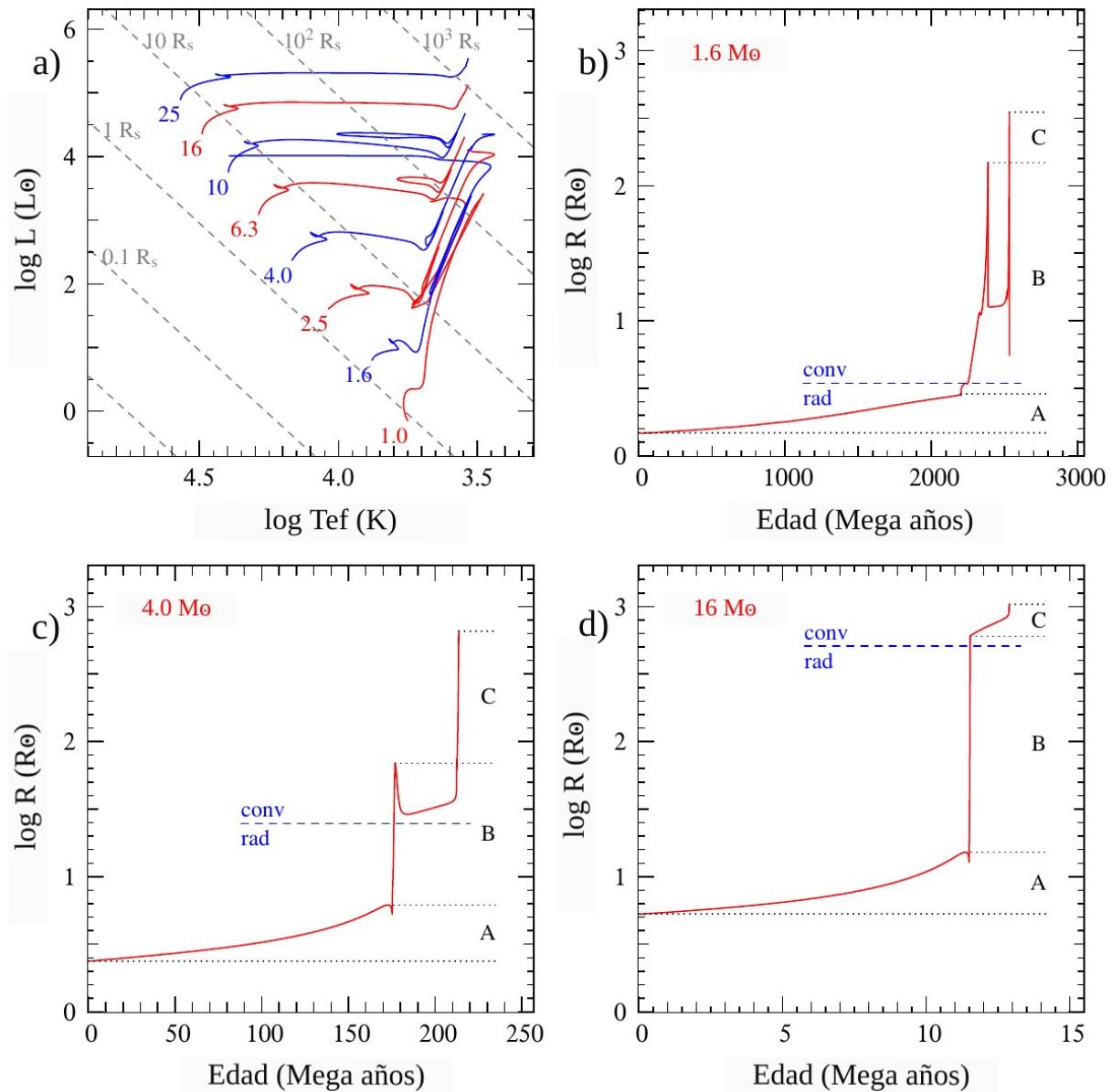


Figura 2.2: (a) Evolución en el diagrama HR de estrellas aisladas con masas entre 1 y $25 M_\odot$, junto con líneas de radio constante (en radios solares, líneas discontinuas). Los otros paneles muestran la variación de los radios de las estrellas de (b) $1.6 M_\odot$, (c) $4 M_\odot$ y (d) $16 M_\odot$ entre la Secuencia Principal de Edad Cero (ZAMS según sus siglas en inglés) y el final de la AGB (1.6 y $4 M_\odot$) o quema de carbón ($16 M_\odot$). Las líneas punteadas indican los radios en el ZAMS, el final del Secuencia Principal, el encendido de He y el radio máximo. La línea azul discontinua muestra el radio en el que las estrellas desarrollan una envoltura convectiva profunda en la rama de las gigantes. Esta figura ha sido adaptada de https://www.astro.ru.nl/onnop/education/binaries_utrecht_notes/

hacia la compañera menos evolucionada (ahora la más masiva del par) es identificada con las Algol (Figura 2.3).

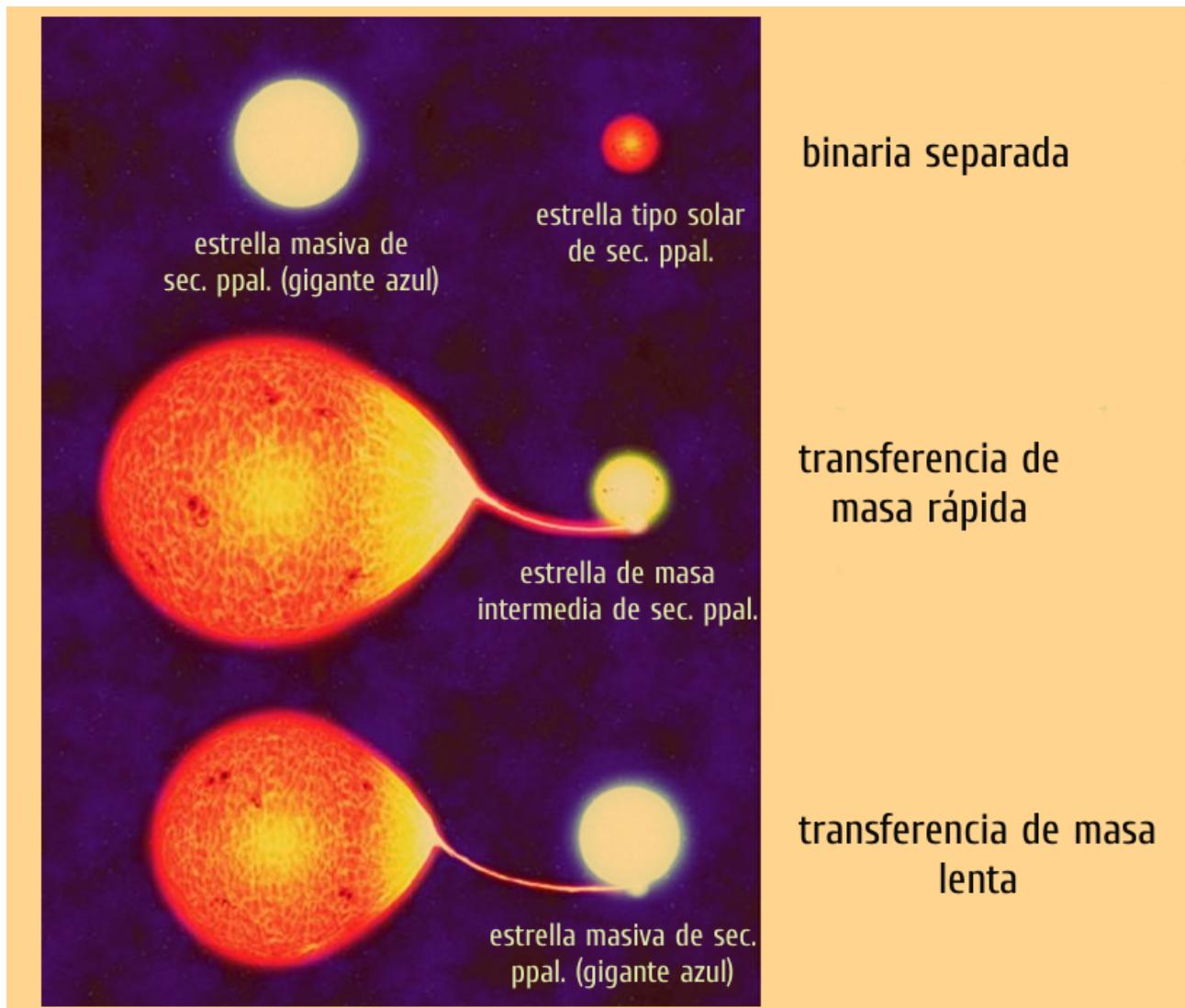


Figura 2.3: Evolución esquemática de un sistema binario hasta que se convierte en una binaria de tipo Algol.

Un escenario similar se emplea para explicar la existencia de las BSS. Se propone que las BSS representan la compañera no evolucionada de un sistema binario interactuante que ha recibido masa. Este escenario explicaría por qué en los cúmulos estelares algunas estrellas de secuencia son más masivas que otras que ya han comenzado a evolucionar saliendo de la secuencia principal.

La evolución binaria como mecanismo de formación de las BSS

La posible conexión entre las BSS y los sistemas de tipo Algol fue discutida en uno de los primeros coloquios de la IAU, *Star Clusters and Stellar Evolution*, en 1962 (Eggen & Sandage 1964). Luego, McCrea presentó el trabajo seminal sobre el origen de las BSS en los sistemas con intercambio de

masa de tipo Algol ([McCrea 1964b](#)), y [Smak \(1966\)](#) lo siguió con un desarrollo similar. Más tarde, se encontraron variables Algol entre las BSS de cúmulos estelares. Por ejemplo, [Niss et al. \(1978\)](#) descubrieron la variable eclipsante NJL 5 en Omega Centauri y [Margon & Cannon \(1989\)](#) mostraron que se trataba de un miembro del cúmulo mediante la medición de su velocidad radial, confirmando así la existencia de la primera BSS perteneciente a un sistema binario en un CG.

La formación de las BSS a través de la evolución en sistemas binarios puede suceder de dos formas: (a) en binarias donde el semieje orbital es del orden del tamaño de las estrellas en la secuencia principal, las dos estrellas se aproximan hasta fusionarse gracias a la pérdida de momento angular por vientos estelares ([Vilhu 1982](#)), o (b) en binarias más abiertas, cuando la estrella inicialmente más masiva (la primaria) llena su lóbulo de Roche al moverse hacia la rama de las gigantes, y el material en su superficie es transferido a su compañera (la secundaria) ([McCrea 1964b](#)). Ambos procesos producirían estrellas más masivas que el punto de *turnoff* del cúmulo donde se encuentran: en el primer caso la masa total de ambas estrellas excede la del *turnoff*, y en el segundo caso la masa transferida a la estrella que la acreta aumenta su masa por encima de la del *turnoff*.

Veamos más detalladamente el segundo caso, que es el que trataremos en esta tesis doctoral. La transferencia de masa puede ser estable si no crece muy rápidamente, y el sistema evoluciona de manera sostenida mientras la estrella primaria evoluciona hacia la rama de las gigantes. De lo contrario, la transferencia de masa puede ser inestable: la tasa de transferencia crece hasta el punto en que una gran fracción de la envoltura de la estrella primaria rodea a la estrella secundaria formando un sistema con envoltura común (ver Sección 2.1). En este caso, los núcleos de ambas estrellas orbitan dentro de dicha envoltura gaseosa, acercándose mientras liberan energía y momento angular en la envoltura, que será eventualmente eyectada. Que la transferencia de masa sea estable o inestable depende de la respuesta de la estrella donante a la pérdida de masa en relación al cambio en el radio del lóbulo de Roche mientras se produce el intercambio de material (ver Sección 2.2.2). La transferencia será inestable si el cociente entre el radio de la donante y el radio del lóbulo de Roche crece, es decir, cuando la estrella desborde su lóbulo cada vez más. Ahora bien, si la transferencia de masa es conservativa (no se pierde material en el proceso), entonces la separación entre las estrellas crece si la donante es menos masiva que la acretante, y decrece en el caso inverso. En el caso de las binarias que evolucionan a BSS, la estrella donante es la estrella primaria, es decir, la más masiva del par. Se puede ver entonces que estos sistemas son inestables, porque el RLOF es cada vez mayor, al decrecer el tamaño del lóbulo de Roche mientras el semieje orbital disminuye. Sin embargo, en sistemas donde el cociente de masas es cercano a 1, puede darse que la fase inicial de la transferencia de masa haga que la donante se transforme en la estrella menos masiva antes de que la transferencia de masa se vuelva demasiado alta. Seguiría una fase de transferencia de masa estable en la que la envoltura de la primaria es lentamente transferida a la secundaria en una escala de tiempo evolutiva (ver Sección 2.2.1 y 2.2.2), mientras la separación orbital crece. Dado que la transferencia de masa ocurre en la rama de las gigantes, se esperaría que, luego de la etapa de transferencia de masa, la binaria esté compuesta por la estrella secundaria rejuvenecida (y ahora la más masiva del par) en compañía de algún tipo de enana blanca (lo que fue el núcleo de la

estrella donante).

En esta tesis exploraremos distintos casos, variando tanto el cociente de masas y la separación orbital inicial, como la eficiencia en la transferencia de masa. Estudiaremos entonces el caso en que la masa total y el momento angular del sistema no se conservan.

2.3.2. Binarias de rayos X y pulsares de milisegundos

La primera estrella que evoluciona en los sistemas de tipo Algol puede transformarse en una enana blanca, una EN o un agujero negro. Si el sistema sobrevive a este proceso, la otra estrella, ahora la única “normal”, puede evolucionar hasta llenar su lóbulo de Roche, iniciando la transferencia de masa en sentido opuesto al del comienzo. Estos son los sistemas que detallaremos a continuación.

Como el material transferido lleva una cantidad importante de momento angular, no es acretado inmediatamente por el objeto compacto, sino que forma un anillo circundante. Se cree, siguiendo la sugerencia de [Prendergast & Burbidge \(1968\)](#), que estos anillos irán creciendo y ensanchándose gracias la viscosidad del material, hasta formar un disco rotante que se asentará gradualmente sobre el objeto compacto. A estos discos se los conoce como *discos de acreción*. Como el material acretado sigue una trayectoria espiral, libera su energía gravitacional calentando el disco hasta temperaturas de 3000 - 100000 K, y haciendo que su luminosidad llegue a $10^{35} - 10^{38}$ erg/segundo. En la mayoría de los casos, esta luminosidad excede la de las dos estrellas, por lo que el espectro visible está dominado por la emisión continua del disco, que corresponde al rango del azul. En las investigaciones desarrolladas en el marco de esta tesis no se ha modelado el disco de acreción.

Como hemos visto, las binarias con emisión en rayos X y los MSP están fuertemente relacionados. En lo que sigue, detallaremos un camino evolutivo propuesto para el sistema PSR B1855+09 a modo de ejemplo ([Tauris & van den Heuvel 2006](#)).

PSR B1855+09 está compuesto por una enana blanca de $0,258 M_{\odot}$ con una temperatura efectiva de $T_{\text{eff}} = 4800 \pm 800$ K y un MSP de $1,5 M_{\odot}$ en una órbita circular de 12.3 días ([Segelstein et al. 1986](#), [van Kerkwijk et al. 2000](#)). El modelo comienza a edad cero con una estrella de alta masa ($15 M_{\odot}$) y una estrella de baja masa ($1,6 M_{\odot}$) en un sistema binario de órbita ancha (Figura 2.4). La estrella más masiva evoluciona primero, creciendo más allá del tamaño de su lóbulo de Roche e iniciando un proceso de transferencia de masa no conservativo (i.e., se pierde algo de materia del sistema) hacia la otra estrella. Dependiendo de la estabilidad en la transferencia de masa, puede ocurrir una fase de envoltura común, en el que ambas estrellas orbitan dentro de una única envoltura gaseosa ([Ivanova et al. 2013](#)). Luego de que termina la transferencia de masa y la envoltura es eyectada, la estrella inicialmente más masiva es ahora una estrella de helio (ha perdido su envoltura rica en hidrógeno), i.e. una estrella de clase espectral O o B con líneas de helio marcadas. En el modelo, esta estrella explota como supernova, deviniendo en una EN joven de $1,3 M_{\odot}$. A esta altura, el sistema tiene solo el 17% de su masa inicial. Los siguientes modelos corresponden a la evolución de la estrella inicialmente menos masiva y ocupan el 99% del tiempo total de la evolución del sistema. La EN acreta materia proveniente de su compañera que es ahora una estrella gigante, conformando un LMXB. El estado

final del sistema es un MSP junto a una enana blanca de baja masa en un sistema de 12 días de período orbital.

La evolución de este tipo de sistemas ha sido estudiada en numerosos trabajos (e.g. [Pylyser & Savonije 1988, 1989](#); [Ergma et al. 1998](#); [Tauris & Savonije 1999](#); [Podsiadlowski et al. 2002](#); [Shao & Li 2012, 2015](#); [Lin et al. 2011](#); [Istrate et al. 2014](#)). Una revisión detallada se puede encontrar en [Verbunt \(1993\)](#), [Tauris & Van Den Heuvel \(2010\)](#).

En esta tesis doctoral estudiaremos el camino evolutivo de las binarias desde la etapa de pre-LMXB, a LMXB, hasta MSP. Nos enfocaremos en estrellas donantes que tienen aproximadamente la masa del Sol, pero cabe destacar que también existen los sistemas binarios de masa intermedia (con estrellas donantes con $1,25 \lesssim M_2 \lesssim 10 M_{\odot}$) y alta (con estrellas donantes con $M_2 \gtrsim 10 M_{\odot}$). Además, el objeto compacto que actúa como acretante puede ser una EN o un agujero negro. En esta tesis modelaremos sistemas cuyo acretor es una EN.

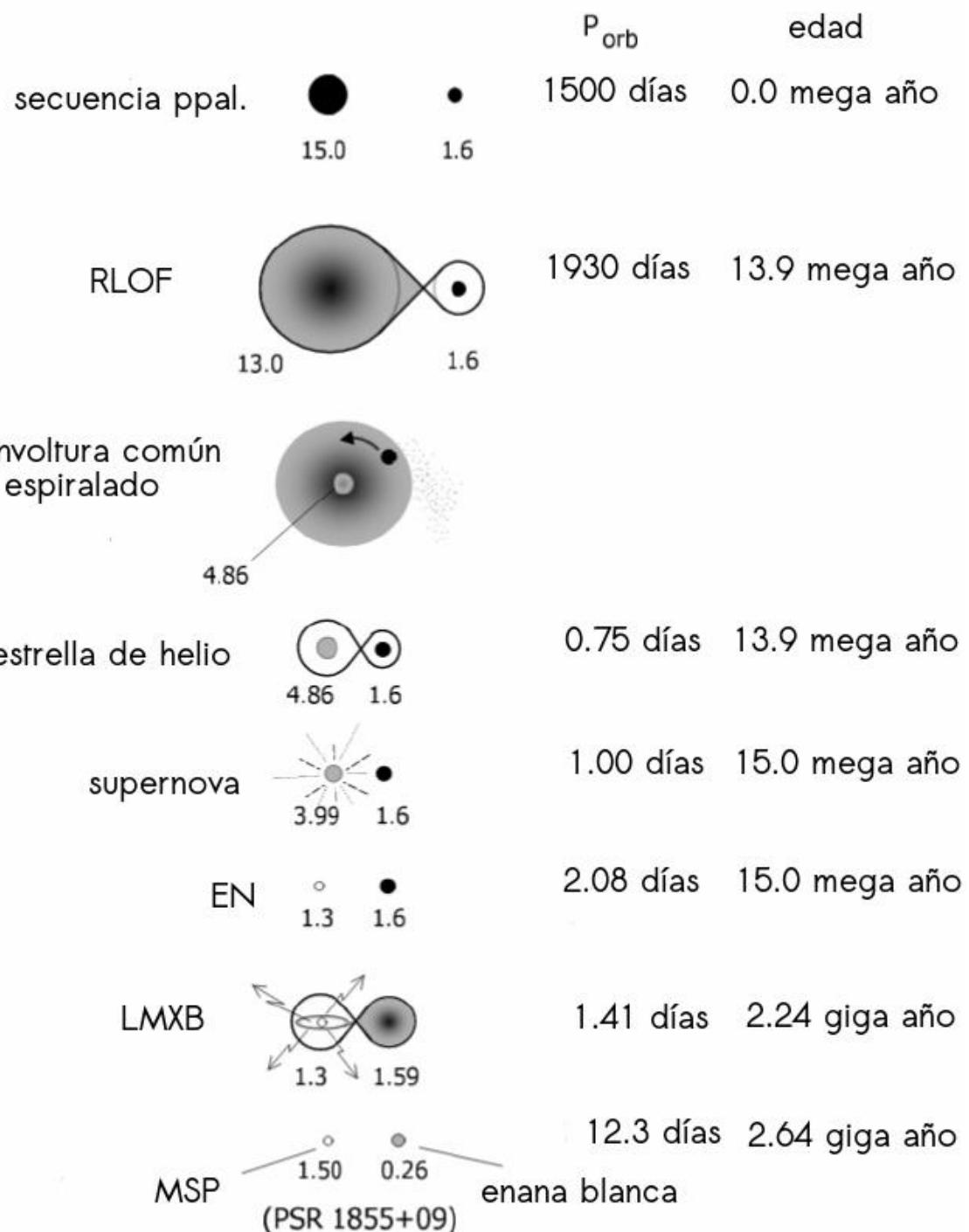


Figura 2.4: Ejemplo de la evolución de un sistema binario que pasa por estado de LMXB y finalmente llega a formar un MSP. Los parámetros del modelo (momento angular específico de la materia eyectada, los que gobiernan las fases de envoltura común y espiralado, la asimetría en la explosión de supernova y la evolución estelar de la estrella de helio) se eligieron de tal forma de llegar a reproducir el sistema binario PSR 1855+09. Adaptación de la Figura 16.2 de Tauris & van den Heuvel (2006).

Capítulo 3

Método

3.1. Las ecuaciones de evolución estelar

En esta sección resumiremos las ecuaciones de evolución estelar a resolver. Como es usual, consideramos objetos con simetría esférica, despreciando rotación y campos magnéticos. Considerando el tratamiento euleriano en el cual las variables independientes son el tiempo t y el radio de la estrella r (con $r = 0$ en el centro y $r = R$ en la superficie). Definimos la función $m(r, t)$ como la masa contenida en una esfera de radio r en un instante t . Si consideramos que la densidad ρ se mantiene constante en una capa de espesor dr , se obtiene la variación de $m(r, t)$ respecto a r y t como

$$dm = 4\pi r^2 \rho dr \quad (3.1)$$

Bajo estas condiciones, las ecuaciones de estructura estelar son:

i) la ecuación de conservación de la masa, que es la variación de $m(r, t)$ respecto a r y a t constante

$$\frac{\partial m_r}{\partial r} = 4\pi r^2 \rho, \quad (3.2)$$

ii) la ecuación de Euler

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} = -\frac{Gm_r}{r^2}, \quad (3.3)$$

donde G es la constante de gravitación universal y P la presión,

(iii) la ecuación de balance de energía

$$\frac{\partial l_r}{\partial r} = 4\pi r^2 \rho \left(\varepsilon_{nuc} - \varepsilon_\nu - T \frac{\partial S}{\partial t} \right), \quad (3.4)$$

donde l_r es la energía neta que atraviesa la esfera de radio r por segundo, ε_{nuc} y ε_ν son la energía liberada por reacciones nucleares y por neutrinos respectivamente, T es la temperatura asociada a la capa y S la entropía.

(iv) la ecuación de transporte de energía para el caso radiativo

$$\frac{\partial T}{\partial r} = -\frac{3}{4ac} \frac{\kappa \rho}{T^3} \frac{l_r}{4\pi^2 r^2} \quad (3.5)$$

donde κ es la opacidad del material, c la velocidad de la luz y a la constante de radiación. Finalmente, (vi) la ecuación de transporte de energía para el caso convectivo

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \nabla_{conv} \frac{T}{P} \frac{\partial P}{\partial r}. \quad (3.6)$$

donde ∇_{conv} se calcula utilizando la ecuación cúbica de la teoría de *Mixing Length* en forma iterada. En un caso límite,

$$\nabla_{conv} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right), \quad (3.7)$$

con $\gamma = c_p/c_v$ el coeficiente adiabático.

Una derivación de estas ecuaciones se puede encontrar en Clayton (1968) y Kippenhahn & Weigert (1990).

Suponemos que los elementos de masa se mueven adiabáticamente y que están siempre en balance de presión con su entorno, que asumimos químicamente homogéneo. Bajo estas suposiciones, la condición para que haya convección queda dada por el criterio de Schwarzschild

$$\nabla_{rad} < \nabla_{ad}. \quad (3.8)$$

$\nabla_{rad} = (\frac{d\ln T}{d\ln P})_{rad}$ describe el gradiente de temperatura en el caso en que la energía es transportada por radiación o conducción únicamente, y $\nabla_{ad} = (\frac{d\ln T}{d\ln P})_S$ es el gradiente adiabático. Para cambios adiabáticos como los que consideramos aquí, la entropía permanece constante.

3.2. El código numérico para la evolución de estrellas binarias

Para modelar la evolución de un sistema binario tendremos que hacer algunas suposiciones extra. Consideramos que las ambas estrellas son objetos esféricos, despreciando así la forma no esférica de las superficies equipotenciales (e.g., el lóbulo de Roche). Consideramos además que las estrellas se mueven en órbitas circulares, y que se influencian una a la otra mediante su atracción gravitatoria y, en algunos casos de interés, por irradiación mutua (ver Sección 3.5).

Es conveniente hacer un cambio de variables de modo tal que la coordenada a utilizar esté conectada con los elementos de masa. Elegimos para esta coordenada la variable $m(r)$ que definimos antes (la masa contenida en una esfera de radio r en un dado instante). Así, esta coordenada varía entre $0 \leq m(r) \leq M$, donde $m = 0$ corresponde al centro de la estrella y $m = M$ a la superficie (i.e., cuando $r = R$). Como puede verse, en el caso en que la masa de la estrella se mantiene constante, esta variable tiene la ventaja de estar contenida siempre en el mismo intervalo (algo que no pasa con la variable r , ya que las estrellas varían su tamaño a medida que evolucionan). Al cambiar la variable r por m , las derivadas cambian:

$$\frac{\partial}{\partial m} = \frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial m} \quad (3.9)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} \right) = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial r}{\partial t} \right)_m + \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)_r \quad (3.10)$$

En esta oportunidad, utilizaremos variables Lagrangianas, donde ξ es la variable independiente (que se relaciona con la masa $m(r)$) y está definida como

$$\xi = \ln \left(1 - \frac{m(r)}{M} \right). \quad (3.11)$$

Además, el radio, la presión y la temperatura se expresan por medio de transformaciones logarítmicas

$$p = \ln P,$$

$$\theta = \ln T,$$

$$x = \ln r,$$

mientras que l_r es considerada de manera lineal.

Por simplicidad, las ecuaciones de diferencias se escriben en forma centrada. Así, una ecuación diferencial genérica

$$\frac{dy_i}{dx} = F(x, y_1, \dots, y_4); \quad i = 1, \dots, 4 \quad (3.12)$$

se escribe como

$$A_i^j = \frac{y_i^{j+1} - y_i^j}{x^{j+1} - x^j} - F(x^{j+1/2}, y^{1,j+1/2}, \dots, y^{4,j+1/2}) \quad (3.13)$$

donde $\eta^{j+1/2} = (\eta^{j+1} + \eta^j)/2$, siendo η cualquier cantidad. El supraíndice j indica la capa de la estrella para la que se escribe la ecuación diferencial.

Como es usual, se diseña un esquema de Henyey para relajar la estructura interna de la estrella, la luminosidad total y la temperatura efectiva. Las soluciones del cálculo de las correcciones se basan en la solución del sistema lineal

$$\mathbf{H}\boldsymbol{\delta} = \mathbf{h}, \quad (3.14)$$

El vector $\boldsymbol{\delta}$ es el vector de las correcciones y \mathbf{h} es el vector de inhomogeneidades que debe ser nulo para un modelo estelar correcto. En la Figura 3.1 se muestra un esquema de la matriz \mathbf{H} para este caso en el que no hay transferencia de masa.

Ahora bien, nos interesa estudiar la evolución de sistemas binarios interactuantes. Por lo tanto, habrá momentos de la evolución en que la masa de las estrellas no será constante. En estos casos, es conveniente reescribir las derivadas temporales a masa constante como

$$\left. \frac{\partial}{\partial t} \right|_{m_r} = \left. \frac{\partial}{\partial t} \right|_{\xi} + \left. \frac{\partial \xi}{\partial t} \right|_{m_r} \left. \frac{\partial}{\partial \xi} \right|_t. \quad (3.15)$$

$$\begin{array}{ccccccccc}
 & y_1^1 & y_2^1 & y_3^1 & y_4^1 & y_1^2 & y_2^2 & y_3^2 & y_4^2 \\
 B_1 & \bullet & \bullet & \bullet & \bullet & & & & \\
 B_2 & \bullet & \bullet & \bullet & \bullet & & & & \\
 A_1^1 & \bullet \\
 A_2^1 & \bullet \\
 A_3^1 & \bullet \\
 A_4^1 & \bullet \\
 A_1^2 & & & & \bullet & \bullet & \bullet & \bullet & \bullet \\
 A_2^2 & & & & \bullet & \bullet & \bullet & \bullet & \bullet \\
 A_3^2 & & & & \bullet & \bullet & \bullet & \bullet & \bullet \\
 A_4^2 & & & & \bullet & \bullet & \bullet & \bullet & \bullet \\
 C_1 & & & & & \bullet & \bullet & \bullet & \bullet \\
 C_2 & & & & & \bullet & \bullet & \bullet & \bullet \\
 C_3 & & & & & \bullet & \bullet & \bullet & \bullet \\
 C_4 & & & & & \bullet & \bullet & \bullet & \bullet
 \end{array}$$

Figura 3.1: Estructura esquemática de la matriz de Henyey \mathbf{H} para el caso en el que no hay transferencia de masa. Se muestra un caso simplificado de tres capas. Las letras y_i^j representan la variable i del problema en la capa j , A_i^j está dada por la Ecuación 3.13. $B_{1,2}$ son las condiciones de contorno en la superficie y $C_{1,2,3,4}$ las condiciones de contorno en el centro. Un punto en, por ejemplo, la columna y_i^j y fila A_k^l representa el elemento de matriz $\partial A_k^l / \partial y_i^j$.

$$\begin{array}{c|cccccccccccc}
 & \dot{M} & y_1^1 & y_2^1 & y_3^1 & y_4^1 & y_1^2 & y_2^2 & y_3^2 & y_4^2 & y_1^3 & y_2^3 & y_3^3 & y_4^3 & y_2^4 & y_3^4 \\
 \hline
 B_1 & \bullet & \bullet & \bullet & \bullet & \bullet & & & & & & & & & & \\
 B_2 & \bullet & \bullet & \bullet & \bullet & \bullet & & & & & & & & & & \\
 B_3 & \bullet & \bullet & \bullet & \bullet & \bullet & & & & & & & & & & \\
 A_1^1 & \bullet \\
 A_2^1 & \bullet \\
 A_3^1 & \bullet \\
 A_4^1 & \bullet \\
 A_1^2 & \bullet & & & & & \bullet \\
 A_2^2 & \bullet & & & & & \bullet \\
 A_3^2 & \bullet & & & & & \bullet \\
 A_4^2 & \bullet & & & & & \bullet \\
 C_1 & \bullet & & & & & & \bullet \\
 C_2 & \bullet & & & & & & \bullet \\
 C_3 & \bullet & & & & & & \bullet \\
 C_4 & \bullet & & & & & & \bullet & \bullet
 \end{array}$$

Figura 3.2: Estructura esquemática de la matriz de Henyey \mathbf{H} para el caso en el que hay transferencia de masa. Se muestra el mismo caso simplificado de tres capas que en la Figura 3.1. Se incluye una columna que representa las derivadas de todas las ecuaciones de estructura respecto a la tasa de transferencia de masa de la estrella.

En esta formulación se obtiene la dependencia de estas derivadas con la tasa de transferencia de masa (MTR según sus siglas en inglés). Esto es importante ya que trataremos la MTR como una variable más a ser relajada en el código. Luego, se diseña un esquema de Henyey para relajar la estructura interna de la estrella, la luminosidad total, la temperatura efectiva y la MTR. Ahora la matriz \mathbf{H} incluirá una columna distinta de cero debido a las derivadas de las ecuaciones de estructura estelar respecto a la MTR. En la Figura 3.2 se puede ver la forma de la matriz para este caso.

La incorporación de la MTR en el esquema iterativo de Henyey supone una gran diferencia con respecto a otros métodos utilizados en el cálculo de binarias. Savonije (1978) trata la MTR como otra variable a ser relajada por las iteraciones pero solo en las integraciones de las capas externas, donde incluyó la mayoría de los cambios en la luminosidad debidos a la transferencia de masa. Esto implica que se debe excluir una porción muy gruesa de la estrella de la grilla, por lo que se desprecian las variables temporales y, entonces, la inercia de las capas más externas. Otro esquema hidrostático ideado para el cálculo de la evolución estelar es aquel presentado por Ziolkowski (1970), quien incorporó un procedimiento iterativo para la obtención de la MTR. Sin embargo, las integraciones de la envoltura externa son realizadas en una porción de la estrella muy gruesa, lo cual no es enteramente adecuado para un cálculo riguroso de la evolución estelar conjuntamente con la MTR.

Para realizar una simulación realista de la evolución estelar lo más adecuado es tratar la mayor cantidad de masa de la estrella posible dentro de la parte de diferencias finitas del esquema de Henyey. Existen muchas situaciones en las que la estructura de las capas externas es un ingrediente clave en la determinación de la evolución estelar. En el contexto de la evolución estelar binaria, un ejemplo son los episodios de transferencia de masa en estrellas de baja masa (pre-enanas blancas), en los que es necesario considerar integraciones en capas externas muy delgadas. Consecuentemente, es necesario considerar la integración de las capas externas en una porción de la estrella suficientemente delgada como para que una fracción en el cambio en la luminosidad debido a la pérdida de masa ocurra dentro de la porción de diferencias finitas del modelo. Entonces, la ecuación de conservación de la energía que se debe considerar es

$$\frac{\partial l_r}{\partial m_r} = \varepsilon_{nuc} - \varepsilon_\nu - T \left(\frac{\partial S}{\partial t} \Big|_\xi + \frac{\partial \xi}{\partial t} \Big|_{m_r} \frac{\partial S}{\partial \xi} \Big|_t \right), \quad (3.16)$$

donde, de la Ecuación 3.11, se tiene

$$\frac{d\xi}{dt} \Big|_{m_r} = \frac{\dot{M}}{M} (e^{-\xi} - 1). \quad (3.17)$$

De esta manera, queda explícita la necesidad de considerar la MTR como una variable extra en el esquema de Henyey.

Para ser consistentes con lo anterior, se debe considerar la masa total de la estrella como otra variable desconocida a ser encontrada durante el proceso de relajación mediante la ecuación

$$M = M^{\text{prev}} + \dot{M} \Delta t, \quad (3.18)$$

donde M^{prev} es la masa en el modelo previo. Como consecuencia del cambio de variables que hemos utilizado, el valor de la masa total aparece en la mayoría de las ecuaciones de estructura. Por lo tanto, la matriz que se debe resolver para encontrar las correcciones tiene los bloques usuales en la diagonal y además una columna distinta de cero. En el Apéndice B describimos la técnica empleada para resolver esta dificultad numérica.

3.3. La evolución orbital

Como hemos visto en el Capítulo 2, la evolución orbital depende del cambio en la masa de las estrellas que componen el sistema binario y de la variación en el momento angular del sistema. Por lo tanto la ecuación que debemos resolver es:

$$2 \frac{\dot{J}}{J} = \frac{\dot{a}}{a} + 2 \frac{\dot{M}_1}{M_1} + 2 \frac{\dot{M}_2}{M_2} - \frac{\dot{M}_1 + \dot{M}_2}{M_1 + M_2} \quad (3.19)$$

Entonces, el semieje orbital y , por lo tanto, el radio del lóbulo de Roche, dependen de la MTR. Durante la transferencia de masa el radio de la estrella se asume igual al de su lóbulo, por lo que, para ser consistentes con el valor iterado de la MTR, es necesario hacer una integración para la órbita en

cada iteración. Como las ecuaciones de la evolución orbital son bien comportadas, se utiliza la técnica de Runge-Kutta para su tratamiento.

3.3.1. Transferencia de masa

Una vez que sucede la transferencia de masa en sistemas binarios interactuantes, el estado final de cada estrella del par dependerá no solo de su masa en la Secuencia Principal de edad cero sino de diversos parámetros como la separación orbital a y el cociente de masas q .

Como es bien sabido, existe una fuerte dependencia entre la tasa de pérdida de masa, \dot{M} y lo que desborda la estrella donante su lóbulo de Roche, $\Delta R = R_d - R_L$ (ver, e.g., Pringle & Wade 1985). Por ejemplo, para estrellas con envolturas convectivas, i.e., gigantes rojas o estrellas de baja masa en secuencia principal, se tiene la relación

$$\dot{M} \propto \left(\frac{\Delta R}{R_d} \right)^3 \quad (3.20)$$

Una expresión más precisa puede encontrarse aplicando la ley de Bernoulli y asumiendo una estrella politrópica:

$$\dot{M} = -A \frac{M_d}{P} \left(\frac{\Delta R}{R_d} \right)^3, \quad (3.21)$$

donde A es una constante del orden de $\sim 10 - 20$ que depende de la distribución de la densidad en el interior de la estrella, y de la geometría del flujo de masa (Paczynski & Sienkiewicz 1972, Savonije 1978, Webbink 1985). Una estimación aproximada usando $R_d = 10 R_\odot$, $M_d = 1 M_\odot$ y $P = 5$ días con un exceso en el radio de la donante de solo el 1% resulta en una MTR de $\dot{M} = 10^{-6} M_\odot/\text{día}$. Esto corresponde a la transferencia de toda la masa de la donante en aproximadamente cien mil órbitas, o mil años. En un escenario más extremo donde el radio de la donante excede el del lóbulo en un 10%, la transferencia de masa ocurre en una escala de tiempo dinámica. Entonces, se piensa que en los sistemas semiseparados donde observamos una transferencia de masa estable, la estrella donante desborda su lóbulo de Roche solo en una fracción pequeña.

En Eggleton (1983) puede encontrarse una aproximación para R_L con una precisión $\leq 1\%$ para cocientes de masa $0 < q < \infty$:

$$R_L = \frac{0,49q^{2/3}a}{0,6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})} \quad (3.22)$$

La tasa de transferencia de masa se calcula utilizando la expresión presentada en Ritter (1988):

$$\dot{M}_{\text{RLOF}} = -\dot{M}_0 \exp \left(\frac{R_2 - R_L}{H_p} \right) \quad (3.23)$$

donde H_p es la escala de altura de presión en el potencial de Roche y

$$\dot{M}_0 = \frac{2\pi}{\exp(1/2)} F_1(Q) \frac{R_L^3}{GM_2} \left(\frac{k_B T_{\text{eff}}}{m_p \mu_{\text{ph}}} \right)^{3/2} \rho_{\text{ph}} \quad (3.24)$$

es la MTR de una binaria en la que la estrella donante llena exactamente su lóbulo de Roche. m_p es la masa del protón, T_{eff} es la temperatura efectiva de la donante, k_B es la constante de Boltzmann, y μ_{ph} y ρ_{ph} son el peso molecular medio y la densidad en la fotósfera respectivamente. Las dos funciones de ajuste son

$$F_1(Q) = 1,23 + 0,5 \log Q, \quad 0,5 \lesssim Q \lesssim 10 \quad (3.25)$$

y

$$\gamma(Q) = \begin{cases} 0,954 + 0,025 \log Q - 0,038(\log Q)^2 & 0,04 \lesssim Q \lesssim 1 \\ 0,954 + 0,039 \log Q - 0,114(\log Q)^2 & 1 \lesssim Q \lesssim 20, \end{cases} \quad (3.26)$$

donde $Q = M_2/M_{\text{NS}}$ es el cociente de masas y M_{NS} es la masa de la NS.

Caso conservativo

Si suponemos que durante el proceso de transferencia de masa el momento angular y la masa total del sistema permanecen constantes, hablamos entonces del caso conservativo, i.e. $\dot{M}_a = -\dot{M}_d$ y $\dot{J} = 0$. Entonces, la Ecuación 3.19 se convierte en

$$\frac{\dot{a}}{a} = 2 \frac{\dot{M}_d}{M_d} \left(\frac{M_d}{M_a} - 1 \right), \quad (3.27)$$

con $\dot{M}_d < 0$ por definición. Entonces, al asumir transferencia de masa conservativa de la estrella donante a la acretora, encontramos que:

- a) Si $M_d > M_a$, la órbita se achica ($\dot{a} < 0$);
- b) Si $M_d < M_a$, la órbita se agranda ($\dot{a} > 0$);
- c) La separación orbital mínima ocurre cuando $M_a = M_d$.

Caso no conservativo

En el caso no conservativo, los sistemas pierden masa y momento angular orbital. La Ecuación 3.19 se puede escribir como

$$\frac{\dot{a}}{a} = 2 \frac{\dot{J}}{J} + \dot{M}_1 \left(\frac{1}{M_1 + M_2} - \frac{2}{M_1} \right) + \dot{M}_2 \left(\frac{1}{M_1 + M_2} - \frac{2}{M_2} \right) \quad (3.28)$$

La pérdida de momento angular del sistema puede deberse a distintos fenómenos que veremos en la Sección 3.3.2. Pero además, si consideramos que durante el proceso de transferencia de masa se escapa material del sistema, debemos considerar también que este material se lleva consigo momento angular. Existen diferentes modelos para describir esta pérdida de masa, que dependerán de las características del sistema binario. En nuestro caso, seguiremos el modelo desarrollado por Rappaport et al. (1982), Rappaport et al. (1983), en el cual el caso no conservativo queda determinado por dos parámetros:

- β : la fracción de masa perdida por la estrella primaria (1) que es acretada por la estrella secundaria (2).
- α : el momento angular específico de la materia eyectada del sistema, en unidades del momento angular específico de la estrella acretora $2\pi a^3/(P(1 + M_2/M_1))$.

Estos parámetros se relacionan mediante la expresión

$$\delta J = \alpha \delta M_1 (1 - \beta) \frac{2\pi a^2}{P}, \quad (3.29)$$

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

En la práctica, resulta complicado elegir valores para estos parámetros. En algunos sistemas específicos, las observaciones sugieren algunos rangos, pero sus valores exactos dependen de varios factores, como por ejemplo el cociente de masas, el ambiente en el que se encuentra el sistema y la etapa evolutiva de cada estrella. Como es usual en los trabajos referidos a la evolución binaria, aquí trataremos a estos parámetros como libres y supondremos que son constantes en el tiempo.

El límite de Eddington

Existe otro mecanismo por el cual el sistema pierde materia, que está íntimamente relacionado con lo que se conoce como el *límite de Eddington*, L_{Edd} . Este límite, calculado por primera vez por Eddington alrededor del año 1920, representa el valor máximo de la luminosidad por encima del cual una estrella de masa M expulsará sus capas externas por acción de la presión de radiación. Se define como la luminosidad a la que la fuerza que realiza la presión de radiación sobre el plasma de hidrógeno ionizado cerca de la estrella balancea la fuerza gravitatoria ejercida por la estrella sobre este plasma:

$$\frac{GM}{r^2} = \frac{L\sigma_{\text{el}}}{4\pi r^2 m_p c} \quad (3.30)$$

donde r es la distancia al centro de la estrella, m_p es la masa del protón y σ_{el} la sección eficaz de Thomson de un electrón (fuente de opacidad dominante en un plasma de hidrógeno ionizado de baja densidad). La Ecuación 3.30 se obtiene de considerar que un protón es atraído por una fuerza GMm_p/r^2 mientras que su electrón asociado siente, además de esta misma fuerza, la fuerza, de sentido contrario, ejercida por la presión de radiación $L\sigma_{\text{el}}/4\pi r^2 m_p c$. La luminosidad de Eddington está dada entonces por

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_{\text{el}}} = 10^{4,5} \frac{M}{M_\odot} L_\odot \quad (3.31)$$

La luminosidad de Eddington brinda un límite superior a la luminosidad de acreción, L_{acr} , de un objeto compacto. Para $L_{\text{acr}} > L_{\text{Edd}}$ la acreción de mayor cantidad de materia estará inhibida por la presión de radiación. Este límite es válido solo para objetos cuya acreción ocurre de forma tal que se conserva la simetría esférica.

Si consideramos una EN de masa M y radio R tendremos

$$L_{\text{acr}} = \frac{GMM}{R} = 10^{4,5} \left(\frac{L_\odot}{R_6} \right) \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \frac{\dot{M}}{1,5 \times 10^{-8} M_\odot/\text{año}}, \quad (3.32)$$

donde R_6 es el radio del objeto compacto en unidades de 10^6 cm (10 km). Si combinamos las Ecuaciones 3.31 y 3.32 podemos encontrar la tasa de acreción máxima sobre la EN:

$$\dot{M}_{\text{Edd}} = R_6 1,5 \times 10^{-8} M_\odot/\text{año}, \quad (3.33)$$

que, para el caso de una EN estándar con $R_6 = 1$, es $\dot{M}_{\text{Edd}} = 1,5 \times 10^{-8} M_\odot/\text{año}$

Cabe mencionar entonces que a pesar de considerar transferencia de masa conservativa, puede haber pérdida de masa y de momento angular del sistema en los casos en que $L_{\text{acr}} > L_{\text{Edd}}$. El material que la EN no es capaz de acretar se pierde del sistema llevándose el momento angular orbital específico de la EN.

3.3.2. Mecanismos de pérdida de momento angular

Como hemos visto al comienzo de esta sección, la evolución orbital del sistema depende del cambio en la masa de ambas estrellas y de la pérdida de momento angular. Aquí describiremos los tres mecanismos considerados por los que el sistema pierde momento angular.

Eyección de materia del sistema

Si consideramos que la pérdida de momento angular se debe únicamente a la eyección de materia desde el sistema, la Ecuación 3.29 puede reescribirse como una ecuación diferencial

$$\delta J = \alpha(1 - \beta) \sqrt{G(M_1 + M_2)a} \delta M_1 \quad (3.34)$$

Usando la tercera ley de Kepler para eliminar P y combinando con la expresión para el momento angular total del sistema

$$J = \sqrt{\frac{Ga}{M_1 + M_2}} M_1 M_2, \quad (3.35)$$

la Ecuación 3.34 constituye una ecuación diferencial para J (para a) como función de M_1 (hemos despreciado el momento angular rotacional de las estrellas). Luego, la pérdida de momento angular debida a la eyección de la materia del sistema se puede escribir como

$$\frac{d \ln J_{\text{ME}}}{dt} = - \frac{\alpha(1 - \beta) \sqrt{(M_1 + M_2) Ga}}{J} \dot{M}_1. \quad (3.36)$$

Radiación gravitatoria

La pérdida de momento angular debida a la radiación gravitatoria incorporada en el presente código evolutivo es la correspondiente fórmula estándar dada por Landau & Lifshitz (1975):

$$\frac{d \ln J_{\text{GR}}}{dt} = -\frac{32G^3\mu}{5c^5} \frac{M_{\text{tot}}^2}{a^4}, \quad (3.37)$$

donde $M_{\text{tot}} = M_1 + M_2$, $\mu = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$, y G y c son la constante gravitacional y la velocidad de la luz en el vacío respectivamente.

Frenado magnético

Para modelar el frenado magnético utilizaremos la expresión dada en el trabajo seminal de Rapaport et al. (1983). Esta se basa en la ley empírica de Skumanich (1972) (ver Capítulo 5) y en la ley propuesta por Verbunt & Zwaan (1981). Dicha expresión está parametrizada por el llamado índice de frenado magnético γ_{mb} , y la masa, el radio y la rotación de la estrella son cantidades dependientes del tiempo:

$$\frac{dJ_{\text{mb,Sk}}}{dt} = -3,8 \times 10^{-30} M_2 R_{\odot}^4 \left(\frac{R_2}{R_{\odot}} \right)^{\gamma_{\text{mb}}} \omega_2^3 \text{ dyn cm}, \quad (3.38)$$

En todos los casos donde hemos utilizado esta ley para modelar el frenado magnético, hemos usado $\gamma_{\text{mb}} = 4$. Otras prescripciones de frenado magnético han sido investigadas en este trabajo doctoral, y sus resultados pueden encontrarse en el Capítulo 5.

3.4. El manejo de las integraciones de capas externas

En el caso en el que no hay transferencia de masa, el problema es tratado como en Kippenhahn et al. (1967).

Para el caso en el que hay transferencia de masa, se integran las ecuaciones de estructura en las capas externas despreciando las derivadas temporales. Entonces, se tiene un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias.

En particular, para la luminosidad se considera la ecuación

$$\frac{dl_r}{dm_r} = -T \frac{d\xi}{dt} \Big|_{m_r} \frac{\partial S}{\partial \xi} \Big|_t \quad (3.39)$$

En el caso correspondiente a la evolución de una estrella en la que la masa no cambia con el tiempo, esta ecuación simplemente implica que la luminosidad es constante en las capas externas. Sin embargo, en el caso de episodios de pérdida/transferencia de masa, esto modifica mucho los perfiles de luminosidad. Por ejemplo, para envolturas radiativas, que tienen una entropía creciente hacia adentro, esta ecuación predice una caída en la luminosidad. Este es un efecto importante a ser considerado.

Para realizar un tratamiento adecuado de las capas externas para la estrella que está perdiendo masa, y de acuerdo al modo en que está planeado el esquema iterativo, se necesitan calcular las

ecuaciones correspondientes a las condiciones de contorno y sus derivadas con respecto a los valores de las variables dependientes en el primer punto de la malla (la luminosidad y la temperatura efectiva de la estrella) y también con respecto a la tasa de transferencia de masa, \dot{M}_2 .

Para calcular los valores de las derivadas con respecto a la tasa de pérdida de masa, se generaliza el método de triángulos presentado en [Kippenhahn et al. \(1967\)](#) de la siguiente manera. Se considera una tasa de pérdida de masa (\dot{M}_2)⁽¹⁾ y un paso de tiempo Δt ; luego, la masa de la estrella será $(M_2)^{(1)} = (M_2)^{prev} + (\dot{M}_2)^{(1)} \Delta t$. Ahora, se construye un triángulo en el diagrama HR como se propone en [Kippenhahn et al. \(1967\)](#). Para más detalles ver [Benvenuto & De Vito \(2003\)](#).

Describiremos ahora cómo se determina el momento del inicio de la transferencia de masa. Se supone que se ha iniciado la secuencia de modelos en condiciones en las que el radio de la estrella es menor que el radio de la esfera equivalente a su correspondiente lóbulo de Roche, dado por la Ecuación 3.22. En este caso la evolución de la estrella donante se calcula como si fuera una estrella aislada y en cada momento se calcula la estructura de la estrella junto con la evolución orbital. El cálculo de la órbita es necesario ya que pueden operar mecanismos de disipación de momento angular sin que ocurra pérdida de masa desde el sistema (como por ejemplo la radiación gravitatoria). Si las componentes del par están suficientemente cerca una de la otra y ambas son estrellas normales, en algún momento el radio de la estrella más masiva sobrepasa el radio del lóbulo de Roche. Se considera que la transferencia de masa comienza cuando $R_2 \geq R_L - \xi H_p$, donde ξ es un parámetro del orden de 10, H_p es la correspondiente altura de escala de la presión en la fotósfera de la estrella donante, R_2 su radio y R_L el de su correspondiente lóbulo de Roche.

Si esta condición se satisface para algún modelo, se descarta el último modelo evolutivo calculado. Luego, se propone un valor para la tasa inicial de transferencia de masa con intenciones de que el algoritmo converja. Si el valor de la tasa de transferencia de masa propuesto es muy alto y/o el paso de tiempo es muy largo se estará perdiendo demasiada masa. Esto usualmente hace que la iteración sea divergente, pero aún si fuera convergente, el modelo es descarta. Entonces se divide el paso de tiempo y se realiza una secuencia de integraciones a masa constante hasta que sea satisfecha nuevamente la condición de inicio de transferencia de masa. Generalmente este procedimiento es suficiente para tener un buen modelo inicial de pérdida de masa. En adelante, el código trabaja en forma muy similar al caso de secuencias evolutivas de masa constante.

Para obtener un final autoconsistente de la transferencia de masa, usualmente se elige un valor límite para su tasa mucho menor que el valor elegido para el inicio. Cuando la estrella se aproxima al momento de finalización de la transferencia de masa, la tasa de pérdida decae, a veces muy rápidamente. Mientras la tasa de pérdida de masa se encuentre por encima del valor límite elegido, se supone que el modelo siguiente aún está en condiciones de perder masa. Caso contrario, se realiza un paso evolutivo a masa constante y se compara el radio de la estrella con el del lóbulo de Roche. Si la condición de transferencia de masa deja de cumplirse, se considera que la etapa de transferencia ha finalizado y, en adelante, se continúa con los cálculos evolutivos a masa constante. De otro modo, se descarta la integración a masa constante y se realiza una integración con intercambio de masa pero utilizando un

paso temporal que sea la mitad del paso usado en el modelo anterior.

3.5. La irradiación mutua

Durante un RLOF, la materia que cae a gran velocidad sobre la EN produce radiación de rayos X que ilumina a la estrella donante, dando lugar al fenómeno de irradiación mutua (Büning & Ritter 2004). Si la estrella irradiada tiene una zona convectiva externa, su estructura se ve muy afectada. Vaz & Nordlund (1985) estudiaron atmósferas grises irradiadas y encontraron que la entropía en las capas convectivas profundas debe ser la misma para las porciones de la estrella irradiadas y no irradiadas. Para cumplir con esta condición, la superficie irradiada se ve parcialmente inhibida de liberar energía emergente del interior profundo (la superficie efectiva se vuelve menor a $4\pi R_2^2$). En algunos casos, la estrella no puede sostener el desborde del lóbulo y se separa de este, deteniendo así la transferencia de masa. La subsecuente evolución nuclear puede llevar a la estrella donante a sufrir un desborde nuevamente. De esta manera, se produce un comportamiento quasi cíclico que puede llevar a la ocurrencia de un gran número de RLOFs de corto tiempo de vida en vez de uno solo y largo. Entre los episodios de transferencia de masa, el sistema se mostraría como un radio púlsar con una compañera binaria. Notablemente, la evolución de muchas cantidades depende poco de la irradiación mutua (Benvenuto et al. 2014).

La irradiación mutua está incluida en el código siguiendo a Hameury & Ritter (1997). La relación entre la luminosidad, el radio y la temperatura efectiva de la estrella donante $L = 4\pi R_2^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$ se reemplaza por

$$L = R_2^2 \sigma T_{\text{eff},0}^4 \int_0^{2\pi} \int_0^\pi G(x(\theta, \phi)) \sin(\theta) d\theta d\phi, \quad (3.40)$$

donde σ es la constante de Stefan-Boltzmann, $T_{\text{eff},0}$ es la temperatura efectiva de la parte no iluminada de la estrella, y $x = F_{\text{irr}} / (\sigma T_{\text{eff},0}^4)$ es el flujo irradiación normalizado (F_{irr} es el flujo de irradiación incidente). $T_{\text{eff}}(x)$ se encuentra asumiendo que en las capas profundas de la estrella las perturbaciones debidas a la irradiación desaparecen (Vaz & Nordlund 1985)

$$G(x) = (T_{\text{eff}}(x)/T_{\text{eff},0})^4 - x.$$

Aquí, $T_{\text{eff}}(x)$ es la temperatura efectiva de un elemento de la superficie estelar sujeto al flujo de irradiación x . La función $G(x)$, que está en el rango $0 - 1$, describe el bloqueo de la luminosidad estelar intrínseca como resultado de dicho flujo. F_{irr} incluye solo la fracción del flujo que es depositado debajo de la fotósfera, ya que la deposición de energía en regiones ópticamente delgadas no modifica la estructura interna de la estrella.

Como la EN se modela como un objeto puntual, la luminosidad de acreción que libera es $L_{\text{acc}} = GM_{\text{EN}}\dot{M}_{\text{EN}}/R_{\text{EN}}$ (M_{EN} , R_{EN} , y \dot{M}_{EN} son la masa, el radio y la tasa de acreción de la EN respectivamente). Asumiendo isotropía, el flujo de energía incidente sobre la estrella donante es $F_{\text{irr}} =$

$\alpha_{\text{irr}} L_{\text{acc}} / (4\pi a^2)$, donde $\alpha_{\text{irr}} \leq 1$ es la fracción del flujo incidente que efectivamente irradia a la estrella donante y a es el radio orbital.

Capítulo 4

Un modelo para PSR J0740+6620

En este capítulo desarrollaré el primer trabajo de investigación realizado en el marco de esta tesis doctoral, y que gira en torno al sistema binario PSR J0740+6620, sistema que alberga a la EN más masiva detectada hasta la fecha. Este trabajo ha sido publicado y puede encontrarse en [Echeveste et al. \(2020\)](#).

4.1. Introducción

4.1.1. La estrella de neutrones más masiva

Hasta hace algún tiempo se pensaba que las EN tenían masas típicas de aproximadamente $1,4 M_{\odot}$, valor que se conoce como la masa canónica de estos objetos. Sin embargo, hay evidencia observacional reciente de varios MSP cuyas masas exceden este valor. De particular interés son los MSP PSR J1614-2230, con $1,928 \pm 0,0017 M_{\odot}$ ([Demorest et al. 2010](#), [Fonseca et al. 2016](#)) y PSR J0348+0432, con $2,01 \pm 0,04 M_{\odot}$ ([Antoniadis et al. 2013](#)). Una reseña sobre las mediciones de masas y radios de las EN puede encontrarse en [Lattimer \(2019\)](#).

Hace pocos años, [Cromartie et al. \(2019\)](#) anunciaron la detección de la EN más masiva conocida hasta entonces. Se trata del MSP PSR J0740+6620, que pertenece a un sistema binario descubierto por [Stovall et al. \(2014\)](#). Esta EN tiene una masa de $2,14^{+0,10}_{-0,09} M_{\odot}$ (en un intervalo del 68 % de credibilidad) y $2,14^{+0,20}_{-0,18} M_{\odot}$ (en un intervalo del 95.4 % de credibilidad), y un periodo de *spin* de 2,89 milisegundos. La masa de la estrella compañera es de $M_2 = 0,258 M_{\odot}$ y el período orbital de la binaria es 4,77 días. Independientemente, [Beronya et al. \(2019\)](#) reportaron observaciones de la estrella compañera de este pulsar, en las que infirieron que se trata de una enana blanca (EB) con una atmósfera puramente de helio y una temperatura efectiva $T_{\text{eff}} \leq 3500$ K.

PSR J0740+6620 representa un objeto de estudio extremadamente interesante ya que es probablemente la EN más masiva conocida al día de la fecha. Una de las aplicaciones más directas y relevantes del valor observado de su masa es poner una restricción en la ecuación de estado (EOS según sus siglas en inglés) de la materia a altas densidades. Para una dada EOS se pueden integrar las ecuaciones de estructura estelar en el marco de la Relatividad General (conocidas como las ecuaciones de Tolman,

Oppenheimer y Volkoff) y encontrar su correspondiente relación masa-radio. En particular, es posible calcular la masa máxima posible que permite la existencia de este tipo de objetos. Muchas de las EOS propuestas son incapaces de lograr que un objeto de $2,14_{-0,09}^{+0,10} M_\odot$ evite el colapso gravitatorio (ver, por ejemplo, la Figura 2 de [Lattimer & Prakash 2004](#)). Por lo que la sola existencia de una EN tan masiva como PSR J0740+6620 es suficiente para descartarlas por no realistas.

Por otra parte, resulta interesante investigar la manera en que el sistema binario que alberga a este MSP pudo haberse formado. Este es el objetivo del trabajo que detallaré a continuación.

4.1.2. El modelo estándar y sus variaciones

Con el objetivo de encontrar un posible progenitor para PSR J0740+6620, estudiamos la evolución de un conjunto de sistemas binarios interactuantes compuestos por una estrella normal de baja masa junto a una EN. La EN acreta materia proveniente de la primera estrella (que llamaremos compañera o donante), que a su vez evoluciona y eventualmente se convierte en una EB. La EN se transforma en un MSP como resultado del incremento de su masa y momento angular gracias a la masa transferida desde la compañera ([Alpar et al. 1982](#)) (ver Sección 1.3.1 y 2.3.2). Este es el escenario estándar para la evolución de este tipo de sistemas, y ha sido explorado por varios autores (e.g., [Podsiadlowski et al. 2002](#), [Benvenuto & De Vito 2005](#) y [Tailo et al. 2018](#)). En él, se predice un episodio largo y estable de transferencia de masa en consecuencia de la evolución nuclear de la donante y de la pérdida de momento angular del sistema, así como un pequeño número de RLOFs debidos a *flashes* termonucleares ([Benvenuto & De Vito 2005](#)).

En el marco de este modelo, [Pfahl et al. \(2003\)](#) estudiaron la formación de diversas EN masivas. Realizaron un estudio que combina una síntesis poblacional de binarias en el disco galáctico con cálculos evolutivos detallados de binarias de rayos X de masa intermedia y baja. En este trabajo, los autores computaron la distribución de períodos orbitales, masas de la estrella donante, y tasas de acreción del objeto compacto. En particular, estudiaron la distribución de las masas de las EN que resultan de la evolución del sistema. Sus cálculos permiten la formación de EN con masas que llegan a $\sim 2,5 M_\odot$.

Por otro lado, haciendo uso del código MESA ([Paxton et al. 2011](#)), [Lin et al. \(2011\)](#) computaron una grilla extensa de recorridos evolutivos de binarias con masas iniciales para las donantes en el rango de $1 - 4 M_\odot$ y períodos orbitales iniciales de entre 10 y 250 horas. Su Figura 4 es particularmente interesante. Allí se muestra que puede haber EN con masas mayores a $2 M_\odot$ en sistemas binarios con compañeras de baja masa ($\sim 0,15 - 0,25 M_\odot$) y períodos orbitales de entre 10 y 80 horas. Aplicaron sus resultados a PSR J1614-2230, que tiene una EN de $1,97 \pm 0,04 M_\odot$ ([Demorest et al. 2010](#)), un período orbital de 8.7 días y una estrella compañera de $0,5 M_\odot$. Los autores concluyen que la presente configuración de PSR J1614-2230 puede deberse al resultado de la evolución de una EN de $1,4 M_\odot$ con una compañera de $3,4 - 3,8 M_\odot$. Sin embargo, la masa final de la EN no se alcanza fácilmente. De hecho, para llegar a la gran masa observada para este objeto, es necesario que inicialmente la EN tenga al menos $1,6 \pm 0,1 M_\odot$. Por otro lado, [Tauris et al. \(2011\)](#) hicieron un estudio similar y también

encontraron que es necesario una EN que haya nacido con una masa mayor que el valor canónico de $1,4 M_{\odot}$ para alcanzar la masa observada para el pulsar en el sistema PSR J1614-2230.

Por otra parte, el modelo estándar no tiene en cuenta el efecto de irradiación mutua. Como hemos mencionado en la Sección 3.5, la irradiación mutua ocurre durante episodios de RLOF, cuando la materia cae en la EN y libera irradiación en rayos X que ilumina a la estrella donante. Podsiadlowski (1991) fue el primero en estudiar los efectos de la irradiación mutua en LMXB. Para estrellas que tienen una zona convectiva externa suficientemente gruesa, este fenómeno hace que su estructura cambie considerablemente haciendo que su superficie efectiva disminuya. En consecuencia, en algunos casos la donante es incapaz de mantener el RLOF y se separa de su lóbulo. La evolución nuclear subsecuente puede llevar a esta estrella a experimentar un nuevo RLOF, lo que provoca que reaparezca la irradiación proveniente de la materia que está siendo acretada por la EN. Así, se produce un fenómeno cíclico caracterizado por pulsos de transferencia de masa (Hameury et al. 1993, Büning & Ritter 2004, Benvenuto et al. 2014). Este proceso podría afectar la evolución de los LMXB de manera tal de explicar la clásica discrepancia entre los tiempos de vida de los MSP y los LMXB (Pfahl et al. 2003).

En este trabajo, mostramos que es posible dar cuenta de las masas de ambas estrellas en el sistema PSR J0740+6620, su período orbital y las características de la EB, teniendo en cuenta que esta estrella inicialmente tiene muy baja metalicidad. Mostramos además que la EN en este sistema puede alcanzar el gran valor observado para su masa sin la necesidad de ser inicialmente más masiva que el valor canónico. Mostramos también que el modelo que incluye el fenómeno de irradiación mutua constituye un escenario posible para la formación del sistema PSR J0740+6620.

4.2. Resultados

Para encontrar un posible progenitor para el sistema binario PSR J0740+6620 calculamos la evolución de sistemas binarios utilizando el código descripto en el Capítulo 3. Las binarias están compuestas inicialmente por una EN y una estrella de baja masa en la Secuencia Principal de Edad Cero. Estas estrellas donantes tienen inicialmente una masa de $1 M_{\odot}$, abundancia de hidrógeno $X = 0,7381$ y metalicidad $Z = 0,0174, 0,0010, 0,0003$ y $0,0001$. El primer valor de Z corresponde al valor solar (Asplund et al. 2009). La masa inicial de la EN es de $1,4 M_{\odot}$ en todas las simulaciones.

Inicialmente, consideramos diferentes valores para la fracción β de material transferida por la donante que eventualmente es acretada por la EN (ver Sección 3.3.1). La acreción sobre esta estrella está limitada por el Límite de acreción de Eddington (ver Sección 3.3.1), que tiene un valor de $\dot{M}_{\text{Edd}} \simeq 2 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ (Podsiadlowski et al. 2002). La elección del parámetro β tiene un impacto directo en la masa final de la EN, pero tiene un efecto menor en la evolución de la estrella donante. Luego de explorar el espacio de parámetros, decidimos asumir transferencia de masa conservativa, i.e., $\beta = 1$ en todos nuestros cálculos finales. Por supuesto, valores menores de β y mayores valores de la masa inicial de la compañera M_2 son posibles y proporcionarían otros progenitores para PSR J0740+6620.

Sin embargo, no es el objetivo de este trabajo encontrar una familia de posibles progenitores para dicha binaria, sino demostrar que existe al menos una. Si $\beta < 1$ necesitamos considerar compañeras inicialmente más masivas debido a que estas experimentan MTR más altas en episodios de RLOF más cortos. Entonces, el límite impuesto por \dot{M}_{Edd} tendrá un impacto mayor, ya que una fracción de la masa transferida se pierde del sistema y el crecimiento de la EN hasta el valor de masa observado en PSR J0740+6620 es más dificultoso.

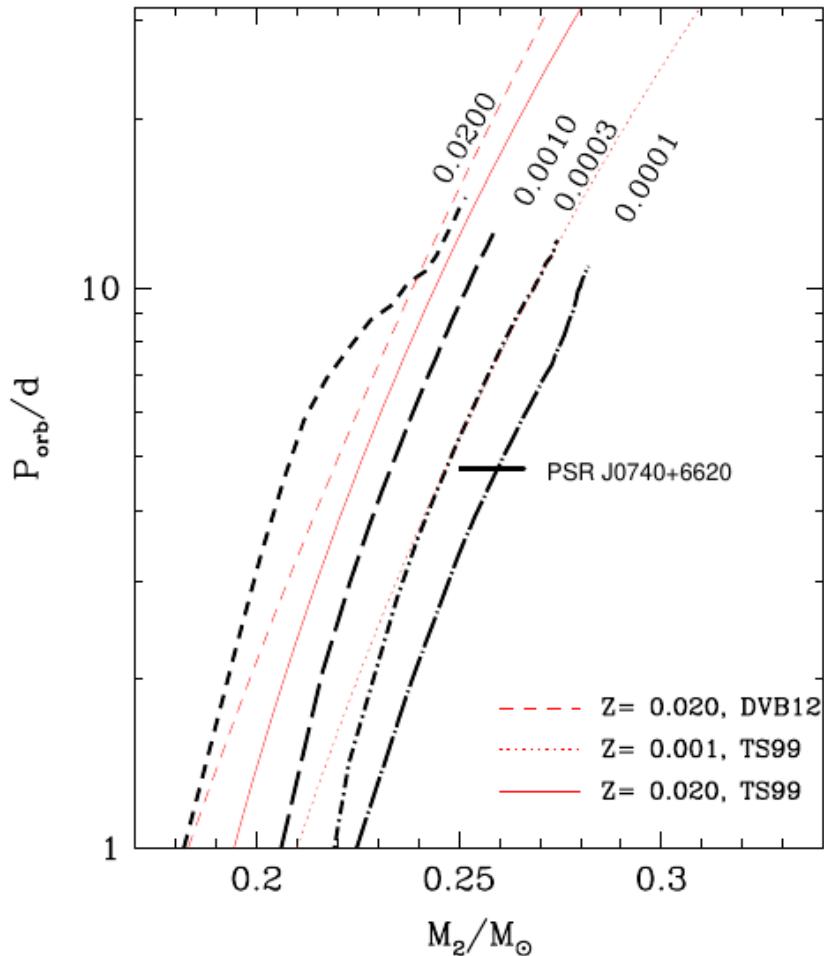


Figura 4.1: Período orbital final como función de la masa final de la estrella donante para diferentes metalicidades (indicadas para cada curva). Las curvas negras fueron calculadas para este trabajo, la curva discontinua roja etiquetada bajo el nombre DVB12 corresponde a [De Vito & Benvenuto \(2012\)](#), y el resto de las curvas rojas fueron tomadas de [Tauris & Savonije \(1999\)](#). La línea horizontal rotulada como PSR J0740+6620 representa los datos observados para este sistema.

Es bien sabido que existe una relación bastante bien definida entre la masa final de las donantes y el período orbital en las binarias que tienen estrellas donantes con masas no demasiado pequeñas (ver, por ejemplo, [Rappaport et al. 1995](#)). Utilizamos estas relaciones para encontrar un sistema capaz de evolucionar hacia las masas y el período orbital observados en PSR J0740+6620. La Figura 4.1

muestra estas relaciones para los valores de metalicidad utilizados en este trabajo. Cada punto en las curvas representa el estado final del camino evolutivo de un sistema binario. Las curvas se van desplazando hacia la derecha a medida que la metalicidad disminuye porque las estrellas con menor porcentaje de metales son más transparentes, lo que hace que se absorba menos radiación en la atmósfera y el radio sea menor que en estrellas más opacas. Como consecuencia, la estrella menos metálica tardará más tiempo en llenar su lóbulo de Roche, por lo que la masa del núcleo de helio al momento del RLOF será mayor. Como en estos sistemas la estrella donante pierde la gran mayoría de su envoltura, la masa luego del RLOF es proporcional a la masa del núcleo de helio. Las características observadas en PSR J0740+6620 son alcanzadas por un sistema con metalicidad $Z = 0,00010$. Esto está en concordancia con la sugerencia hecha por [Cromartie et al. \(2019\)](#), basada en las relaciones presentadas en [Tauris & Savonije \(1999\)](#). Siguiendo nuestros cálculos, concluimos que un sistema que experimenta transferencia de masa conservativa, con estrellas con masas iniciales de $M_2 = 1 M_\odot$ y $M_{\text{EN}} = 1,4 M_\odot$, con metalicidad inicial de la estrella donante de $Z = 0,00010$ y período orbital inicial $P_{\text{orb}} = 0,45$ días, representa un posible progenitor para PSR J0740+6620.

Una vez encontrado este progenitor, estudiamos los efectos de la irradiación mutua en el sistema. Consideramos $\alpha_{\text{irrad}} = 0,10$, que representa un caso intermedio para los efectos ocasionados por la irradiación mutua. La Figura 4.2 muestra la evolución del sistema considerando y no considerando este efecto. El sistema irradiado experimenta algunos ciclos de transferencia de masa. Como puede verse en la Figura 4.3, durante estos ciclos, la MTR de la estrella donante excede largamente el límite de acreción de Eddington en escalas de tiempo muy cortas. Por lo tanto, aún habiendo asumido $\beta = 1$, algo de material se pierde del sistema. Esto representa una dificultad obvia a la hora de obtener valores grandes para la masa de la EN. Sin embargo, los cálculos detallados de este trabajo muestran que aún en esta situación, las masas de las componentes del sistema M_2 y M_{NS} siguen siendo compatibles con las observaciones de [Cromartie et al. \(2019\)](#) (ver Figura 4.4). Por consiguiente, tanto el modelo irradiado como el no irradiado son posibles progenitores. Como calcular sistemas bajo el efecto de la irradiación mutua es computacionalmente muy costoso, en lo que sigue no tendremos en cuenta dicho fenómeno.

A continuación, analizaremos tres condiciones diferentes para la evolución de la estrella donante ignorando la irradiación mutua. Después de que la donante se despega de su lóbulo de Roche, tiene una envoltura rica en hidrógeno, mientras que su interior está compuesto por helio. Entonces, estudiamos primero dos casos, uno considerando la difusión de elementos químicos y otro ignorándola. Como veremos más adelante, con ninguno de estos modelos se logra llegar a una temperatura suficientemente baja como para compatibilizar con las observaciones de la compañera del sistema PSR J0740+6620, que indican la presencia de una EB con una atmósfera muy fría y dominada por helio ([Beronya et al. 2019](#)). Para alcanzar este estado es necesario remover todo el hidrógeno restante en la envoltura de la donante. Entonces, estudiamos un tercer caso en el que se removió artificialmente el hidrógeno restante en la envoltura, en el momento en que esta estrella alcanza el máximo de su luminosidad. Supusimos que dicho hidrógeno se convierte en helio.

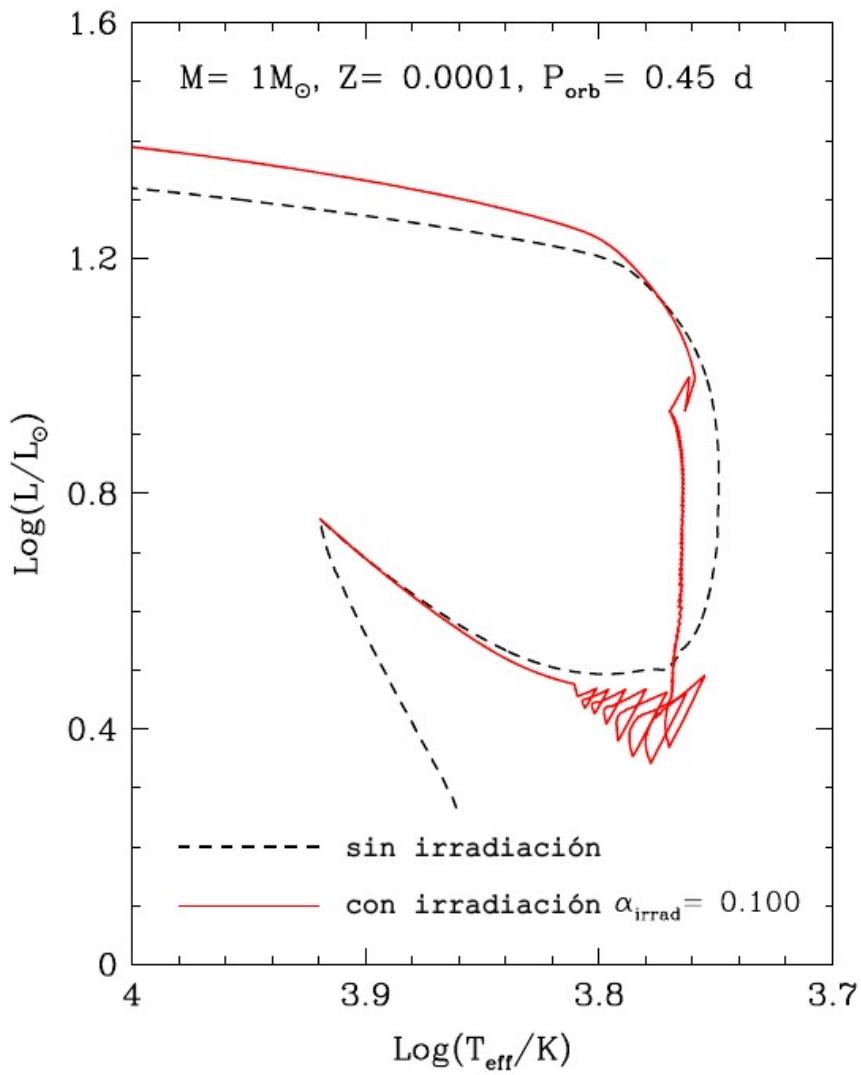


Figura 4.2: Diagrama HR de la estrella donante, cuya masa inicial es de $M_2 = 1 M_\odot$, su metalicidad $Z=0.00010$ y su período orbital inicial $P_{\text{orb}} = 0.45$ días. La línea roja continua corresponde al modelo irradiado con $\alpha_{\text{irrad}} = 0.10$ mientras que la línea negra discontinua representa el modelo no irradiado.

Los caminos evolutivos para estos tres casos se presentan en la Figura 4.5. Los cálculos con difusión muestran una rápida evolución hacia temperaturas efectivas altas seguido por un enfriamiento suave y lento hacia el estado de EB. Los cálculos fueron detenidos cuando la edad del sistema supera el tiempo de Hubble. Aun así, la donante es mucho más caliente que lo observado, haciendo este modelo incompatible con las observaciones. Podría esperarse que los modelos con difusión sean más prometedores. La difusión provee una cola de hidrógeno que alcanza capas de la estrella muy calientes, induciendo la ocurrencia de *flashes* termonucleares en el fondo de estas capas bastante externas (ver, por ejemplo, Benvenuto & De Vito 2004). De hecho, gran cantidad de hidrógeno se quema haciendo que la estrella se enfrie más rápido que en el modelo sin difusión (ver Figura 4.6). A pesar de esto,

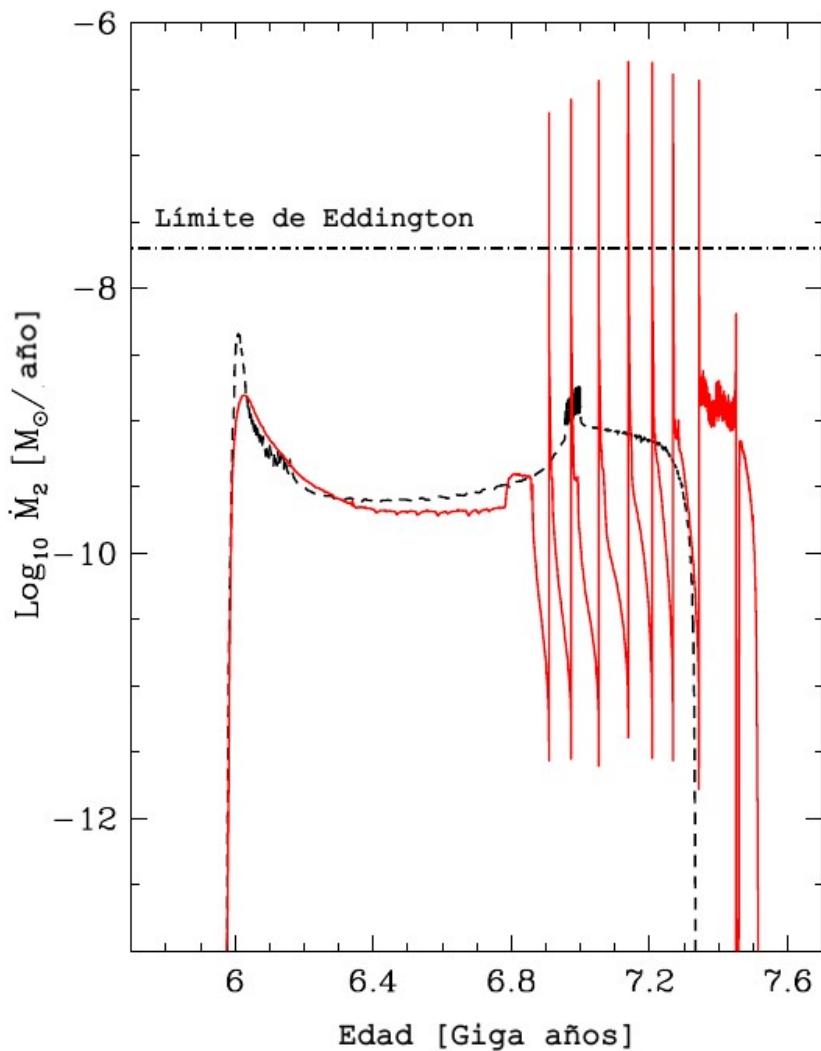


Figura 4.3: Tasa de transferencia de masa de la estrella donante como función del tiempo para el mismo sistema descripto en la Figura 4.2. La línea roja continua y la línea negra discontinua representan los mismos modelos que en la Figura 4.2. La línea horizontal indica el límite de acreción de Eddington.

este modelo también permanece más caliente que lo observado, aún a una edad tan grande como la del Universo. Notemos que, además, las capas externas de la estrella siguen teniendo hidrógeno.

El modelo de donante en el que hemos removido todo el hidrógeno restante en la envoltura inicialmente alcanza una temperatura y luminosidad muy altas debido a que las capas externas se vuelven repentinamente más transparentes. Esto debe ser considerado como una consecuencia irreal del procedimiento. La alta luminosidad depende de los detalles del proceso artificial realizado para remover el hidrógeno. Afortunadamente, estos detalles no tienen impacto en la subsecuente evolución de la estrella. El modelo rápidamente alcanza el camino de enfriamiento para una EB rica en helio y finalmente alcanza una temperatura compatible con las observaciones de Beronya et al. (2019) en una escala de tiempo menor a la edad del Universo. Por el contrario, las donantes que aún tienen hidrógeno en sus

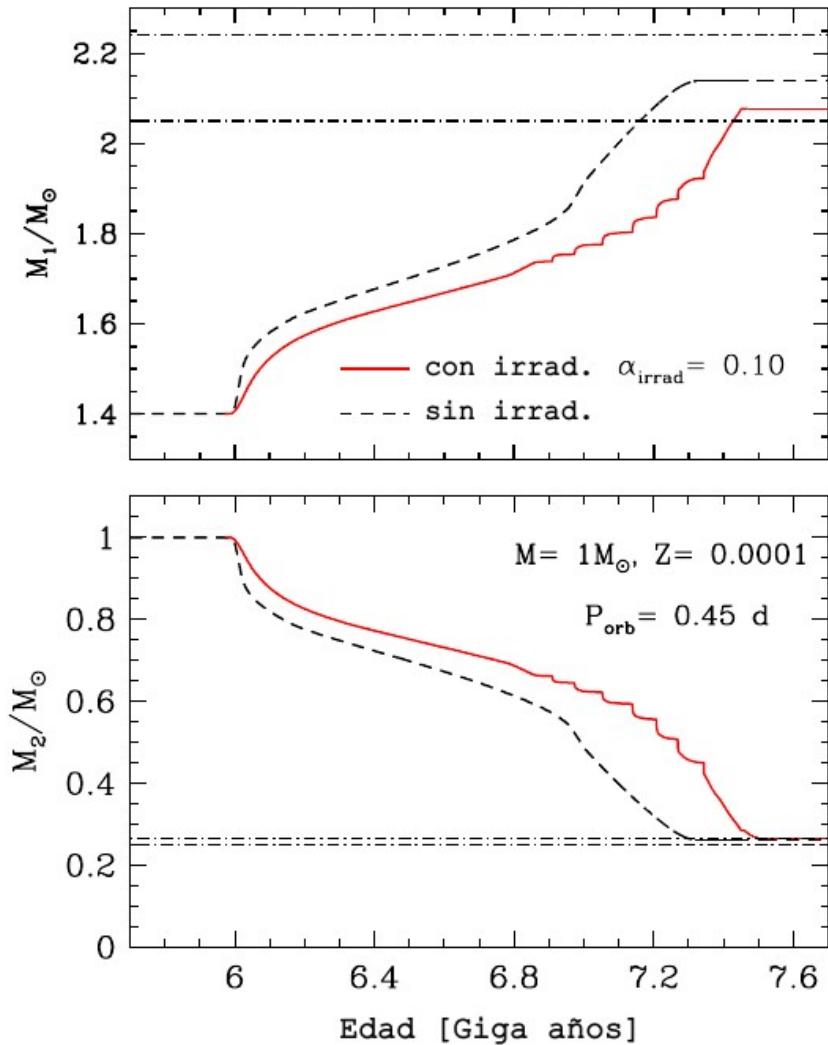


Figura 4.4: Masas de las componentes del sistema como función del tiempo. La línea roja continua y la línea negra discontinua representan los mismos modelos que en la Figura 4.2. El panel superior (inferior) muestra la evolución de la masa de la EN (estrella donante). Las líneas horizontales representan los límites observados para cada masa.

envolturas no se enfrián lo suficiente como para ser compatibles con dichas observaciones. La Figura 4.7 muestra la evolución de la temperatura en estos tres casos (envoltura rica en hidrógeno con y sin difusión y envoltura rica en helio). Luego de la edad de 5.6 Giga años, las curvas comienzan a separarse y la estrella que tiene una donante con envoltura dominada por el helio se enfriá más rápido que los otros dos modelos. Algo similar sucede con la luminosidad (Figura 4.8). Para una envoltura dominada por helio, la luminosidad sufre un decaimiento pronunciado, producto de la falta de hidrógeno que actúa como aislante.

Se puede considerar que el renombrado escenario *born-again* propuesto por Iben et al. (1983) sea un proceso prometedor para hacer que la estrella pierda todo su hidrógeno por procesos de quema nuclear.

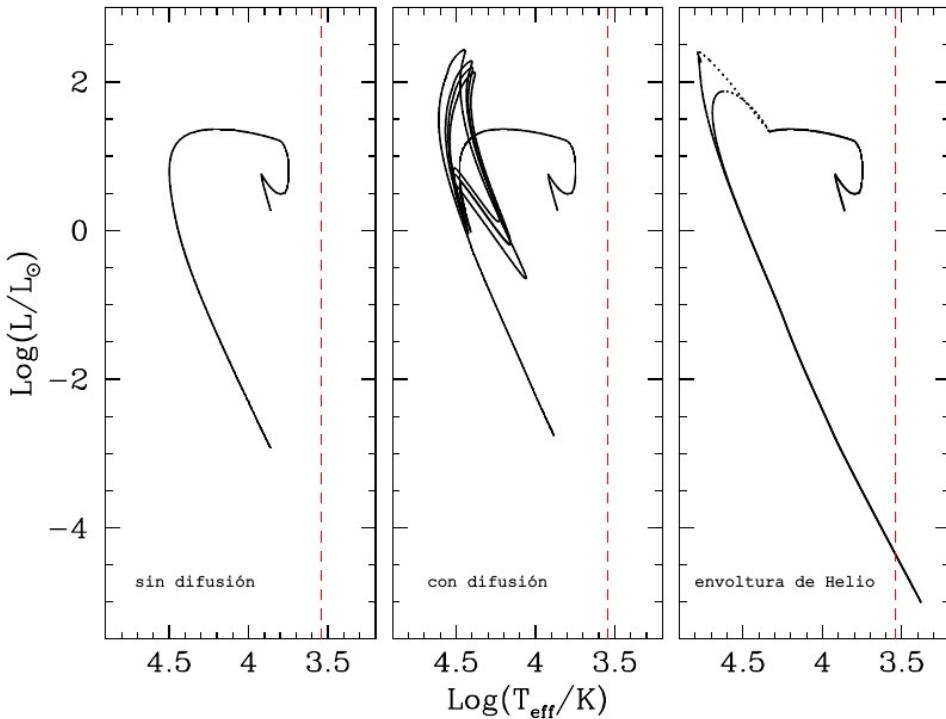


Figura 4.5: Diagrama HR de la estrella donante con las mismas características que en la Figura 4.2. El panel de la izquierda muestra la evolución de la estrella ignorando la difusión, el panel del medio corresponde al caso con difusión y el panel derecho muestra el caso en que se ha removido todo el hidrógeno. En este último panel, las dos líneas son el resultado de distintos procedimientos realizados para remover el hidrógeno (mientras menor cantidad de modelos empleados para reemplazar hidrógeno por helio, más alto el pico en la luminosidad). Cabe destacar que el detalle en el procedimiento de la remoción del hidrógeno no tiene impacto en la evolución subsecuente de la estrella.

A pesar de que encontramos varios *flashes* de quema de hidrógeno, estos no fueron suficientemente fuertes como para quemar todo el hidrógeno remanente en la compañera. De cualquier forma, en PSR J0740+6620 algún proceso debe haber tenido lugar que haya removido el hidrógeno restante, pero los detalles físicos del proceso no son claros al momento.

4.3. Resumen, conclusiones y discusión

En este trabajo, nuestra motivación fue explorar un posible origen para la EN masiva en PSR J0740+6620. Utilizando el código de evolución binaria descripto en el Capítulo 3, buscamos posibles progenitores para al sistema binario que contiene este MSP. Consideramos transferencia de masa conservativa, i.e., toda la materia perdida por la donante es acretada por la EN ($\beta = 1$), siempre que la acreción esté por debajo del límite de Eddington. Examinamos diferentes valores iniciales para la masa de la estrella donante, su metalicidad y el período orbital. Encontramos que el modelo con masas iniciales $M_{\text{NS}} = 1,4 M_{\odot}$ y $M_2 = 1 M_{\odot}$, período orbital $P_{\text{orb}} = 0,45$ días y $Z = 0,00010$ puede dar

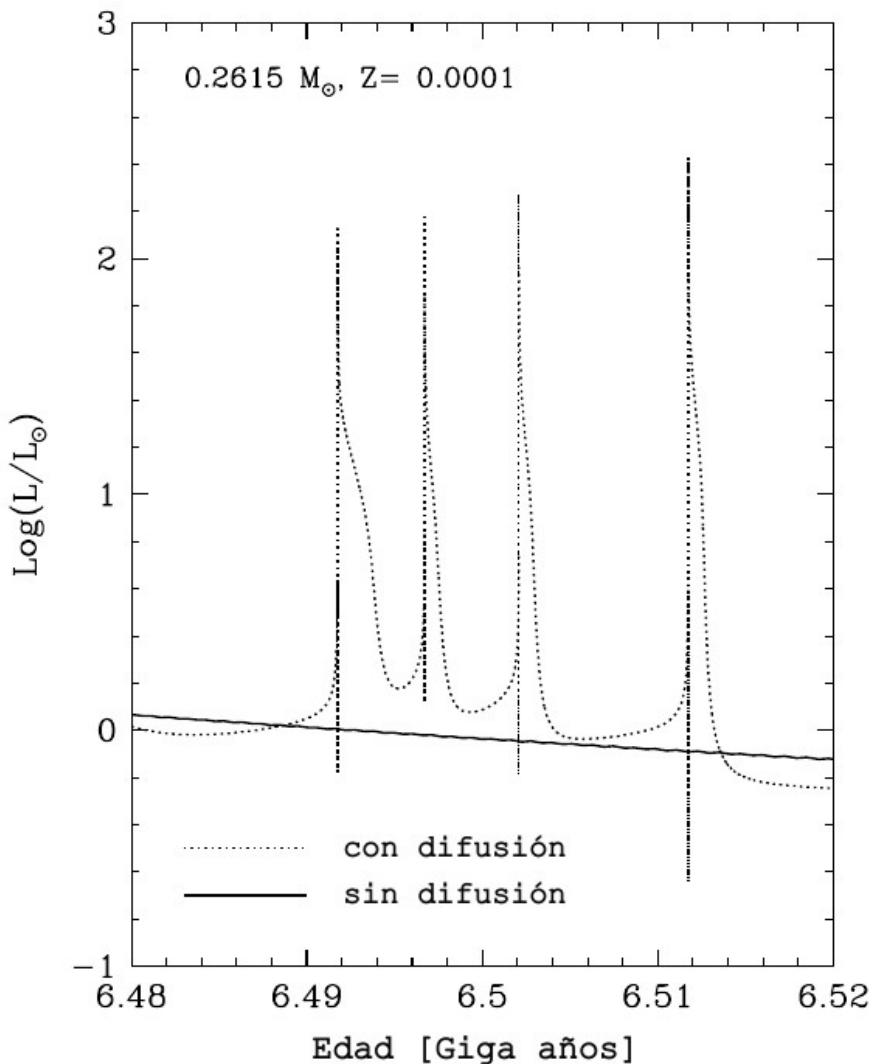


Figura 4.6: Luminosidad en función del tiempo para la estrella donante durante el flash termonuclear en la capa de hidrógeno ocasionado por el proceso de difusión.

cuenta del estado evolutivo del sistema observado por [Cromartie et al. \(2019\)](#). Luego, analizamos los efectos de la irradiación mutua en la evolución del sistema, encontrando que tanto el modelo irradiado como el no irradiado proveen posibles progenitores para PSR J0740+6620.

Por otro lado, la evolución binaria predice una envoltura de la donante con contenido de hidrógeno. Sin embargo, mostramos que si la estrella tiene hidrógeno en su envoltura, no se enfriá lo suficientemente rápido como para alcanzar las bajas temperaturas efectivas observadas ([Beronya et al. 2019](#)).

Se puede considerar que el renombrado escenario *born-again* propuesto por [Iben et al. \(1983\)](#) es un proceso prometedor para hacer que la estrella pierda todo su hidrógeno por procesos de quema nuclear. La sedimentación gravitatoria y la difusión química son conocidas por alterar las distribuciones de las abundancias de elementos bajo la superficie estelar. En particular, se espera que la difusión química conduzca a una cola de hidrógeno que penetra hacia abajo a través de las capas más calientes.

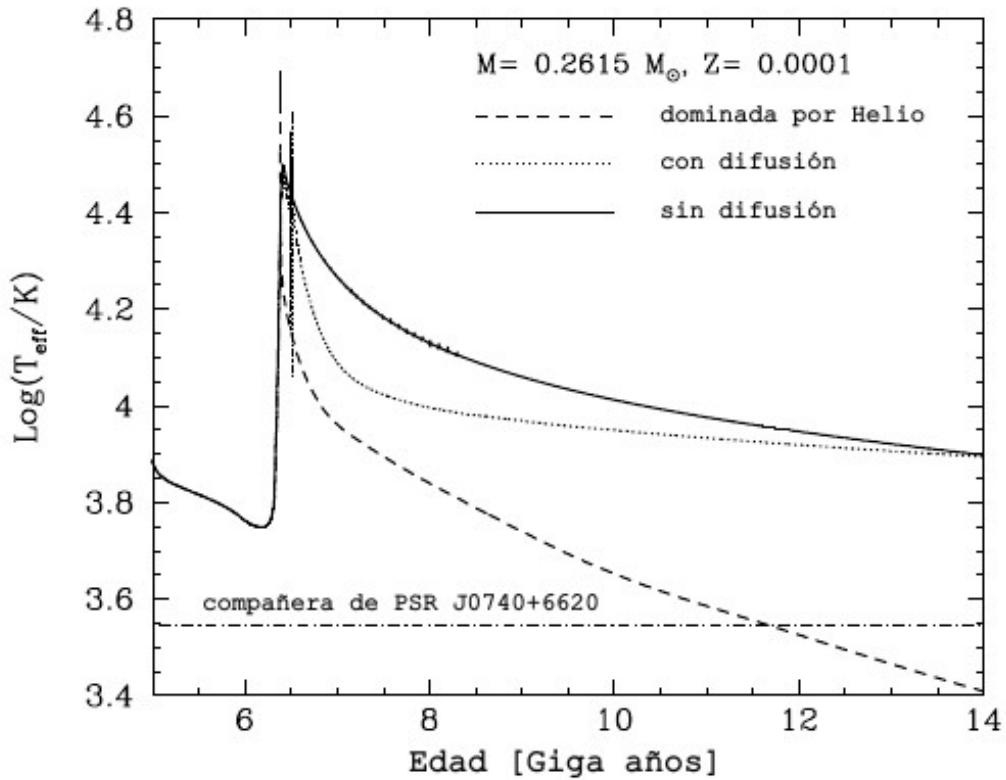


Figura 4.7: Temperatura efectiva de la estrella donante como función del tiempo para los tres casos, i.e. envoltura rica en hidrógeno con y sin difusión y envoltura de helio, mostrados en la Figura 4.5. La temperatura observada para la compañera de PSR J0740+6620 se denota con una línea horizontal.

Como hemos mostrado, esto puede inducir la quema de hidrógeno en un flash termonuclear cerca de la superficie. La edad de enfriamiento de la enana blanca depende de la masa de la envoltura de hidrógeno antes de ingresar a la fase de enfriamiento. De hecho, las envolturas de hidrógeno menos masivas evitan que la quema de hidrógeno sea una fuente importante de energía durante la evolución posterior de la enana blanca, lo que da lugar a edades bajas en las etapas finales de enfriamiento. Existen varias formas en las que se puede reducir la masa de la envoltura de hidrógeno. Por ejemplo, es posible que después de un episodio de flash, la envoltura de la enana blanca alcance nuevamente dimensiones gigantes, y otra fase de pérdida de masa puede ser iniciada, lo que provoca una reducción sustancial de la masa de las capas de hidrógeno (ver, por ejemplo, Iben & Tutukov 1986).

Motivados por este escenario, exploramos los efectos de la difusión de elementos químicos en esta estrella. A pesar de que encontramos que la donante experimenta algunos *flashes* termonucleares que producen un aumento repentino en su luminosidad, estos no fueron suficientemente fuertes como para quemar todo el hidrógeno remanente en la envoltura, por lo que, aún considerando este efecto, la envoltura sigue teniendo algo de hidrógeno, lo que causa una gran discrepancia con las observaciones. Si se remueve el hidrógeno sobrante en la envoltura justo antes del *track* de enfriamiento, se puede verificar que el remanente compacto de la donante se enfria lo suficientemente rápido como para

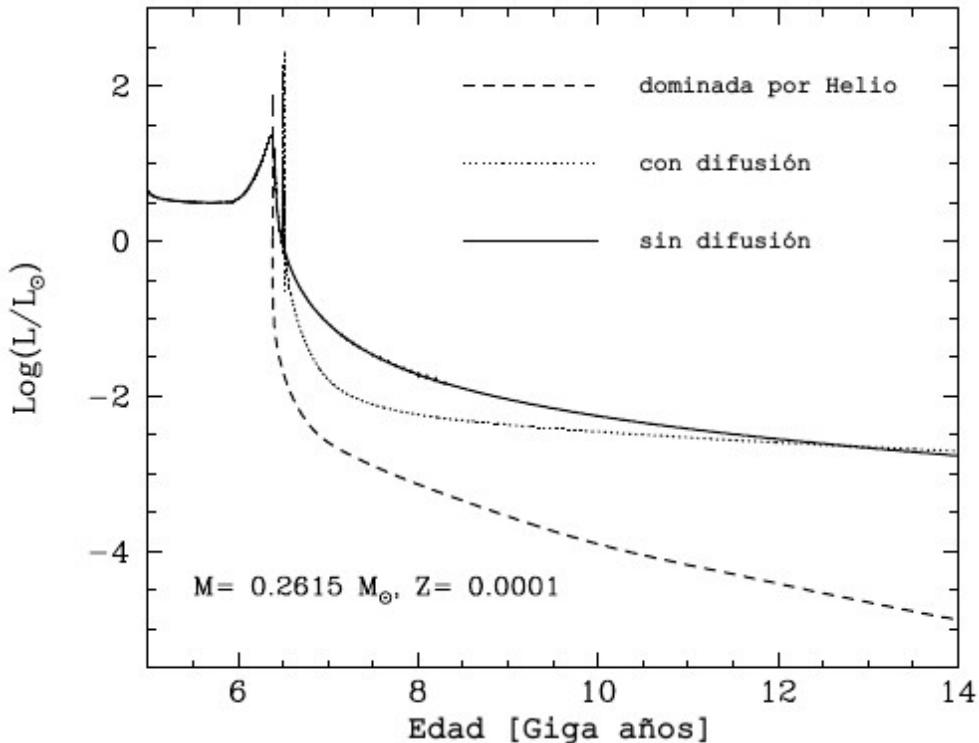


Figura 4.8: Luminosidad de la estrella donante como función del tiempo para los tres casos, i.e. envoltura rica en hidrógeno con y sin difusión y envoltura de helio, presentados en la Figura 4.5.

alcanzar la temperatura efectiva observada en una escala de tiempo menor que la edad del Universo.

Evidentemente, algún ingrediente físico en nuestro modelo tiene una relevancia fuertemente subestimada o simplemente está faltando. Una posibilidad es que los efectos de la difusión hayan sido subestimados y en la realidad puedan ocasionar *flashes* termonucleares más fuertes. De ser así, gran parte del hidrógeno se quemaría y otra parte se perdería en un flash tardío impulsado por un RLOF. Otra posibilidad es que la evaporación de la donante sea no despreciable, hecho que hemos asumido en nuestros cálculos. De cualquier forma, en PSR J0740+6620 algún proceso debe haber tenido lugar que haya removido el hidrógeno restante, pero los detalles físicos del proceso no son claros al momento. Todas estas posibilidades justifican una futura exploración detallada.

Capítulo 5

El frenado magnético

En este capítulo expondré un estudio enfocado en el frenado magnético, que tiene como objetivo explorar cómo distintas prescripciones propuestas para este fenómeno afectan el camino evolutivo entre (pre-)LMXBs, BMSPs y UCXBs. Los resultados de dicho trabajo han sido enviados para su publicación y el manuscrito se encuentra actualmente en proceso de arbitraje.

A lo largo de este trabajo hemos realizado numerosas incorporaciones al código de evolución binaria (ver Sección 5.3). En particular, mi aporte se centró en incorporar tres nuevas prescripciones para el frenado magnético, y en modelar las interacciones de marea entre las componentes del sistema binario, para hacer explícito el acople entre el frenado magnético y las fuerzas de marea.

5.1. Introducción

Así como la evolución de una estrella aislada depende principalmente de su masa, los parámetros más importantes en la evolución de un sistema binario son la masa de ambas componentes, la separación orbital inicial y la excentricidad. Pero además, la forma en la que el sistema pierde momento angular es especialmente importante, ya que es la que dicta la rapidez con la que las estrellas se acercan permitiendo una posible interacción. Como hemos visto, los principales mecanismos por los que un sistema binario pierde momento angular son la emisión de radiación gravitatoria, la pérdida de masa del sistema y el frenado magnético (FM). El concepto de frenado magnético fue introducido por [Verbunt & Zwaan \(1981\)](#), cuando se hizo evidente que la pérdida de momento angular únicamente por radiación gravitatoria no podía explicar las tasas de transferencia de masa observadas en sistemas binarios interactuantes.

De entre los mecanismos de pérdida de momento angular, el de mayor incertidumbre es el FM (ver, por ejemplo, [Ivanova & Taam 2003](#)). Además, se cree que es el mecanismo responsable de la pérdida de momento angular orbital en varios tipos de binarias interactuantes, especialmente en los casos en que la estrella donante es menos masiva que la acretora, ya que, si se considera transferencia de masa conservativa y se desprecia la radiación gravitatoria, el sistema se abriría (ver Sección 3.3.1). La idea básica es que el viento estelar es obligado a co-rotar con la estrella hasta grandes distancias,

llevándose gran cantidad de momento angular por unidad de masa. Este fenómeno fue anticipado teóricamente por Schatzman (1962), Brandt (1966) y Weber & Davis (1967), e inferido por Kraft (1967) y Skumanich (1972) en estrellas cercanas.

En 1962, Schatzman, propuso que el motivo de la desaceleración en algunas estrellas podía deberse a la envoltura convectiva. Argumentó que, cuando existe este tipo de envoltura, se produce un proceso de dinamo en el que el fluido conductor de electricidad genera un campo magnético que hace que la materia eyectada desde la superficie de la estrella continúe girando aún a grandes distancias. De esta manera, se pierde gran cantidad de momento angular por unidad de masa. En 1972, Skumanich realizó la primera estimación numérica utilizando observaciones de la desaceleración en la rotación de enanas de tipo G aisladas. Derivó una fórmula empírica para describir la dependencia fenomenológica entre la velocidad de rotación ecuatorial con la edad (Skumanich 1972). Propuso que la pérdida de momento angular por FM depende de la masa de la estrella, de su radio, y de su velocidad angular. Construyó una ley para describir estrellas de Secuencia Principal comparables con el Sol que sugiere una dependencia de la velocidad de rotación estelar con la inversa de la raíz cuadrada del tiempo. Sin embargo, como fue notado por Van et al. (2019), otros tipos de estrellas podrían tener vientos que produzcan una tasa de pérdida de masa mayor y una intensidad en el campo magnético que no sea directamente proporcional a la velocidad de rotación estelar. Esto podría jugar un papel importante en las leyes de FM (Mestel 1968; Mestel & Spruit 1987; Kawaler 1988). Lo que es innegable es que el comportamiento de los campos magnéticos estelares es complejo. Es bien sabido que juegan un papel importante en todos los estadios evolutivos de las estrellas, modificando tanto su superficie como su interior (ver, por ejemplo, Maeder et al. 2008, Donati 2010, Martin 2018)

La ecuación de FM más utilizada en los cálculos de binarias interactantes es aquella presentada por Rappaport et al. (1983) (ver Sección 3.3.2). En esta ley, la masa, el radio y la velocidad de rotación de la estrella dependen del tiempo y la expresión está parametrizada por el llamado índice de frenado magnético γ_{fm} . Sin embargo, esta prescripción enfrenta algunos problemas en los cálculos de LMXBs. Notablemente, los períodos orbitales de BMSPs que descienden de LMXBs discrepan con las observaciones, especialmente para períodos entre 0,1 y 10 días (Pfahl et al. 2003; Istrate et al. 2014; Shao & Li 2015). Además, la tasa de acreción de masa inferida por las observaciones es aproximadamente un orden de magnitud mayor que aquella calculada utilizando esta ley (Podsiadlowski et al. 2002; Pfahl et al. 2003; Shao & Li 2015; Pavlovskii & Ivanova 2016; Van & Ivanova 2019). Por otra parte, los UCXBs son muy difíciles de formar con esta ley: solo sistemas con condiciones iniciales en un rango muy acotado de período orbital y masa de la estrella donante pueden evolucionar hacia UCXBs (problema de *fine tuning*) (van der Sluys et al. 2005a; van der Sluys et al. 2005b; Istrate et al. 2014; Echeveste et al. 2019). Lo mismo sucede con la formación de enanas blancas muy poco masivas en compañía de MSPs (Istrate et al. 2014, Istrate et al. 2016).

Las discrepancias mencionadas entre los modelos y las observaciones motivaron el trabajo de Van et al. (2019) donde se proponen nuevas leyes para el FM y se presenta un estudio de sus implicancias en la acreción de masa en binarias interactantes. Presentaron tres nuevas prescripciones para el FM,

denominadas Impulsada por Convección (FM2), Intermedia (FM3) e Impulsada por Vientos (FM4). Estas leyes incluyen un escaleo de la fuerza del campo magnético con el *convective turnover time* (tiempo de rotación convectiva) y la tasa de pérdida de masa por vientos. Más tarde, [Van & Ivanova \(2019\)](#) presentaron una quinta prescripción, denominada Impulsada por Convección y Rotación (CARB FM). Esta se obtiene a través de una deducción autoconsistente que incluye el efecto de la rotación estelar en el radio de Alfvèn y la dependencia del campo magnético con el *convective turnover time*.

Según [Van & Ivanova \(2019\)](#), todos los LMXBs de interés se pueden reproducir bajo la prescripción FM3 cuando se cotejan las simulaciones con tres parámetros observados (por ejemplo, el período orbital, la tasa de transferencia de masa, y el cociente de masas). Sin embargo, si también se considera la temperatura efectiva, Sco X-1 ya no se puede reproducir con esta ley. Además, el número de posibles progenitores de Cyg X-2 también se reduce a solo un sistema. Por otra parte, cuando se utiliza la CARB FM, notaron que todos los LMXBs persistentes se pueden reproducir. Por lo tanto, recomiendan su uso en lugar de la ley de Skumanich para modelar LMXBs galácticas y extragalácticas con EN.

5.2. Las mareas acopladas al frenado magnético

Como hemos visto en la Sección 1.3, el frenado magnético actúa a través de las fuerzas de marea: el momento angular perdido por el viento estelar anclado a las líneas de campo magnético se traduce en una pérdida de momento angular del sistema que intenta mantener la sincronización.

Las fuerzas de marea aparecen en sistemas binarios debido a la dependencia de la fuerza de gravedad con la distancia. Cuando un cuerpo de tamaño suficientemente grande es alterado por la fuerza gravitatoria de otro cuerpo, la diferencia en la magnitud de la fuerza de gravedad entre el extremo cercano y el lejano puede ser grande. En las estrellas este hecho altera su forma produciendo abultamientos que se elevan sobre su superficie (por ejemplo, si suponemos estrellas inicialmente esféricas, la fuerza de marea tenderá a convertirlas en elipsoides). Estas deformaciones causan una pérdida de energía en la rotación debido a que aparecen fuerzas de fricción. Esta disipación de energía induce un retardo de fase en el abultamiento, haciendo que las partes abultadas no estén en la dirección que une los centros de masa de ambas estrellas. De esta manera, la masa inclinada genera un torque en la estrella que se opone a la dirección de la rotación y por lo tanto, hace que rote más lento (o más rápido, dependiendo de las velocidades de rotación de la órbita y de la estrella). El torque produce un intercambio de momento angular entre el spin estelar y orbital, mientras se conserva el momento angular total y disminuye la energía orbital y rotacional. Como resultado, los parámetros orbitales del sistema cambian, aproximándose asintóticamente a un estado de equilibrio o llevando al sistema a un espiraleo acelerado ([Hut 1980, Counselman 1973](#)). El estado de equilibrio está definido como un estado de mínima energía cinética, en el que la órbita es circular, la rotación de las dos estrellas se encuentra sincronizada con el movimiento orbital, y sus ejes de rotación son perpendiculares al plano orbital. La velocidad con la que el sistema tiende a este estado depende de la fuerza de la interacción

de marea, y por lo tanto de la separación entre las dos componentes del par: mientras más cercanas las estrellas, más rápida la evolución dinámica del sistema. Pero también dependerá de la eficiencia de los procesos físicos responsables de la disipación de la energía cinética.

Como hemos mencionado, la interacción de mareas entre dos cuerpos disipa energía e introduce un intercambio de momento angular entre la órbita y la rotación de dichos cuerpos. Como fue demostrado por [Counselman \(1973\)](#) y [Hut \(1981\)](#), a menos que el momento angular de rotación de la estrella exceda 1/3 del momento angular orbital, los elementos orbitales del sistema binario y la rotación de las estrellas que lo componen evolucionan de manera tal de alcanzar el estado de mínima energía. Sin embargo, dicha solución de equilibrio no existe si hay una pérdida de momento angular en el sistema. Tal pérdida puede ocurrir, por ejemplo, por el frenado magnético.

El acople entre las mareas y el FM es usualmente omitido en el estudio de los progenitores de LMXBs (tanto en el caso en que el objeto acretante es una EN como cuando es un AN), ya que típicamente se asume que la binaria se circulariza y se sincroniza rápidamente. Luego, una vez que se llega a la sincronización, toda cantidad de momento angular que se pierde de la estrella se pierde instantáneamente de la órbita. En este trabajo, haremos explícito el acople entre las mareas y el FM resolviendo en el código de evolución binaria las ecuaciones que detallaremos a continuación.

Utilizamos un modelo simple en el que las estrellas se encuentran en equilibrio hidrostático y, en ausencia de mecanismos de disipación, se ajustan instantáneamente a la fuerza perturbativa ejercida por su compañera. Además, en dicho modelo las mareas tienen desviaciones pequeñas en magnitud y dirección respecto al equilibrio, y se parametrizan en términos de un retardo temporal constante y pequeño. En consecuencia, los elementos orbitales varían lentamente dentro de un período orbital. A este modelo se lo llama de fricción débil ([Darwin 1879](#), [Alexander 1973](#), [Zahn 1977](#)), es conveniente por su simpleza matemática y resulta una buena aproximación a binarias de rayos X en las que el objeto acretante es una EN o un AN ([Hut 1981](#)).

Utilizaremos las ecuaciones dadas en [Repetto & Nelemans \(2014\)](#), en las que se extienden las ecuaciones de [Hut \(1981\)](#) para acoplarlas al FM:

$$\frac{da}{dt} = -6 \left(\frac{K}{T} \right) q(1+q) \left(\frac{R}{a} \right)^8 \frac{a}{(1-e^2)^{15/2}} \\ \left[f_1(e^2) - (1-e^2)^{3/2} f_2(e^2) \frac{\omega}{\Omega} \cos i \right], \quad (5.1)$$

$$\frac{de}{dt} = -27 \left(\frac{K}{T} \right) q(1+q) \left(\frac{R}{a} \right)^8 \frac{e}{(1-e^2)^{13/2}} \\ \left[f_3(e^2) - \frac{11}{18} (1-e^2)^{3/2} f_4(e^2) \frac{\omega}{\Omega} \cos i \right], \quad (5.2)$$

$$\frac{d\omega}{dt} = 3 \left(\frac{K}{T} \right) \frac{q^2}{k^2} \left(\frac{R}{a} \right)^6 \frac{\Omega}{(1-e^2)^6} \left[f_2(e^2) \cos i - \frac{1}{4} \frac{\omega}{\Omega} (1-e^2)^{3/2} (3 + \cos 2i) f_5(e^2) \right] + \left(\frac{d\omega}{dt} \right)_{FM}, \quad (5.3)$$

$$\frac{di}{dt} = -3 \left(\frac{K}{T} \right) \frac{q^2}{k^2} \left(\frac{R}{a} \right)^6 \frac{\Omega}{\omega} \frac{\sin i}{(1-e^2)^6} \left[f_2(e^2) - \frac{f_5(e^2)}{2} \left(\frac{\omega}{\Omega} (1-e^2)^{3/2} \cos i + \frac{R^2}{GM} a \omega^2 k^2 (1-e^2) \right) \right]. \quad (5.4)$$

Aquí Ω es la velocidad angular orbital, k es el radio de giro de la estrella en cuestión y R , M y ω su radio, masa y velocidad angular. q es el cociente de masas de las dos estrellas ($q = M_{EN}/M$), a es el semieje orbital, y e y i la eccentricidad e inclinación de la órbita. (K/T) es una escala de tiempo típica en la que ocurren cambios significativos en la órbita a través de la evolución de marea. Estas ecuaciones no incluyen los términos por cambios en el radio, la masa y el factor giromagnético de la estrella donante.

Las funciones $f_i(e^2)$ se definen como

$$\begin{aligned} f_1(e^2) &= 1 + \frac{31}{2}e^2 + \frac{255}{8}e^4 + \frac{185}{16}e^6 + \frac{25}{64}e^8 \\ f_2(e^2) &= 1 + \frac{15}{2}e^2 + \frac{45}{8}e^4 + \frac{5}{16}e^6 \\ f_3(e^2) &= 1 + \frac{15}{4}e^2 + \frac{15}{8}e^4 + \frac{5}{64}e^6 \\ f_4(e^2) &= 1 + \frac{3}{2}e^2 + \frac{1}{8}e^4 \\ f_5(e^2) &= 1 + 3e^2 + \frac{3}{8}e^4. \end{aligned}$$

y son $f_i(e^2 = 0) = 1$ para órbitas circulares.

5.3. El código evolutivo y el modelo binario

Para realizar la presente investigación, calculamos secuencias evolutivas con el código de evolución binaria descripto en el Capítulo 3 (Benvenuto & De Vito 2003). Para este trabajo, hemos incluido el efecto de la energía de ligadura de la EN en la cantidad de masa total acretada, siguiendo el trabajo de Bagchi (2011). Hemos incorporado además, el acoplamiento spin-órbita (introducido en la sección anterior), el cálculo de la masa perdida del sistema debida al viento estelar de la estrella donante, y un nuevo esquema para la tasa de transferencia de masa por RLOF. Finalmente, y de acuerdo con los objetivos de este trabajo, hemos incorporado tres nuevas prescripciones para modelar el FM. A continuación, detallaremos las expresiones utilizadas para modelar estos procesos.

5.3.1. Transferencia de masa por RLOF

El código que utilizamos está basado en una modificación de la técnica de Henyey presentada en Kippenhahn et al. (1967) para resolver el conjunto de ecuaciones diferenciales que describen la estructura estelar junto con la MTR por RLOF (ver Sección 3.2). De esta manera, la MTR se incluye como una variable adicional en el método de Henyey y se calcula simultáneamente con la solución de las ecuaciones de la estructura estelar. Por consiguiente, la MTR se calcula de forma auto consistente: durante los episodios de transferencia de masa, el código encuentra la MTR de manera completamente implícita por medio de un *único* proceso iterativo. Este tipo de algoritmo fue empleado también por Büning & Ritter (2006), quienes lo consideraron la mejor manera de calcular la MTR. Este procedimiento es distinto al que se emplea en MESA y otros códigos (ver, por ejemplo, los trabajos de Podsiadlowski et al. 2002; Madhusudhan et al. 2008; Lin et al. 2011). Allí, para construir un modelo estelar, se emplea un procedimiento iterativo *doble*: se estima una MTR y se relaja la estructura estelar para ese valor de la MTR. Luego, con esta nueva estructura, se computa una nueva MTR y se relaja la estructura estelar nuevamente. Esto se repite hasta lograr consistencia.

Para calcular la MTR (\dot{M}_{RLOF}) utilizaremos o bien el esquema de *Ritter* (Ritter, 1988) o el de *Kolb-Ritter* (Kolb & Ritter, 1990). La elección entre estos dos esquemas depende de la relación entre el radio de la estrella donante, R_2 , y el radio de su lóbulo de Roche, R_L .

Usamos el *esquema de Ritter* cuando $R_2 < R_L$,

$$\dot{M}_{\text{RLOF}} = -\dot{M}_0 \exp\left(\frac{R_2 - R_L}{H_p/\gamma(Q)}\right), \quad (5.5)$$

aquí H_p es la altura de escala de presión: $H_p = -dr/dlnP$, la distancia en la que la presión varía en un factor e en la fotósfera de la donante, y

$$\dot{M}_0 = \frac{2\pi}{\exp(1/2)} F_1(Q) \frac{R_L^3}{GM_2} \left(\frac{k_B T_{\text{eff}}}{m_p \mu_{\text{ph}}}\right)^{3/2} \rho_{\text{ph}} \quad (5.6)$$

es la MTR de una binaria en la que la estrella donante tiene el tamaño exacto de su lóbulo de Roche. M_2 es la masa de esta estrella, m_p es la masa del protón, T_{eff} es la temperatura efectiva de la donante, k_B es la constante de Boltzmann, y μ_{ph} y ρ_{ph} son el peso molecular medio y la densidad en la fotósfera respectivamente. Las dos funciones de ajuste son

$$F_1(Q) = 1,23 + 0,5 \log Q, \quad 0,5 \lesssim Q \lesssim 10 \quad (5.7)$$

y

$$\gamma(Q) = \begin{cases} 0,954 + 0,025 \log Q - 0,038(\log Q)^2 & 0,04 \lesssim Q \lesssim 1 \\ 0,954 + 0,039 \log Q - 0,114(\log Q)^2 & 1 \lesssim Q \lesssim 20, \end{cases} \quad (5.8)$$

donde $Q = M_2/M_{\text{NS}}$ es el cociente de masas y M_{NS} es la masa de la EN.

Usamos el *esquema de Kolb-Ritter* cuando $R_2 > R_L$

$$\dot{M}_{\text{RLOF}} = -\dot{M}_0 - 2\pi F_1(Q) \frac{R_L^3}{GM_2} \times \int_{P_{\text{ph}}}^{P_{\text{RL}}} \Gamma_1^{1/2} \left(\frac{2}{\Gamma_1 + 1} \right)^{(\Gamma_1+1)/(2\Gamma_1-2)} \left(\frac{k_B T}{m_p \mu} \right)^{1/2} dP, \quad (5.9)$$

aquí Γ_1 es el primer exponente adiabático y P_{ph} y P_{RL} son la presión en la fotósfera y en el radio R_L , respectivamente.

5.3.2. Frenado magnético

La pérdida de momento angular por FM fue modelada siguiendo los trabajos de Van et al. (2019) (de aquí en más Van19) y Van & Ivanova (2019):

$$\frac{dJ_{\text{fm}}}{dt} = \frac{dJ_{\text{fm,Sk}}}{dt} \left(\frac{\omega_2}{\omega_\odot} \right)^\beta \left(\frac{\tau_{\text{conv}}}{\tau_{\odot,\text{conv}}} \right)^\xi \left(\frac{\dot{M}_{2,\text{viento}}}{\dot{M}_{\odot,\text{viento}}} \right)^\alpha, \quad (5.10)$$

donde $dJ_{\text{fm,Sk}}$ es la ley de FM deducida en Rappaport et al. (1983):

$$\frac{dJ_{\text{fm,Sk}}}{dt} = -3,8 \times 10^{-30} M_2 R_\odot^4 \left(\frac{R_2}{R_\odot} \right)^{\gamma_{\text{fm}}} \omega_2^3 \text{ dyn cm}, \quad (5.11)$$

$\gamma_{\text{fm}} = 4$ corresponde a la ley estándar de Skumanich (Verbunt & Zwaan, 1981) y ω_2 es la velocidad angular de la estrella donante. En este trabajo usamos $\omega_\odot = 3 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, $\tau_{\odot,\text{conv}} = 1,537 \times 10^6 \text{ s}^1$ y $\dot{M}_{\odot,\text{wind}} = 2,54 \times 10^{-14} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (Carroll & Ostlie, 2006).

De acuerdo con Van19, β , ξ y α en Eq. (5.10) pueden tomar diferentes valores, resultando en cuatro leyes de FM con diferente intensidad:

$$(\beta, \xi, \alpha) = \begin{cases} (0, 0, 0) & \text{FM0 - FM Estándar} \\ (0, 2, 0) & \text{FM2 - FM Impulsada por Convección} \\ (0, 2, 1) & \text{FM3 - FM Intermedia} \\ (2, 4, 1) & \text{FM4 - FM Impulsada por Vientos} \end{cases} \quad (5.12)$$

Poco después de presentar estas prescripciones de FM, Van & Ivanova (2019) propusieron otra expresión llamada “Impulsada por Convección y Rotación” (CARB FM) que, según sus investigaciones, es la que está en mayor acuerdo con todos los sistemas observados:

$$\frac{dJ_{\text{CARB FM}}}{dt} = -\frac{2}{3} \dot{M}_{2,\text{viento}}^{-1/3} R_2^{14/3} (v_{\text{esc}}^2 + 2\omega_2^2 R_2^2 / K_2^2)^{-2/3} \times \omega_\odot B_\odot^{8/3} \left(\frac{\omega_2}{\omega_\odot} \right)^{11/3} \left(\frac{\tau_{\text{conv}}}{\tau_{\odot,\text{conv}}} \right)^{8/3}, \quad (5.13)$$

¹Este valor es el resultado de un modelar detalladamente el Sol usando el presente código numérico. Esto es fundamental para tener simulaciones consistentes. En otros trabajos (e.g. Van19) se ha dado un valor de $\tau_{\odot,\text{conv}} = 2,8 \times 10^6 \text{ s}$.

donde $v_{\text{esc}} = \sqrt{2GM_2/R}$ es la velocidad de escape en la superficie de la estrella, y $B_\odot = 1 \text{ G}$. $K_2 = 0,07$ es una constante que establece el límite en el que la tasa de rotación empieza a ser significativa, y se obtiene de una grilla de simulaciones hechas por Réville et al. (2015). Para calcular el *convective turnover time* usamos la expresión de Hurley et al. (2002):

$$\tau_{\text{conv}} = 0,2989 \left[\left(\frac{M_{\text{env}}}{M_\odot} \right) \left(\frac{R_{\text{env}}(R_2 - R_{\text{env}}/2)}{R_\odot} \right) \left(\frac{L_\odot}{L_2} \right) \right]^{1/3} \text{año}, \quad (5.14)$$

donde R_{env} y M_{env} son el radio y la masa de la envoltura convectiva de la donante respectivamente. El viento estelar fue calculado siguiendo del trabajo de Reimers (1975) (ver Sección 5.3.4).

5.3.3. Efectos de marea

Incluimos los efectos de las mareas con el fin de relajar la suposición estándar de sincronización instantánea. Para hacerlo, procedemos de la siguiente manera. En el primer modelo de una secuencia, asumimos que la estrella donante está sincronizada con la órbita. A partir de ese momento, introducimos el frenado magnético que actúa sobre la rotación de esta estrella y que está acoplado por las fuerzas de mareas a la variación del semieje mayor de la órbita. Este acoplamiento espín-órbita se considera únicamente cuando el sistema está semiseparado; por el contrario, si el sistema está experimentando un episodio de transferencia de masa por RLOF, asumimos sincronización instantánea.

El acople entre el FM y las mareas fue modelado siguiendo a Repetto & Nelemans (2014). En este trabajo consideramos órbitas circulares y co-planaridad. En consecuencia, el conjunto de ecuaciones se reduce a

$$\frac{da}{dt} = -6 \left(\frac{K}{T} \right) q (1+q) \left(\frac{R_2}{a} \right)^8 a \left[1 - \frac{\omega_2}{\Omega} \right] + \left(\frac{da}{dt} \right)_{rg}, \quad (5.15)$$

$$\frac{d\omega_2}{dt} = 3 \left(\frac{K}{T} \right) \frac{q^2}{k^2} \left(\frac{R_2}{a} \right)^6 \Omega \left[1 - \frac{\omega_2}{\Omega} \right] + \left(\frac{d\omega_2}{dt} \right)_{\text{FM}}, \quad (5.16)$$

donde a y Ω son el semieje y la velocidad angular media de la órbita respectivamente, $q = M_{\text{EN}}/M_2$, y k es el radio de giro de la estrella donante, que describe su momento de inercia I como $I = k^2 M_2 R_2^2$. $(da/dt)_{rg}$ es la contribución debida a la radiación gravitatoria. (K/T) es la escala de tiempo de marea, que depende fuertemente de la estructura de la estrella. Utilizamos diferentes expresiones durante la evolución de la donante, siguiendo las expresiones dadas en Hurley et al. (2002):

$$\left(\frac{K}{T} \right) = \begin{cases} \frac{2}{21} \frac{F_{\text{conv}}}{\tau_{\text{conv}}} \frac{M_{\text{env}}}{M_2} \text{ yr}^{-1} & \text{envoltura convectiva} \\ 1,9782 \times 10^4 \frac{M_2 R_2^2}{a^5} (1+q)^{5/6} E_2 \text{ yr}^{-1} & \text{envoltura radiativa} \\ 2,564 \times 10^{-8} k^2 \left(\frac{L_2}{M_2} \right)^{5/7} \text{ yr}^{-1} & \text{enana blanca} \end{cases} \quad (5.17)$$

donde F_{conv} es la fracción de las celdas convectivas que contribuyen al amortiguamiento: $F_{\text{conv}} = \min[1, (\frac{P_{\text{tid}}}{2\tau_{\text{conv}}})]$, $\frac{1}{P_{\text{tid}}} = \left| \frac{1}{P_{\text{orb}}} - \frac{1}{P_{\text{spin}}} \right|$, y $E_2 = 1,592 \times 10^{-9} M_2^{2,84}$ (Zahn, 1975).

El último término en la Ecuación (5.16) varía de acuerdo a la prescripción de FM utilizada (FM0, FM2, FM3 y CARB FM).

5.3.4. Viento estelar

Para modelar el viento estelar usamos la expresión dada en [Reimers \(1975\)](#):

$$\dot{M}_{2,\text{viento}} = 4 \times 10^{-13} \eta \left(\frac{R_2}{R_\odot} \right) \left(\frac{L_2}{L_\odot} \right) \left(\frac{M_\odot}{M_2} \right) M_\odot \text{ año}^{-1}, \quad (5.18)$$

donde L_2 es la luminosidad de la estrella donante y $\eta = 1$ es la eficiencia de la pérdida de masa por vientos.

5.4. Resultados

Consideramos una estrella donante y una EN de $1,25 M_\odot$ y $1,3 M_\odot$ respectivamente. Asumimos una metalicidad $Z = 0,0139$ ([Asplund et al. 2021](#)). Hemos ajustado la abundancia de hidrógeno y el parámetro de longitud de mezcla para reproducir el presente Sol. Esto dio como resultado un valor $\alpha_{\text{mlt}} = l/H_p = 1,55$, donde l es la longitud de mezcla y una abundancia de hidrógeno $X = 0,7238$. Comenzamos las simulaciones asumiendo que la estrella donante se encuentra en la ZAMS. No incluimos *overshooting*. Para calcular la evolución orbital asumimos $\alpha = 1$ y $\beta = 1$ (ver Sección 3.3.1). De esta manera, si la estrella donante transfiere masa a una tasa menor que \dot{M}_{Edd} , el sistema evoluciona de forma conservativa.

Construimos secuencias evolutivas bajo la prescripción de Skumanich (FM0), la Impulsada por vientos (FM2), la Intermedia (FM3) y la Impulsada por convección y rotación (CARB FM). El período orbital inicial $P_{\text{orb},i}$ se extiende desde 0,5 hasta 328,42 días para la FM3; desde 0,5 hasta 738,94 días para la FM0; y desde 0,5 hasta 1108,41 días para la FM2 y la CARB FM. En todos los casos, el paso en el período orbital inicial es de 0,176 en el $\log(P_{\text{orb},i})$. Todas las secuencias fueron calculadas hasta la edad de 14.000 Mega años, o hasta que la estrella donante alcanza una luminosidad muy baja ($L_2 < 10^{-7} L_\odot$) o una masa muy chica ($M_2 < 0,015 M_\odot$). También detuvimos los cálculos si la MTR alcanza $10^{-2} M_\odot/\text{año}$, ya que consideramos que esta es una condición límite para la verosimilitud de la física incluida en el código.

Los caminos evolutivos de las estrellas donantes en todas las secuencias que calculamos se pueden ver en los diagramas HR en la Figura 5.1. Inspeccionando esta figura es posible ver los efectos de las distintas prescripciones de FM en la evolución de la estrella donante.

En los casos de las prescripciones FM0, FM2 y CARB FM fue posible evolucionar sistemas con $P_{\text{orb},i}$ lo suficientemente grande como para que la estrella donante pueda retener una masa por encima de $0,4 M_\odot$, permitiendo la ocurrencia de un *flash* de helio. En consecuencia, los sistemas con el mayor $P_{\text{orb},i}$ que evolucionan con estas tres prescripciones dan lugar a la formación de enanas blancas de carbono y oxígeno. La secuencia de enfriamiento de estas donantes se separa del resto debido a la

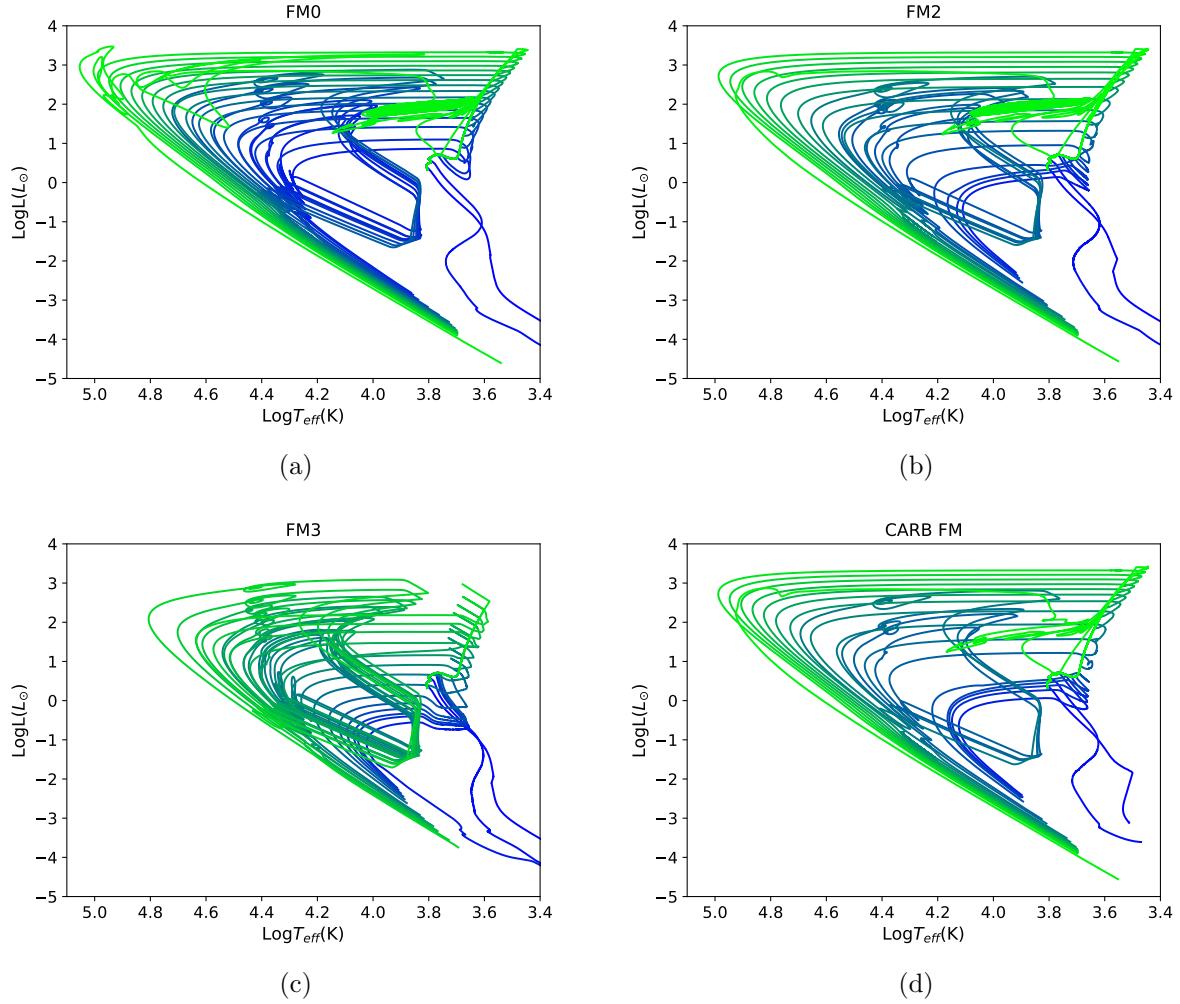


Figura 5.1: Diagrama HR de las estrellas donantes en sistemas binarios compuestos inicialmente por una estrella de secuencia principal de $1,25 M_{\odot}$ y una EN de $1,3 M_{\odot}$. La secuencia de colores de azul a verde indica que el $P_{\text{orb},i}$ va del valor más pequeño al más grande. Cada panel representa la evolución de un conjunto de sistemas con una determinada ley de FM.

gran diferencia en su composición química con respecto a la de los modelos restantes, ya que todas las donantes con $P_{\text{orb},i}$ menores terminan como enanas blancas de helio.

En el caso de la FM3, no es posible calcular sistemas con $P_{\text{orb},i}$ tan grande como en el resto de las prescripciones, porque la MTR alcanza el máximo valor permitido. Como la FM3 causa una pérdida de momento angular mayor, los sistemas experimentan mayor pérdida de masa. En consecuencia, las estrellas donantes terminan con menor masa en comparación con aquellas evolucionadas bajo las otras prescripciones de FM. Entonces, las capas externas de las donantes experimentan más *flashes* termonucleares pero menos intensos. En todos los casos, el producto final es una enana blanca de helio. Otra característica distintiva que tienen los sistemas evolucionados bajo la FM3 es la punta que se produce al comienzo del RLOF. Esta ocurre a radio constante debido al incremento (disminución)

repentino de la MTR (radio de la órbita antes del comienzo del RLOF).

Para poder hacer una comparación cuantitativa de los efectos de las distintas prescripciones de FM, seleccionamos cuatro series de secuencias correspondientes a $P_{\text{orb},i}$ de 1,68; 19,22; 97,30 y 328,42 días. Cada serie contiene cuatro secuencias, cada una corresponde a una prescripción de FM.

La Figura 5.2 muestra el diagrama HR de las estrellas donantes. Cada panel corresponde a un dado valor de $P_{\text{orb},i}$ y contiene cuatro secuencias, representadas con líneas de distinto estilo y color para indicar cada ley de FM. Las estrellas negras indican el comienzo de la transferencia de masa y los círculos rojos su fin. Como se puede ver, los modelos evolucionados bajo la FM0, FM2 y CARB FM se vuelven más similares entre sí a medida que el $P_{\text{orb},i}$ aumenta.

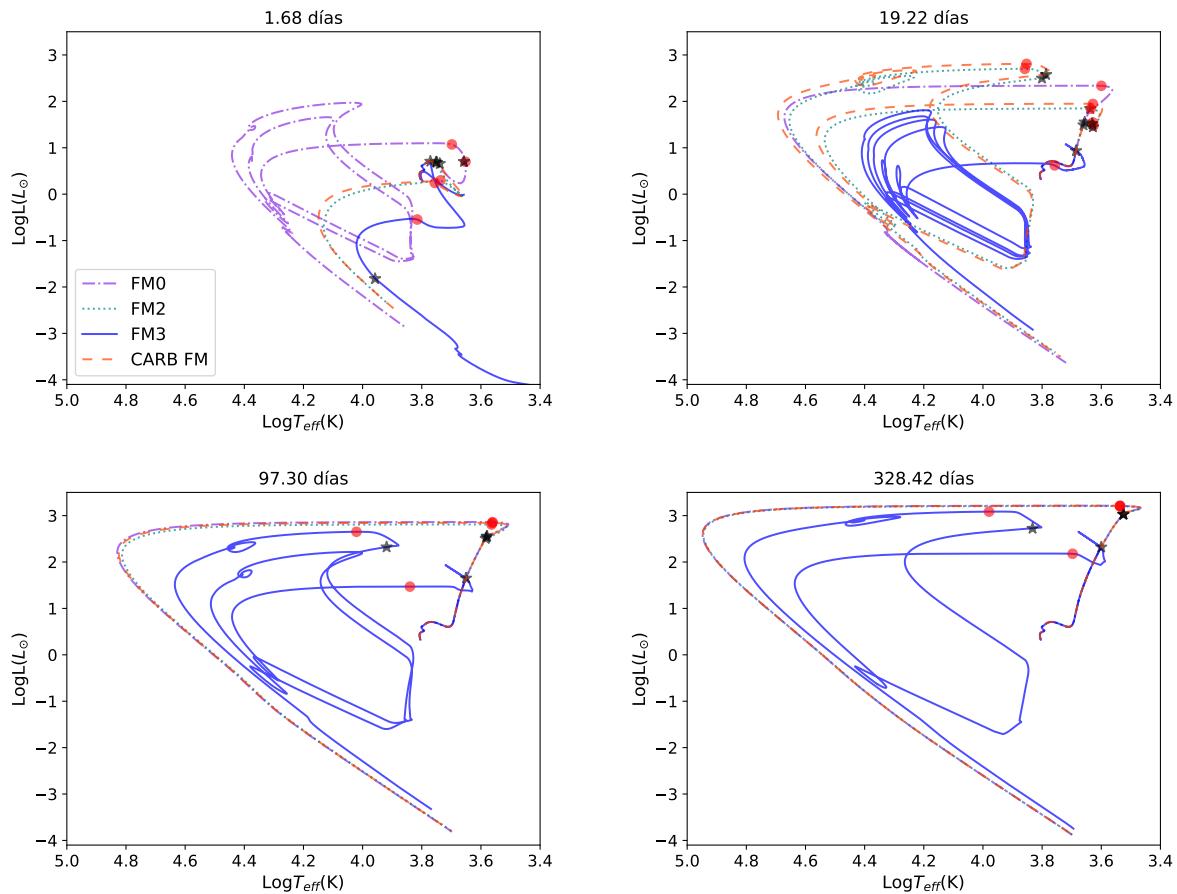


Figura 5.2: Diagrama HR de las estrellas donantes en sistemas binarios con $P_{\text{orb},i} = 1.68, 19.22, 97.30$ y 328.42 d. Las estrellas negras indican el comienzo de la transferencia de masa y los círculos rojos su fin. Cada estilo de linea y color representan una prescripción distinta de FM. Notar que, en los casos con $P_{\text{orb},i} = 97.30$ y 328.42 d, las secuencias correspondientes a las leyes FM0, FM2 y CARB FM son casi indistinguibles una de la otra.

La Figura 5.3 ilustra la MTR como función del tiempo. Las simulaciones muestran que, para una dada estrella donante, mientras $P_{\text{orb},i}$ crece, más alta es la MTR y más corto es el tiempo de vida de la emisión en rayos-X (como también mostraron, por ejemplo, Webbink et al. 1983, Shao & Li 2015),

Cuadro 5.1: Valores finales para la masa de la EN en (M_{\odot}) considerando diferentes $P_{\text{orb},i}$ y diferentes leyes de FM.

$P_{\text{orb},i}$	FM0	FM2	FM3	CARB FM
1.68	2.086	1.984	1.682	1.905
19.22	1.614	1.686	1.329	1.724
97.30	1.364	1.371	1.305	1.367
328.42	1.319	1.320	1.301	1.319

sugiriendo que sería un desafío observarla. Los sistemas que evolucionan con el FM3 llenan sus lóbulos de Roche antes y tienen MTR más altas, lo que hace que la masa de las estrellas donantes disminuya más y las EN crezcan menos (ver Cuadro 5.1) en comparación con las otras prescripciones de FM. A pesar de que la MTR en los sistemas bajo la FM3 es alta, se mantiene estable con lo cual es posible calcular la evolución de sistemas con $P_{\text{orb},i}$ de hasta 328,42 días, permitiendo la formación de sistemas con período orbital de hasta $\simeq 55$ días. Por otra parte, como los sistemas bajo la FM3 comienzan el RLOF a menores luminosidades (ver Figura 5.2) la pérdida de masa por vientos es menos significativa que para las demás prescripciones (ver Ecuación 5.18). Por otro lado, cabe destacar que el sistema con $P_{\text{orb},i} = 1,68$ días bajo la prescripción FM3 sufre dos episodios de transferencia de masa separados por más de 6 Giga años, dando lugar a un UCXB, ya que en el segundo episodio de transferencia de masa, la órbita es muy compacta (ver Figura 5.4).

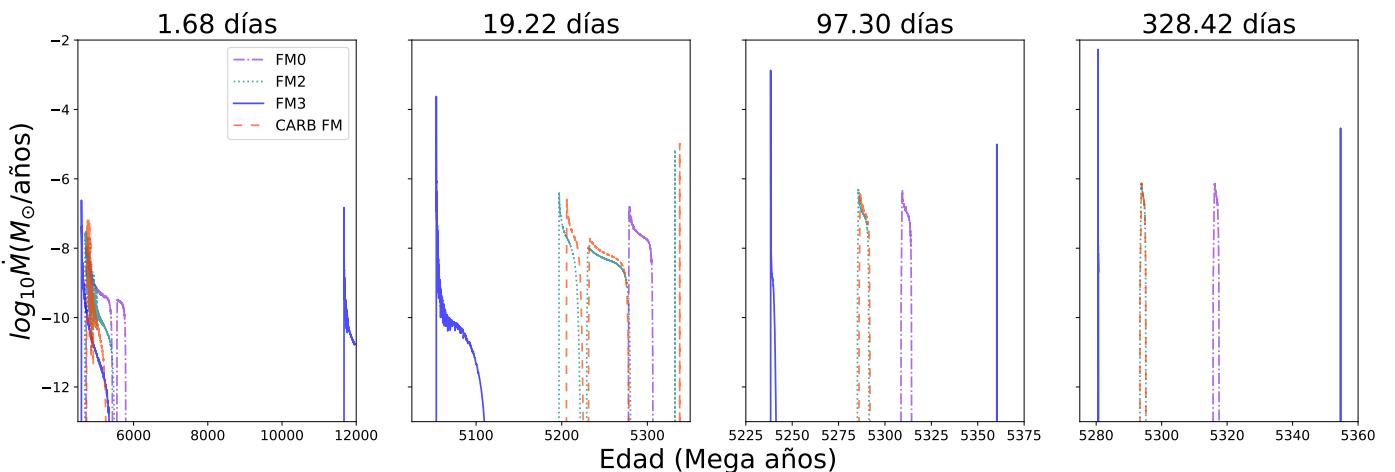


Figura 5.3: Evolución temporal de la MTR en los mismos sistemas que en la Figura 5.2. Notar la diferencia en el rango de edad en cada panel.

La Figura 5.4 muestra la evolución del período orbital como función de la masa de la estrella donante. Los sistemas bajo la FM3 terminan siempre con períodos orbitales menores que el inicial.

Los sistemas bajo la FM2 y la CARB FM son similares en los cuatro casos, y se vuelven indistinguibles junto con la FM0 cuando $P_{\text{orb},i}$ crece. Para el sistema con $P_{\text{orb},i} = 1,68$ días bajo la prescripción FM3, se puede ver que el segundo episodio de transferencia de masa comienza en el momento en que la masa de la estrella donante vuelve a disminuir luego de que el período orbital cae. En este momento, la estrella donante se encuentra degenerada y solo hay pérdida de momento angular por radiación gravitatoria. Como en las estrellas degeneradas el radio aumenta en respuesta a la pérdida de masa, el comienzo del RLOF conduce a altos valores para la MTR y, por lo tanto, se llega a valores chicos para el cociente de masas ($\approx 0,1$). Esto tiene como consecuencia un aumento en el semieje orbital, que domina por sobre los efectos de la radiación gravitatoria.

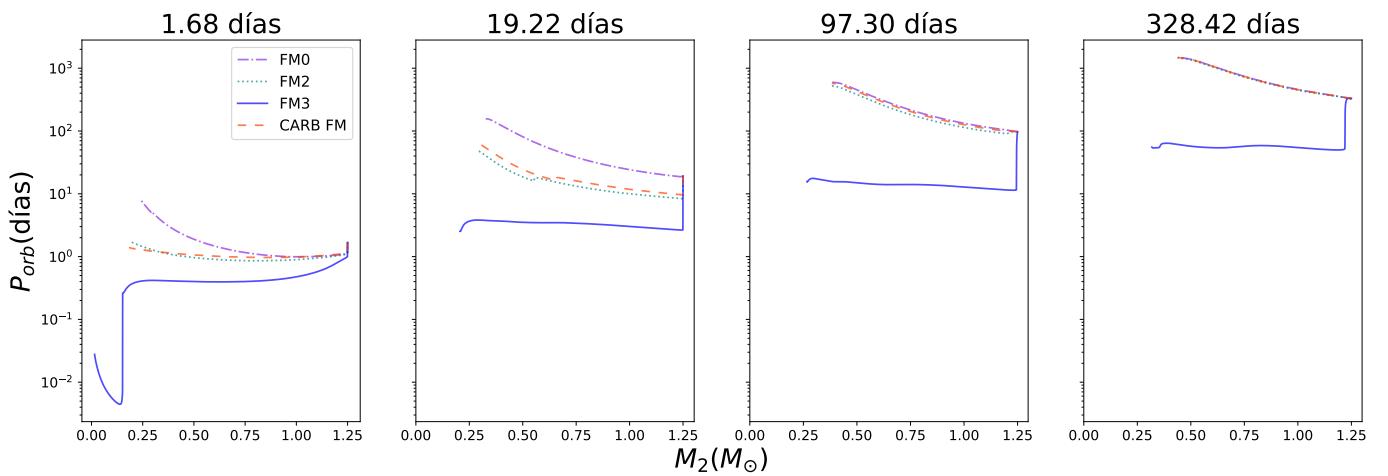


Figura 5.4: Período orbital como función de la masa de la estrella donante en los mismos sistemas que en la Figura 5.2.

En lo que respecta a la formación de UCXBs, buscamos sistemas que, en algún momento de su evolución, alcancen valores de P_{orb} de 2-9 horas como BMSPs (sin transferir masa), y continúen acercándose debido a la radiación gravitacional. Como resultado de la contracción orbital, las donantes pueden llenar sus lóbulos de Roche y reiniciar la transferencia de masa. El período orbital en estos sistemas alcanza valores muy cortos, i.e., $P_{\text{orb}} \leq 1$ hora. Llamaremos a este mecanismo de formación de UCXBs como *canal 1*. Además, los UCXBs se pueden identificar como aquellos sistemas en los que la transferencia de masa nunca se detiene y las estrellas en la binaria se acercan lo suficiente como para alcanzar un $P_{\text{orb}} \leq 1$ hora. Este es el *canal 2*. En la Figura 5.5 mostramos la evolución de una selección de sistemas que pasan por un estado de UCXB a través de alguno de los dos canales mencionados anteriormente. Las estrellas negras en la figura indican el inicio de la transferencia de masa, y los círculos rojos su final. Como se puede observar, ninguno de los sistemas evolucionados bajo FM0 produce BMSPs con P_{orb} de 2-9 horas, pero hay UCXBs resultantes de sistemas con $P_{\text{orb},i}$ entre 0.6 y 0.8 días producidos a través del *canal 2*. Con FM2 encontramos BMSPs con P_{orb} de 2-9 horas a partir de sistemas con $P_{\text{orb},i}$ de 0,45; 0,50; 0,55 y 0,90 días. También hay UCXBs producidos a través tanto del *canal 1* como del *canal 2*, con $P_{\text{orb},i}$ entre 0,55 y 0,85 días. La prescripción FM3 da

como resultado el mayor número de UCXBs, algunos de ellos del *canal 1* y otros del *canal 2*. El $P_{\text{orb},i}$ que da lugar a estos UCXBs varía de 0,60 a 2,29 días. También hay BMSPs con P_{orb} de 2-9 horas con $P_{\text{orb},i}$ de 0,45 a 0,60 días y de 0,60 a 2,52 días. Finalmente, la CARB FM permite la formación de BMSPs con P_{orb} de 2-9 horas en sistemas con $P_{\text{orb},i}$ de 0,45 a 0,60 días y de 0,90 a 1,0 días; y da lugar a UCXBs con $P_{\text{orb},i}$ de 0,70 a 0,90 días. Todos los BMSPs con P_{orb} de 2-9 horas encontrados (con las cuatro prescripciones) tienen una masa de la estrella donante $< 0,2 M_{\odot}$.

Un hallazgo notable es que con la prescripción FM3, la ventana en $P_{\text{orb},i}$ de sistemas que evolucionan a BMSP y luego a UCXB se amplía en comparación con la ley de Skumanich. Como se calculó en Echeveste et al. (2019), la ventana en $P_{\text{orb},i}$ para alcanzar la configuración de UCXB a través del *canal 1* bajo la FM0 tiene un ancho de $\simeq 0,05$ días, mientras que aquí demostramos que es de $\simeq 1,25$ días si se considera la FM3.

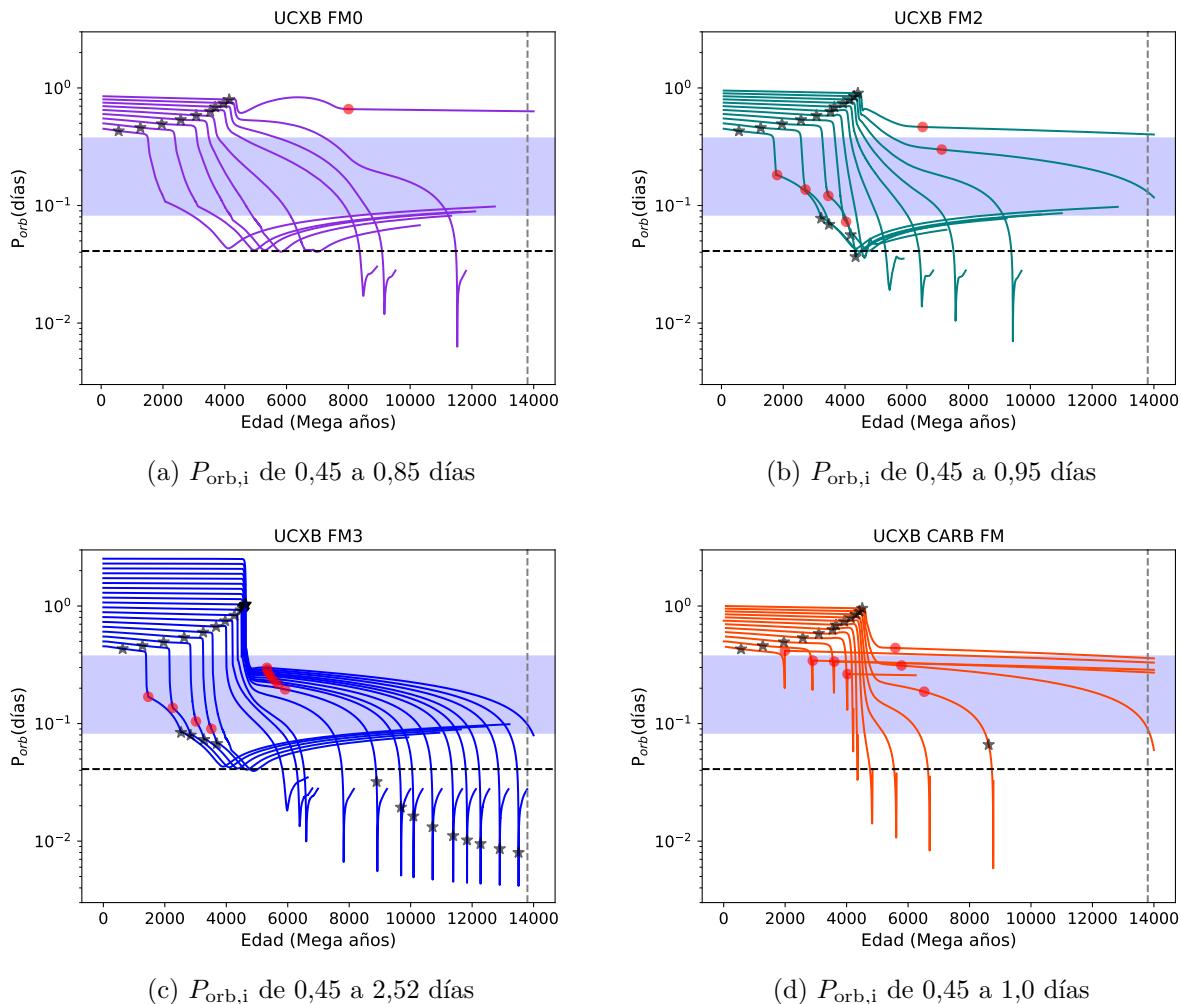


Figura 5.5: Evolución temporal del período orbital de sistemas seleccionados. Las estrellas negras indican el inicio de la transferencia de masa y los círculos rojos su final. La banda horizontal de color azul claro delimita la región de períodos orbitales entre 2 y 9 horas. La línea negra discontinua horizontal corresponde a 1 hora. La línea vertical gris discontinua representa la edad del Universo.

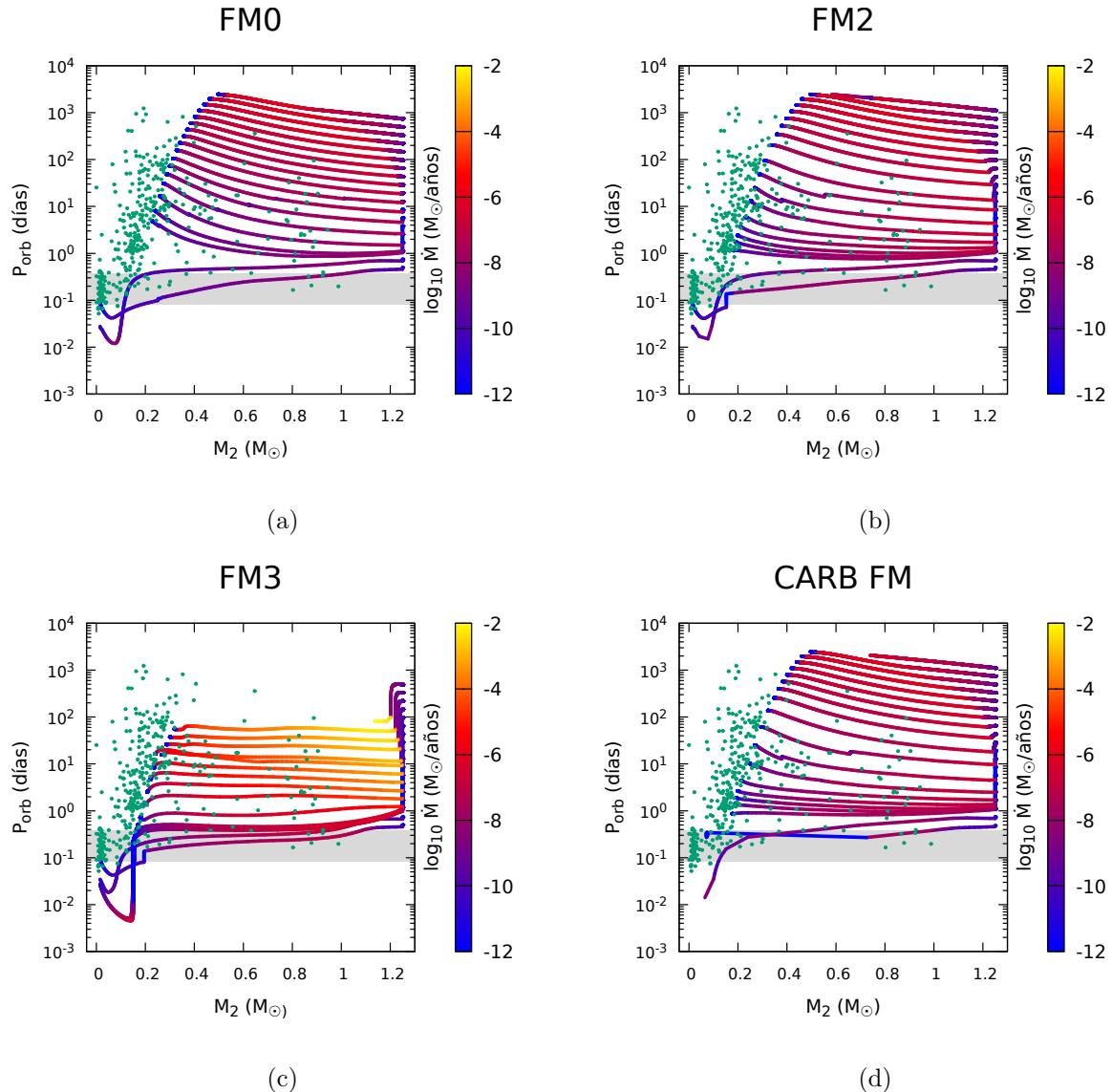


Figura 5.6: Período orbital en función de la masa de la estrella donante. La barra de color representa la MTR. Cada panel corresponde a una prescripción de FM. La banda gris horizontal delimita la región de períodos orbitales entre 2 y 9 horas.

En la Figura 5.6, mostramos los resultados de todas nuestras simulaciones en el plano de la masa de la estrella donante frente al período orbital, con una barra de colores que indica la MTR, junto con los datos de las compañeras de los MSP tomados del Catálogo de Púlsares de ATNF ([Manchester et al. 2005](#)). Como se mencionó anteriormente, es evidente que FM0, FM2 y CARB FM exhiben valores de MTR bastante similares, mientras que FM3 tiene valores al menos un orden de magnitud más altos. Además, todos los sistemas bajo FM3 terminan con un $P_{\text{orb}} < P_{\text{orb},i}$ y no es posible alcanzar períodos orbitales tan grandes como con las otras prescripciones.

Al examinar la Figura 5.6, se puede observar que hay una región alrededor de $P_{\text{orb},i} \simeq 1$ día, ocupada por muchos sistemas observados, que no es alcanzada por ninguno de nuestros modelos con FM0. Este

problema se mitiga parcialmente con FM2, se reduce aún más con CARB FM y desaparece con FM3. Sin embargo, los modelos con FM3 no alcanzan períodos finales mayores a 55 días, mientras que muchos sistemas observados se encuentran muy por encima de este valor; los modelos evolucionados con las otras tres prescripciones no presentan esta dificultad.

5.5. Comparación con otros trabajos presentes en la literatura

En los últimos años se han publicado varios estudios donde se investiga la evolución de LMXB y la formación de BMSP utilizando algunas de las nuevas leyes de FM introducidas en Van19 y [Van & Ivanova \(2019\)](#). [Romero & Istrate \(2019\)](#) (en adelante Romero19) y [Chen et al. \(2021\)](#) (en adelante Chen21) estudiaron los efectos de FM0, FM2 y FM3; [Deng et al. \(2021\)](#) (en adelante Deng21) analizaron FM0, FM2 y CARB FM, y [Soethe & Kepler \(2021\)](#) (en adelante Soethe21) estudiaron CARB FM. Todos ellos utilizaron el código de evolución estelar “Modules for Experiments in Stellar Astrophysics” (MESA). Sus resultados arrojaron luz sobre el tema, mostrando que los caminos evolutivos de los LMXBs dependen en gran medida de la ley de FM. Sin embargo, se pueden encontrar algunas discrepancias entre sus resultados.

Como fue dicho explícitamente por Chen21, la prescripción intermedia FM3 ha dado lugar a una variedad de resultados. Por un lado, Van19 pudieron calcular secuencias con $P_{\text{orb},i}$ de hasta 10^4 días y encontraron valores extremadamente altos para la MTR ($10^{-2} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$). Además, encontraron que todos los sistemas con estrellas donantes de baja masa terminan con P_{orb} más pequeño que el valor inicial. Por otro lado, Chen21 no pudieron calcular la evolución de sistemas con $P_{\text{orb},i} > 25$ días, ya que la MTR alcanza valores altos (hasta $10^{-4} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$), lo que causó problemas de convergencia numérica poco después del inicio del RLOF. Argumentaron que esta alta MTR llevaría al sistema a una fase de envolvente común. Encontraron resultados similares para diferentes valores de la masa inicial M_2 . Como resultado, consideraron que no era posible reproducir binarias de órbita ancha, por lo que concluyeron que FM3 no es viable como una ley de FM universal. Por el contrario, Romero19 calcularon la evolución de sistemas binarios de baja masa con $P_{\text{orb},i}$ de hasta 120 días. No presentaron el valor de la MTR en sus simulaciones y no informaron problemas de convergencia numérica. A diferencia de Van19, encontraron que todos los sistemas con $P_{\text{orb},i} \gtrsim 25$ días terminan su evolución con $P_{\text{orb}} > P_{\text{orb},i}$, por lo que también pueden reproducir binarios de órbita ancha. Tanto Chen21 como Romero19 encontraron que el problema de *fine tuning* en la producción de UCXBs se mitiga con esta ley de FM.

Las discrepancias entre los resultados presentados en Van19, Romero19 y Chen21 han sido una de las motivaciones para realizar el presente estudio. Considerando que nuestro código es completamente independiente del utilizado en los artículos mencionados, creemos que es una buena herramienta para aclarar esta situación paradójica mediante comparaciones cuidadosas entre nuestros resultados y los suyos.

Para facilitar una comparación directa con los resultados de Chen21, calculamos sistemas bina-

rios con una estrella donante y una EN que tienen las mismas masas iniciales que las suyas. Como ya se discutió en la Sección 5.4, los sistemas bajo la ley FM3 experimentan MTR tan altas como $10^{-4} M_{\odot}$ año $^{-1}$ cuando $P_{\text{orb},i} \gtrsim 19$ días, y la MTR es aún mayor para valores mayores de $P_{\text{orb},i}$, alcanzando valores $\lesssim 10^{-2} M_{\odot}$ año $^{-1}$. A pesar de que la magnitud de la MTR es en efecto alta, los cálculos son numéricamente estables. Al comparar con Van19 y Romero21, quienes han calculado sistemas con $P_{\text{orb},i}$ más grandes que Chen21, encontramos que nuestros cálculos están en acuerdo (desacuerdo) con Van19 (Romero19), ya que todos nuestras simulaciones compatibles con la prescripción FM3 se contraen. Además, encontramos valores de MTR compatibles con Van19 (ver Fig. 4 en su publicación). En cuanto a la formación de UCXB, la mejora en el problema de *fine tuning* que encontramos concuerda con Romero19 y Chen21.

En cuanto a las prescripciones FM0 y FM2, la similitud que encontramos entre ellas también fue descubierta por Van19. Además, la MTR en nuestras simulaciones alcanza valores compatibles con Van19 (ver Fig. 2 y 3 en su publicación). Además, la región alrededor del período de bifurcación ², que es $\simeq 1$ días según nuestros cálculos, está más densamente poblada por trayectorias en el caso de FM2 que en FM0. Esto concuerda con Van19 (ver su Figura 3) y Deng21. Por otro lado, de acuerdo a los gráficos que figuran en Romero19, la región con un período orbital final alrededor de 1 días también está más poblada que en el caso de Skumanich, pero el período de bifurcación en sus cálculos es de $\simeq 10$ días. Respecto a la formación de UCXBs con la FM2, nuestros resultados están en acuerdo con Chen21 y Romero19.

Para una mejor comparación de nuestras simulaciones usando la prescripción CARB FM con los resultados de Deng21 y Soethe21, realizamos otro conjunto de cálculos utilizando valores iniciales de $M_2 = 1,0 M_{\odot}$ y $M_{\text{NS}} = 1,4 M_{\odot}$ (Fig. 5.7). En nuestras simulaciones, el período de bifurcación es alrededor de 10 días, en acuerdo con Deng21 y en desacuerdo con Soethe21, que lo encuentra alrededor de 22 días. Además, Deng21 encontraron que la prescripción CARB FM es más efectiva en la producción de BMSPs con períodos orbitales $0.1 \text{ días} < P_{\text{orb}} < 1$ día. Esto concuerda con nuestros hallazgos y con los de Soethe21 (ver su Figura 3). En cuanto a la formación de UCXB, no encontramos ningún sistema formado a través del *canal 1*. Esto se puede inferir a partir de la Fig. 5.7, que muestra las trayectorias evolutivas con $P_{\text{orb},i} = 1,68; 2,0; 2,2; 2,53; 2,7$, y $3,0$ días junto con el inicio y final de la transferencia de masa. Sin embargo, no podemos descartar la posibilidad de encontrar aún algunos UCXB a través del *canal 1* si realizáramos una exploración más fina de $P_{\text{orb},i}$. Por otro lado, Deng21 encontraron un UCXB a través de este canal, mientras que Soethe21 encontraron que los sistemas con $P_{\text{orb},i}$ entre $2,7$ y $3,0$ días evolucionan hacia UCXB también a través del *canal 1* (ver su Fig. 3).

²El período de bifurcación se define como el valor del período orbital inicial para el cual el período orbital final es igual al inicial.

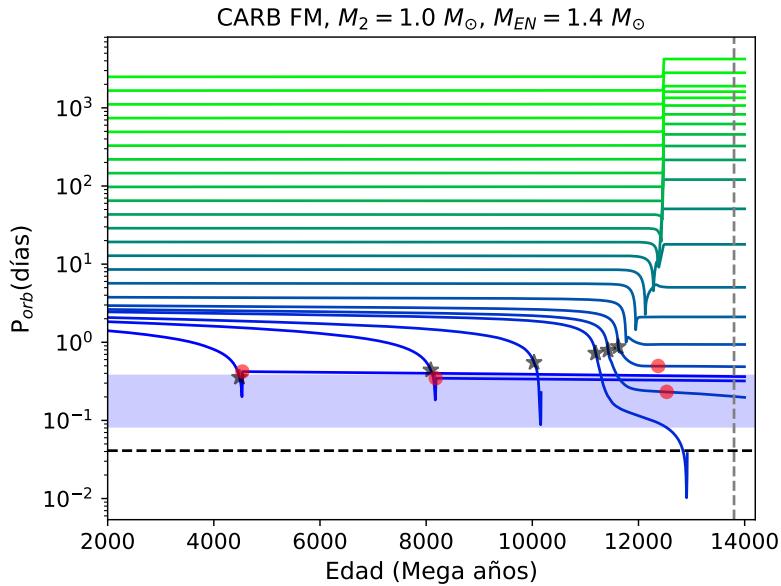


Figura 5.7: Período orbital en función del tiempo para sistemas evolucionados con la CARB FM, $M_{2,i} = 1,0 M_{\odot}$ y $M_{EN,i} = 1,4 M_{\odot}$. Las estrellas negras indican el inicio de la transferencia de masa y los círculos rojos su final. La banda horizontal de color azul claro delimita la región de períodos orbitales entre 2 y 9 horas. La línea negra discontinua horizontal corresponde a 1 hora. La línea vertical gris discontinua representa la edad del Universo.

5.6. Resumen, conclusiones y discusión

Hemos revisado la evolución de sistemas binarios compuestos por una estrella donante normal y una estrella de neutrones. Cuando estos sistemas experimentan transferencia de masa, pueden ser observados LMXB o como UCXB, y cuando están separados pueden detectarse como MSPs.

Es bien sabido que estos sistemas experimentan procesos en los que se pierde momento angular. Entre estos se encuentran la radiación gravitacional, la transferencia de masa no conservativa y el frenado magnético. En la actualidad, el FM se considera bastante incierto, por lo que recientemente se han propuesto distintas prescripciones para modelarlo. Este es el caso de las prescripciones FM2, FM3 y CARB FM de Van19 y [Van & Ivanova \(2019\)](#).

Para estudiar los efectos de estas tres prescripciones junto con la ley estándar de Skumanich (referida aquí como FM0, [Verbunt & Zwaan 1981](#)) en la evolución de LMXB y UCXB, consideramos sistemas con masas iniciales de $1,25 M_{\odot}$ para la estrella donante y $1,30 M_{\odot}$ para la estrella de neutrones. Calculamos una amplia gama de períodos orbitales iniciales. De esta manera, podemos presentar una visión general de los efectos de las cuatro prescripciones de FM de manera coherente. Los cálculos se realizaron utilizando nuestro propio código de evolución binaria ([Benvenuto & De Vito, 2003](#)), que es completamente independiente de MESA ([Paxton et al., 2015](#)), un código comúnmente empleado en cálculos análogos.

Descubrimos que todas estas leyes de FM permiten la existencia de sistemas con órbitas estrechas y anchas. En los casos de FM0, FM2 y CARB FM, encontramos períodos orbitales entre $8 \text{ min} \lesssim P_{\text{orb}} \lesssim 8 \text{ años}$, mientras que para FM3, el rango es $2 \text{ min} \lesssim P_{\text{orb}} \lesssim 55 \text{ días}$. Es interesante notar que cuando se utiliza FM3, es posible alcanzar estos valores de P_{orb} con tasas de transferencia de masa elevadas ($\sim 10^{-2.27} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$). La prescripción FM3 difiere profundamente de FM0, FM2 y CARB FM. Es decir, FM3 brinda resultados distintos en todas las características que hemos examinado en este trabajo, esto es, la evolución del período orbital, la tasa de transferencia de masa y las masas finales de la estrella donante y la estrella de neutrones. Además, FM0, FM2 y CARB FM se vuelven prácticamente indistinguibles entre sí cuando el período orbital es lo suficientemente grande ($P_{\text{orb},i} \gtrsim 50 \text{ días}$).

El bien conocido problema de *fine tuning* en la formación de UCXBs se mitiga con las prescripciones FM2 y CARB FM, mientras que FM3 demuestra ser la ley más efectiva para solucionarlo. De manera similar, las prescripciones FM2 y CARB FM ayudan a poblar la región en el plano $M_2 - P_{\text{orb}}$ ocupada por sistemas con $P_{\text{orb}} \sim 1 \text{ día}$, mientras que la FM3 es la que lo logra más exitosamente.

Si bien la prescripción FM3 es prometedora en relación al problema de *fine tuning* en la formación de UCXB, hemos descubierto que este conjunto de modelos alcanza períodos orbitales de hasta 55 días, que no son suficientemente grandes para dar cuenta de los sistemas observados con órbitas anchas (ver panel c de la Figura 5.6). Deberíamos destacar que estos resultados se encontraron asumiendo un par fijo de masas iniciales. Debería llevarse a cabo una exploración más extensa de los parámetros iniciales para evaluar si los modelos con FM3 pueden alcanzar tales períodos. Esto será tema de un futuro trabajo.

Esta visión general puede ser contrastada con los resultados presentados por otros investigadores que han obtenido hallazgos conflictivos, incluso cuando utilizan la misma herramienta numérica y la misma física. Una comparación global con los resultados disponibles en la literatura se puede resumir de la siguiente manera:

- Las MTRs calculadas con nuestro código numérico concuerdan con las encontradas por Van19 en los casos de FM0, FM2 y FM3.
- En cuanto a la prescripción FM3, es posible obtener sistemas binarios con períodos orbitales de hasta $\simeq 55 \text{ días}$. Esto también fue encontrado por Van19 y Romero19, pero no fue posible en los cálculos de Chen21. Además, en nuestros cálculos, el período orbital final siempre es menor que el inicial, en acuerdo (desacuerdo) con Van19 (Romero19).
- El problema de *fine tuning* en la formación de UCXB y BMSPs con compañeras de masa extremadamente baja se mitiga con la prescripción FM3 para las masas estelares iniciales fijas que consideramos, al igual que lo encontraron Romero19 y Chen21.
- FM2 y CARB FM también contribuyen a la formación de UCXB. Esto está en acuerdo con los resultados de Chen21, Romero19 (FM2) y Soethe21 y Deng21 (CARB FM).

- El problema de la distribución de períodos orbitales en torno a 1 día se mitiga con FM2 y CARB FM, en concordancia con Van19, Romero19 (FM2), Deng21 y Soethe21 (CARB FM).

Dado que la presente investigación se realizó asumiendo un valor fijo para la masa inicial de la estrella donante, el siguiente paso lógico sería explorar un rango de valores para este parámetro y proporcionar un análisis más completo de los LMXBs. Las nuevas prescripciones empleadas aquí también pueden aplicarse al caso de sistemas binarios de rayos X de masas intermedias (IMXBs). Al hacerlo, el esquema de *Kolb-Ritter* para la transferencia de masa debería desempeñar un papel clave en la regulación de la tasa de transferencia de masa.

Por otra parte, sería interesante estudiar la eficacia de las leyes de FM en la producción de UCXB y BMSP con compañeras de masa extremadamente baja, ya que estos objetos son candidatos a ser fuentes de ondas gravitacionales. Podrían detectarse en el rango de frecuencia de mHz por diferentes misiones, como LISA ([Amaro-Seoane et al. 2017](#)), TianQin ([Luo et al. 2016](#)) y Taiji ([Ruan et al. 2018](#)).

Como se muestra en la Fig. 5.6, hay varios MSPs ubicados en una región donde las simulaciones experimentan transferencia de masa. Un fenómeno prometedor para modelar estos sistemas podría ser la irradiación mutua (ver Sección 3.5). Como hemos visto, este proceso ocurre cuando la estrella donante transfiere masa a la estrella de neutrones. La materia transferida emite radiación en rayos X que ilumina la estrella donante. Si esta estrella tiene una zona convectiva externa, su estructura no puede mantener el RLOF, y el sistema se separa. Luego, la evolución nuclear puede llevar a la estrella donante a experimentar nuevamente un episodio de transferencia de masa, lo que da lugar a múltiples pulsos de transferencia de masa en el sistema (ver, por ejemplo, [Benvenuto et al. 2014](#)). Los sistemas irradiados pueden detectarse como fuentes de rayos X durante estados de transferencia de masa o como MSPs una vez que cesa la transferencia de masa. Incluir la irradiación mutua en los modelos estudiados en el presente trabajo debería ser relevante.

Capítulo 6

Las estrellas rezagadas azules y la evolución binaria

En el presente capítulo mostraré los primeros resultados obtenidos en el cálculo de binarias en el contexto de las BSS de Collinder 261. Se trata entonces de resultados parciales que forman parte de un proyecto que aún está en desarrollo. En este proyecto también participan el Dr. Prof. Giovanni Carraro, quien ha supervisado parte de mi trabajo; la Dra. María José Rain quien ha aportado los datos observacionales; y el Dr. Prof. Jorge Panei, quien ha realizado la conversión entre las cantidades que proporciona el código de evolución binaria y el recorrido en el CMD (ver Sección 6.2).

6.1. Las BSS en Collinder 261

La llegada de la segunda publicación de datos de Gaia ([Gaia Collaboration et al. 2018](#)) ha posibilitado el desarrollado de distintos estudios de BSS tanto a nivel individual como en una amplia muestra de CA ([Bhattacharya et al. 2019](#), [Rain et al. 2020](#), [Vaidya et al. 2020](#), [Rain et al. 2021b](#), [Jadhav & Subramaniam 2021](#), [Leiner & Geller 2021](#), [Rain et al. 2021a](#), [Rao et al. 2023](#), [Rani et al. 2023](#)). Hoy en día se pueden identificar candidatos a BSS con precisión, y a su vez distinguirlas de estrellas atípicas y de estrellas de campo, al combinar las mediciones de paralaje de Gaia, los movimientos propios y los colores estelares para establecer la membresía con un alto grado de certeza.

Collinder 261 es uno de los CA más antiguos de la Vía Láctea, con una edad que va de 7 a 9.3 Giga años ([Bragaglia & Tosi 2006](#), [Dias et al. 2002](#)). Su metalicidad es cercana a la solar, y su enrojecimiento $E(B - V)$ ha sido estimado entre 0.25 y 0.34 mag ([Bragaglia & Tosi 2006](#), [Dias et al. 2002](#), [Cantat-Gaudin et al. 2018](#)). Debido a que Collinder 261 se ubica en dirección al centro galáctico, su Diagrama Color-Magnitud (CMD) está fuertemente contaminado por estrellas del campo. En este sentido, la segunda publicación de datos de Gaia (DR2), que proporciona astrometría precisa de cinco parámetros (posiciones, paralajes y movimientos propios), así como fotometría en tres bandas (magnitudes G , G_{BP} y G_{RP}) para más de mil millones de estrellas ([Lindegren et al. 2018](#)), permite un estudio íntegro de los miembros de Collinder 261 y de la población de BSS con gran confianza.

La región poblada por BSS en un CMD es bien conocida en la actualidad. Según [Ahumada & Lapasset \(1995, 2007\)](#), esta área está delimitada a la izquierda por la secuencia principal de edad cero (ZAMS), a la derecha por el color de la parte superior de la secuencia principal (SP), *turn-off*, (TO), y hacia abajo por la magnitud en la que la secuencia observada del cúmulo se separa de la ZAMS. Después de aplicar un criterio de selección de membresía, todas las estrellas que caen en esta región pueden considerarse como BSS con un alto grado de certeza. Según [Rain et al. \(2020\)](#) (de aquí en más Rain2020), Collinder 261 alberga 53 BSS. En la Figura 6.1 puede verse el CMD tomado de Rain2020 donde se marcan las BSS en color azul.

Además, en la Tabla 3 en Rain2020 se listan todas las BSS junto a su magnitud G , G_{BP} y G_{RP} , movimiento propio, paralaje y probabilidad de membresía. En los casos en los que se encuentra disponible, también se indica una clasificación adicional según su naturaleza binaria, de acuerdo a lo informado en la base de datos astronómicos SIMBAD ([Wenger et al. 2000](#)). Las binarias eclipsantes y cercanas encontradas entre las BSS de Collinder 261 pertenecen a los siguientes tipos: β Lyrae, Algol y W Ursae Majoris (W UMa). Las binarias clasificadas como β Lyrae son sistemas semiseparados (ver Sección 2.1), las estrellas están lo suficientemente cerca como para ser distorsionadas gravitacionalmente, y los períodos suelen ser más largos que 1 día. Las variables Algol también son binarias semiseparadas, cuyas componentes tienen formas esféricas o ligeramente elipsoidales. Estas estrellas tienen un rango más bien amplio de períodos observados, que va desde 0.2 hasta más de 10,000 días. En las estrellas del tipo W UMa, las componentes están en contacto o casi en contacto, y comparten una envoltura común de material; el período orbital puede ser de solo unas pocas horas. Algunas de las BSS que trataremos en este trabajo se identifican con este tipo de binarias.

En este trabajo nos centraremos en las BSS de corto período orbital ($P_{orb} \lesssim 2,11$ días). Todas estas fuentes se encuentran listadas en la Tabla 6.1, junto a su magnitud G , diferencia de color $G_{BP} - G_{RP}$, probabilidad de membresía, período orbital y clase. En los casos en los que es conocida, se incluye el tipo de binaria.

Los datos disponibles las BSS permiten realizar una buena comparación con las predicciones teóricas. Aquí, presentaré cálculos detallados de evolución binaria con el fin de indagar si el canal binario es una buena hipótesis para explicar la formación de estas BSS.

6.2. El modelo de evolución binaria para la formación de BSS

Las cantidades necesarias para definir una binaria son las masas de las estrellas, el período orbital del sistema y el tipo de transferencia de masa (conservativa o no conservativa). Por lo tanto, aquí trabajaremos con cuatro parámetros libres. Llevar a cabo una exploración completa de este espacio de parámetros representa un importante esfuerzo numérico, ya que cada cálculo binario requiere aproximadamente medio día de tiempo de cómputo. Por consiguiente, en este trabajo presentaré resultados preliminares con una cantidad moderada de simulaciones. Está claro que se necesita una muestra mayor de simulaciones para poder hacer una comparación exhaustiva entre los modelos teóricos y los

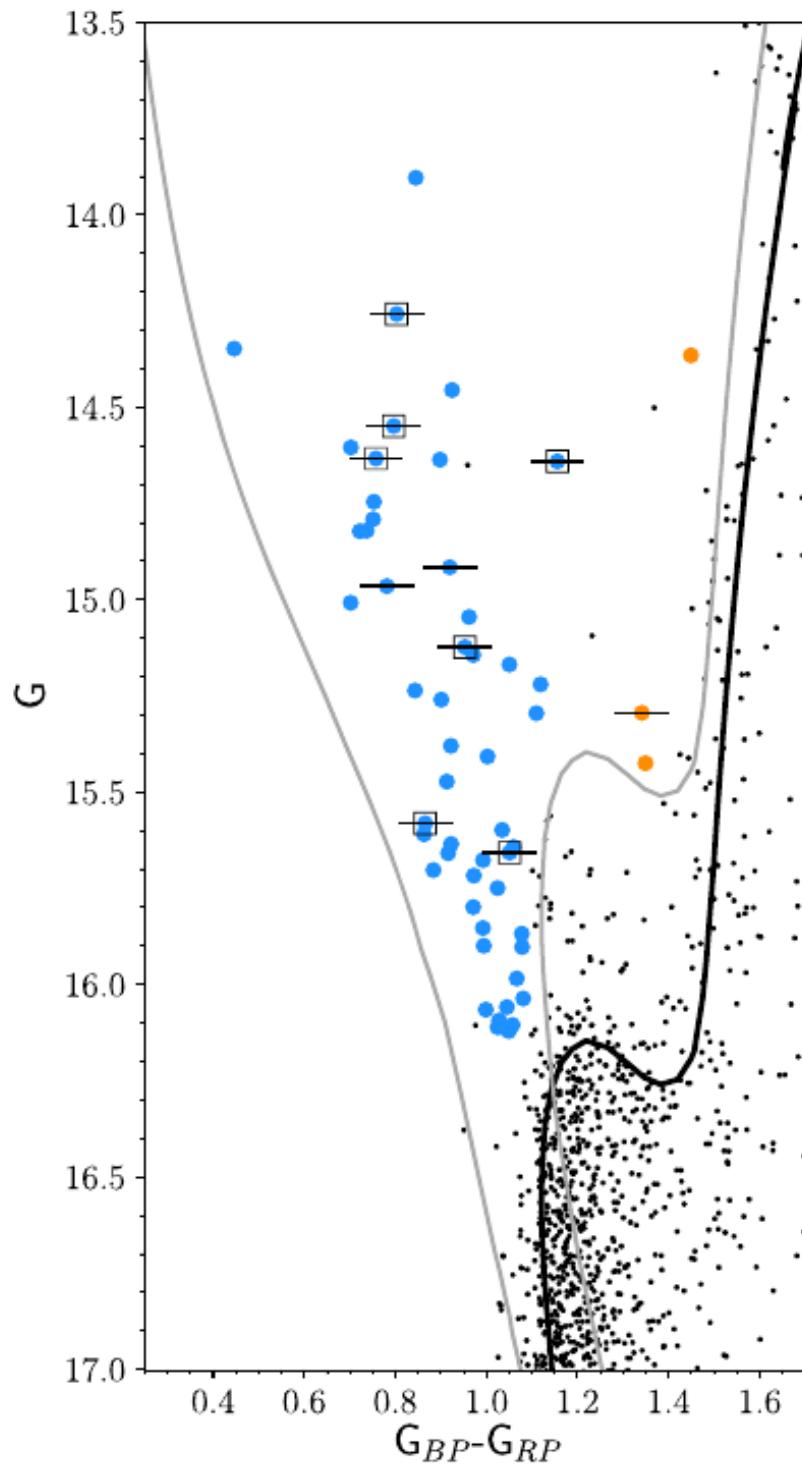


Figura 6.1: Diagrama color-magnitud de Collinder 261. Los círculos azules indican los objetos identificados como BSS (figura tomada de Rain2020).

BSS de Gaia DR2 de corto período orbital pertenecientes a Collinder 261

fuente	G	$G_{BP} - G_{RP}$	P_{mem}	P_{orb}	clase
5856527661524172800	14.91	0.91	1.0	0.8040116137230767	BS, β Lyrae
5856517010004497792	15.65	0.91	0.9	0.5241735549530587	BS, β Lyrae
5856515601255190272	14.25	0.80	1.0	2.1147432580670977	BS, Algol
5856528623597294720	14.82	0.73	0.7	0.4612551014547282	BS
5856515665648722688	15.63	0.92	1.0	1.4227865937660047	BS, Algol
5856527558444963200	15.67	0.9	1.0	0.8038910262160945	BS
5856528486157941376	16.11	1.02	1.0	0.9824929313218754	BS
5856528550550957184	14.96	0.78	0.9	0.982456564131405	BS, Algol
5856517078723954944	15.29	1.10	1.0	1.4227024869702545	BS
5856528962867671936	16.06	0.99	1.0	0.2003956056077274	BS
5856515669974676480	15.70	0.88	0.9	1.4224815842659913	BS
5856527455365743488	14.82	0.72	1.0	0.21427302435652335	BS
5856527455365735680	15.26	0.90	1.0	0.8039872592663279	BS
5856527558444950656	15.74	1.02	1.0	0.8041821362429387	BS
5856528383078700288	15.71	0.97	1.0	1.0939843527982775	BS, Algol
5856432828647768960	15.00	0.70	1.0	1.1294860305921293	BS
5856527455365740032	15.16	1.05	0.9	0.21425918665698332	BS
5856527730243676800	15.60	0.86	1.0	1.0929490555401087	BS

Cuadro 6.1: Las cantidades G y $G_{BP} - G_{RP}$ están dadas en magnitudes, mientras que el P_{orb} está en días.

datos observacionales.

Los cálculos fueron realizados con una versión del código presentado en el Capítulo 3, adaptado para que el objeto receptor del material sea una estrella de SP en vez de una EN. Primero consideramos la evolución de la estrella donante, usualmente conocida como estrella primaria por ser originalmente la más masiva del par. Determinamos la estructura de esta estrella, la tasa de transferencia de masa, la composición química del material perdido en el proceso de transferencia y la evolución orbital. Después de eso, teniendo el valor de la tasa de transferencia de masa computado durante el cálculo de la estrella primaria, realizamos la evolución detallada de la estrella compañera que actúa como receptora del material, y que se denomina estrella secundaria por ser originalmente la menos masiva del par. En la mayoría de los casos, debido a la acreción y la evolución interna, la estrella secundaria eventualmente llena su propio lóbulo de Roche. En ese momento, las componentes del sistema entran en contacto y los cálculos se detienen. En cualquier caso, debemos notar que, obviamente, el objeto que resulta del contacto podría dar lugar a una BSS. Sin embargo, no sería un posible progenitor para las BSS que estamos estudiando en este trabajo, ya que todas cuentan con un período orbital

observado.

Los cálculos fueron realizados bajo las consideraciones que detallaré a continuación. El valor del parámetro de longitud de mezcla y las abundancias de las estrellas fueron ajustadas para reproducir el Sol actual, resultando en un valor $\alpha_{mlt} = 1,76$, $X = 0,7376$, $Y = 0,2489196$. Además, utilizamos un valor de *overshooting* moderado (0,2 veces la altura de escala de presión), semiconvección siguiendo a Langer et al. (1983) y mezcla termohalina como en Maeder et al. (2013). La evolución química de los modelos se ha resuelto siguiendo a Langer et al. (1985), considerando mezcla no instantánea. Por otra parte, los efectos de la rotación estelar no fueron considerados.

Los cálculos realizados con el código recién descripto proporcionan, entre otras cantidades, la luminosidad bolométrica y la temperatura efectiva de cada estrella del par. Sin embargo, las observaciones no detectan por separado la estrella donante y la receptora, sino que los datos en el CMD son de los sistemas como un solo objeto. Es por esto que, para permitir una comparación directa entre los modelos y los datos, hay que primero resolver la evolución de cada estrella del par para luego sumar sus contribuciones y finalmente calcular su recorrido en el CMD teórico. Estos son los resultados que cotejaremos con las observaciones.

6.3. Resultados

En una primera instancia, asumiremos transferencia de masa conservativa ($\beta = 1$). El resto de los parámetros libres del problema serán las masas iniciales de las estrellas primaria y secundaria, que denotaremos como M_1 y M_2 respectivamente, y el período orbital inicial, $P_{orb,i}$.

La masa del punto de TO para Collinder 261 es $\simeq 1,1 M_\odot$ (Bragaglia & Tosi 2006), por lo que, si asumimos que ambas estrellas en las BSS son de SP, la estrella secundaria debería ser menos masiva que este valor. Además, utilizaremos un valor para la edad de Collinder 261, T_C , de $\log(T_C) = 9,9$ ($T_C \simeq 7,94$ Giga años).

En primer lugar, y para ilustrar la complejidad del problema, en el Cuadro 6.2 (sección izquierda) se muestran ejemplos de sistemas binarios que entran en contacto antes de la edad determinada para Collinder 261 (T_C). El código con el que contamos actualmente nos imposibilita simular la evolución de estos sistemas más allá del contacto. Por otra parte, existe el problema *inverso*, en el que los sistemas no llegan a ser BSS a la edad de Collinder 261, ya que permanecen separados hasta ese momento, por lo que no hay proceso de *rejuvenecimiento*. Ejemplos de estos casos se listan en el Cuadro 6.2 (sección derecha).

Ejemplos de algunos de los sistemas recién mencionados pueden verse en la Figura 6.2. A pesar de que varias de las curvas pasan cerca de las BSS observadas (graficadas con círculos azules), lo hacen o bien demasiado temprano (antes de llegar a una edad $\simeq T_C$) o demasiado tarde (después llegar a una edad $\simeq T_C$). El primer caso se muestra en el panel de la izquierda. Todos los sistemas podrían ser BSS pero son demasiado jóvenes para pertenecer a Collinder 261. En el panel de la derecha, por el contrario, al momento de acercarse a las BSS observadas, los sistemas son demasiado viejos (la edad

M_1	M_2	$P_{\text{orb},i}$	T_f	M_1	M_2	$P_{\text{orb},i}$
0.82	0.65	0.26	5.16	0.82	0.65	0.27
1.08	0.86	0.51	6.31	0.82	0.65	0.29
1.08	0.86	0.64	7.61	1.02	0.86	0.51
1.10	0.87	0.68	7.37	1.02	0.81	0.62
1.15	0.92	0.64	5.82	1.02	0.81	0.68
1.15	0.92	0.80	7.70	1.02	0.81	0.80
1.20	0.66	0.80	7.18			
1.20	0.78	0.80	6.92			
1.25	0.99	0.68	5.04			
1.25	0.99	0.80	6.41			

Cuadro 6.2: Parámetros iniciales de distintos sistemas binarios. M_1 y M_2 están dados en M_\odot , $P_{\text{orb},i}$ en días y la edad a la que los sistemas llegan al contacto (cuando esto sucede) se denota T_f y está dada en Giga años. En la parte izquierda se pueden ver ejemplos de binarias que llegan al contacto antes de la edad estimada para Collinder 261 (estimada en $T_C \simeq 7,94$ Giga años). En la parte derecha se listan las binarias que no llegan al proceso de *rejuvenecimiento* para la edad T_C .

que corresponde a $\simeq T_C$ se indica con una cruz negra cerca del comienzo de las curvas).

Ahora bien, el primer sistema que logró llegar relativamente cerca de al menos una BSS a una edad igual a la del cúmulo es aquel compuesto por una estrella primaria con masa $M_1 = 1,15 M_\odot$, una estrella secundaria con masa $M_2 = 0,75 M_\odot$, en una órbita con período $P_{\text{orb},i} = 0,80$ días y transferencia de masa conservativa ($\beta = 1$). Este sistema se puede ver en el panel superior izquierdo de la Figura 6.3 (recordemos que la cruz negra indica el lugar donde el sistema alcanza la edad $t \simeq T_C$). Como ya se podía intuir de las figuras anteriores, todos los sistemas que hemos mostrado hasta ahora, incluido este último relativamente exitoso, tienden a evolucionar hacia zonas en el CMD más brillantes. Ahora bien, ¿qué sucede con las BSS que se encuentran cerca de $G = 16$ mag? Podría pensarse que las BSS que se encuentran cerca de $G \simeq 16,0$ mag o incluso 15,5 mag son difíciles de alcanzar. Esta serie de factores, junto al hecho de que, si la estrella secundaria pudiera retener solo una fracción de la masa transferida, entonces el aumento en la masa y luminosidad sería menor, motivó la exploración del cuarto parámetro libre del problema, i.e., la eficacia de la transferencia de masa, que hasta el momento había estado fijada en $\beta = 1$.

De la inspección de este mismo panel (panel superior izquierdo de la Figura 6.3), queda en evidencia que el parámetro β tiene un fuerte impacto en el recorrido evolutivo de los sistemas. Todas las simulaciones en este panel tienen tres parámetros libres fijos ($M_1 = 1,15 M_\odot$, $M_2 = 0,75 M_\odot$ y $P_{\text{orb},i} = 0,80$ días), mientras que β varía entre 0,25 y 1,0. Se puede observar que mientras más chico el valor de β , los sistemas alcanzan magnitudes G más altas a la misma edad. De esta manera, las curvas logran alcanzar las BSS más débiles.

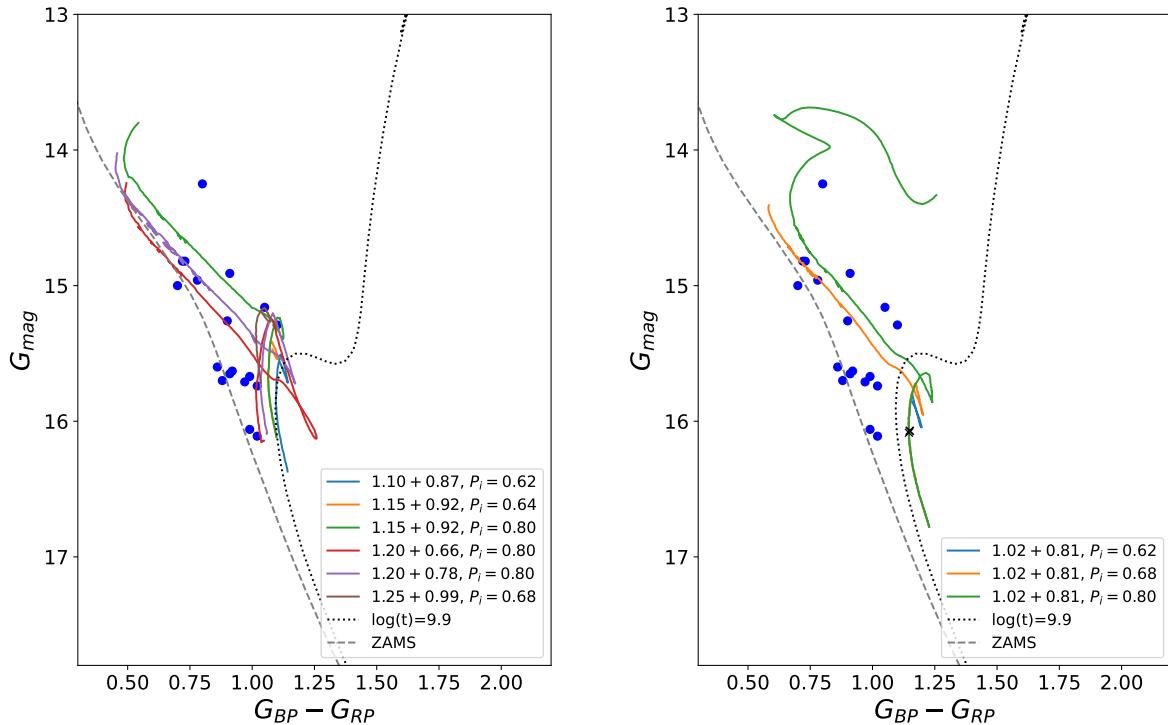


Figura 6.2: Caminos evolutivos de sistemas binarios teóricos junto con observaciones de BSS pertenecientes a Collinder 261 (círculos azules). El nombre de cada curva indica el valor de M_1 , el de M_2 (ambos en M_\odot) y el de $P_{orb,i}$ (en días). También se grafica la isocrona de edad T_C y la ZAMS. El panel izquierdo muestra sistemas que pasan cerca de las observaciones a edades menores a T_C mientras que el panel derecho muestra sistemas que evolucionan demasiado lento como para alcanzar las observaciones a una edad $t \simeq T_C$.

Los paneles restantes de la Figura 6.3 y los cuatro paneles de las Figuras 6.4 y 6.5 muestran todos los intentos de alcanzar las BSS a la edad de Collinder 261 variando los cuatro parámetros libres del problema. La elección de las masas en estas simulaciones fue utilizando un valor fijo para el cociente de masas q , con un valor de $1,15/0,75 \simeq 1,53$. La elección de los valores de $P_{orb,i}$ y β se basó en una inspección del comportamiento de las simulaciones ya realizadas. Para poder visualizar mejor el espacio de parámetros que utilizamos para todas estas binarias presentamos el Cuadro 6.3. Este Cuadro, además, presenta el valor del período orbital de cada sistema a la edad de Collinder 261 (P_{orb,T_C}).

Por un lado, de la inspección de las Figuras 6.3, 6.4 y 6.5, se puede ver que, cuando M_1 , M_2 y $P_{orb,i}$ son fijos, aumentar el valor de β hace que las simulaciones lleguen a regiones del CMD con menor G y menor $G_{BP} - G_{RP}$ en la misma edad $t \simeq T_C$. Por otro lado, como puede verse al inspeccionar la

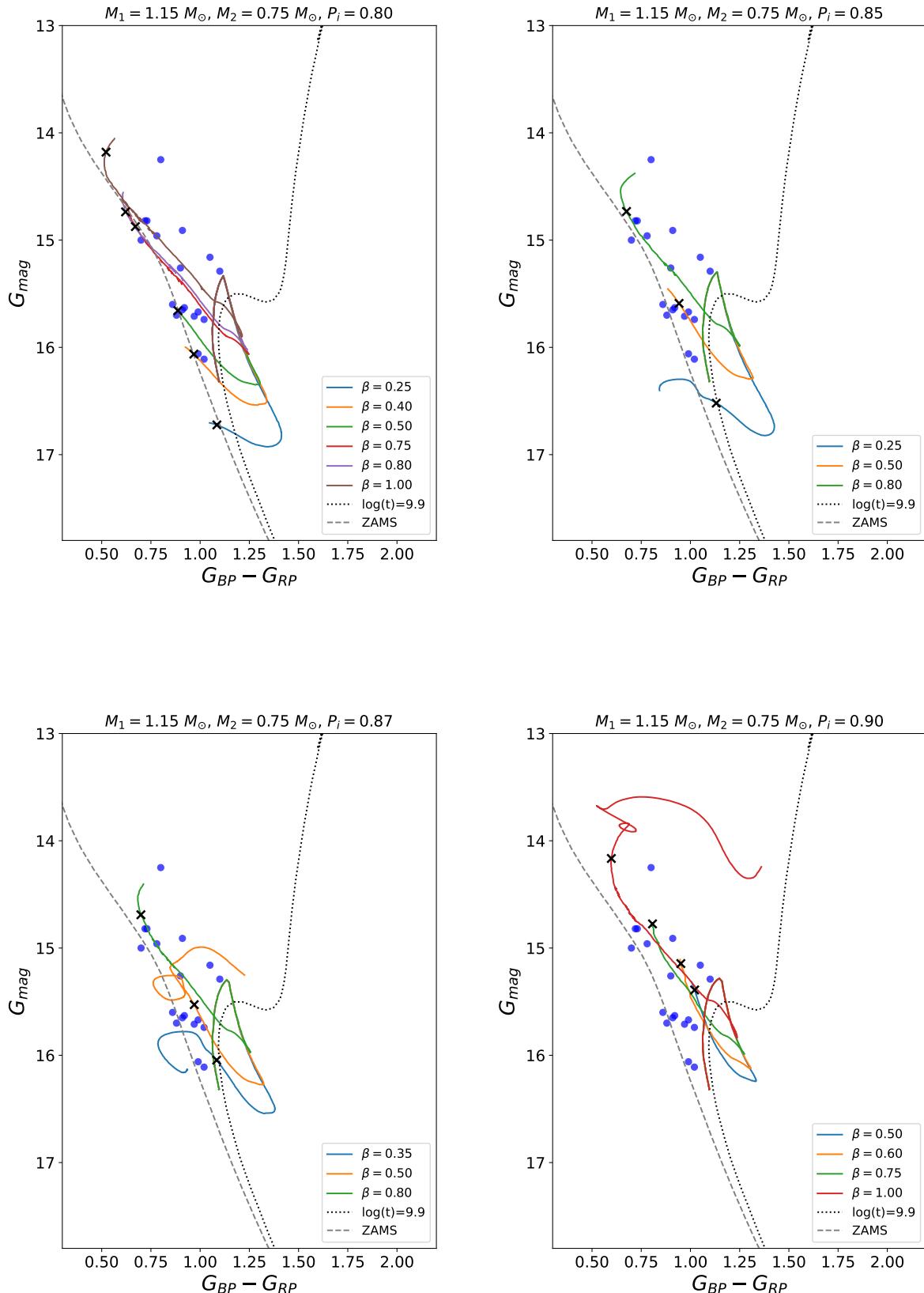


Figura 6.3: Recorridos evolutivos teóricos de sistemas binarios junto con datos observacionales de BSS pertenecientes a Collinder 261.

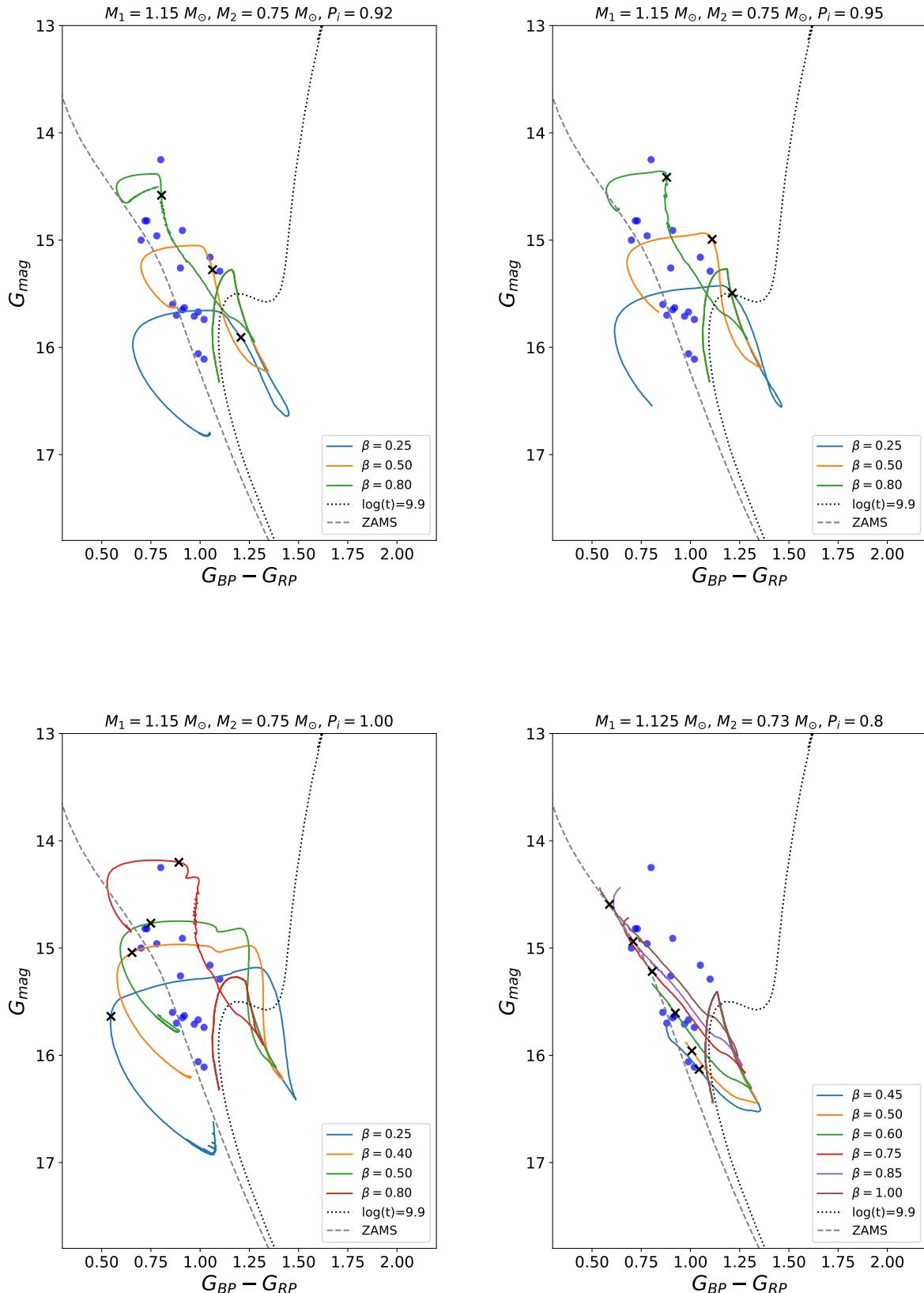


Figura 6.4: Recorridos evolutivos teóricos de sistemas binarios junto con datos observacionales de BSS pertenecientes a Collinder 261.

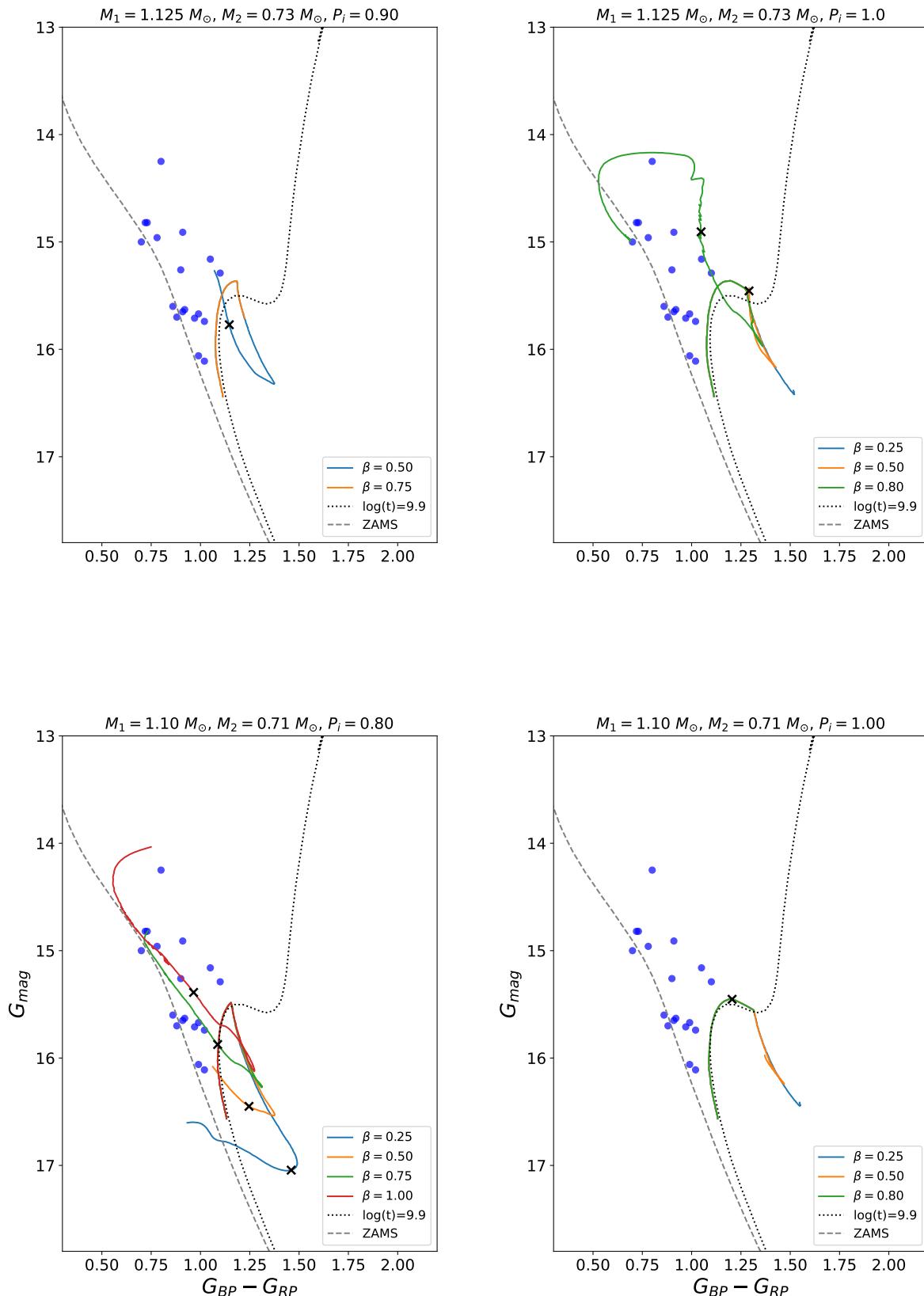


Figura 6.5: Recorridos evolutivos teóricos de sistemas binarios junto con datos observacionales de BSS pertenecientes a Collinder 261.

M_1	M_2	$P_{\text{orb},i}$	β	P_{orb,T_C}	M_1	M_2	$P_{\text{orb},i}$	β	P_{orb,T_C}
1.150	0.75	0.80	0.25	0.34	"	"	1.00	0.25	3.18
"	"	"	0.40	0.38	"	"	"	0.40	3.40
"	"	"	0.50	0.41	"	"	"	0.50	3.53
"	"	"	0.75	0.46	"	"	"	0.80	3.79
"	"	"	0.80	0.47	1.125	0.73	0.80	0.45	0.56
"	"	"	1.00	0.49	"	"	"	0.50	0.57
"	"	0.85	0.25	0.60	"	"	"	0.60	0.58
"	"	"	0.50	0.71	"	"	"	0.75	0.59
"	"	"	0.80	0.79	"	"	"	0.85	0.60
"	"	0.87	0.35	0.82	"	"	"	1.00	0.61
"	"	"	0.50	0.89	1.125	0.73	0.90	0.50	1.12
"	"	"	0.80	0.99	"	"	"	0.75	1.22
"	"	0.90	0.50	1.28	1.125	0.73	1.00	0.25	1.62
"	"	"	0.60	1.33	"	"	"	0.50	2.03
"	"	"	0.75	1.39	"	"	"	0.80	2.04
"	"	"	1.00	1.47	1.100	0.71	0.80	0.25	0.61
"	"	0.92	0.25	1.43	"	"	"	0.50	0.62
"	"	"	0.50	1.64	"	"	"	0.75	0.63
"	"	"	0.80	1.80	"	"	"	1.00	0.63
"	"	0.95	0.25	2.07	1.100	0.71	1.00	0.25	1.00
"	"	"	0.50	2.38	"	"	"	0.50	1.00
"	"	"	0.80	2.62	"	"	"	0.80	1.00

Cuadro 6.3: Lista de los parámetros iniciales de todas las binarias de las Figuras 6.3, 6.4 y 6.5. P_{orb,T_C} representa el valor del período orbital de cada sistema a la edad de Collinder 261 en días.

Tabla 6.3, al fijar los parámetros M_1 , M_2 y β y aumentar progresivamente el valor de $P_{\text{orb},i}$ los sistemas alcanzan un período orbital a la edad de Collinder 261, P_{orb,T_C} , cada vez mayor. Notar además, que hay sistemas que alcanzan valores de P_{orb,T_C} mayores que su correspondiente $P_{\text{orb},i}$ y otros donde sucede lo contrario. Fijar los parámetros M_1 , M_2 y $P_{\text{orb},i}$ y aumentar β también tiene como efecto hacer que P_{orb,T_C} sea cada vez mayor. Esto resulta particularmente interesante porque las BSS que estamos intentando reproducir tienen períodos orbitales que varían entre 0,20 y 2,11 días (ver Tabla 6.1).

Las Figuras 6.6 y 6.7 muestran una selección de las simulaciones de la Tabla 6.3 que cumplen dos condiciones: llegar a un punto en el CMD vecino a al menos una BSS a la edad $t = T_C$, y tener un valor de P_{orb,T_C} cercano (con una diferencia $\lesssim 0,2$ días) al período orbital observado para al menos una de las BSS vecinas. Para poder cotejar mejor estas cantidades, las figuras contienen información sobre el período orbital de todas las BSS observadas junto con el P_{orb,T_C} de las simulaciones y, al igual

Modelo	M_1	M_2	$P_{\text{orb},i}$	β
1	1.150	0.75	0.80	0.40
2	1.150	0.75	0.80	0.75
3	1.150	0.75	0.80	0.80
4	1.150	0.75	0.85	0.50
5	1.150	0.75	0.87	0.35
6	1.150	0.75	0.87	0.50
7	1.150	0.75	0.90	0.50
8	1.150	0.75	0.92	0.50
9	1.125	0.73	0.80	0.60
10	1.125	0.73	0.80	0.75
11	1.125	0.73	0.80	0.85
12	1.100	0.71	0.80	0.75
13	1.100	0.71	0.80	1.00

Cuadro 6.4: Parámetros de las binarias en las Figuras 6.6 y 6.7. La columna “Modelo” se corresponden con los números que aparecen en dichas figuras y que señalan cada simulación.

que antes, una cruz negra indicando el lugar donde el sistema alcanza la edad $t \simeq T_C$. En la Tabla 6.4 se listan los parámetros de dichos modelos.

6.4. Resumen, conclusiones y discusión

En este trabajo, nuestra motivación fue explorar la evolución binaria como posible canal de formación para un conjunto de BSS pertenecientes al CA Collinder 261. En particular, hemos estudiado las BSS de corto período, trabajando con datos de GaiaDR2 (*Gaia second release*).

Hoy en día, se piensa que los orígenes más probables para las BSS en este tipo de cúmulos estelares son la fusión de dos estrellas en un sistema binario luego de que entran en contacto, y la transferencia de masa en sistemas binarios o triples (e.g., Mathys 1991) (ver Sección 1.4). En este trabajo, hemos explorado la transferencia de masa en sistemas binarios, deteniendo los cálculos una vez que el sistema llega a la edad de Collinder 261, T_C . No hemos estudiado el caso de los sistemas binarios que entran en contacto antes de la edad T_C porque actualmente nuestra herramienta no permite el cálculo de este tipo de sistemas, pero además, las BSS que estamos estudiando tienen un período orbital observado, por lo que no se espera que sean objetos fusionados.

A continuación, mencionaremos trabajos similares en los que se ha indagado sobre el canal formativo de BSS en CA haciendo uso de códigos detallados de evolución estelar. Tian et al. (2006) estudiaron la formación de BSS mediante la transferencia de masa en sistemas binarios utilizando el código de Eggleton (Han et al. 2000) y asumiendo transferencia de masa conservativa. Calcularon un conjunto

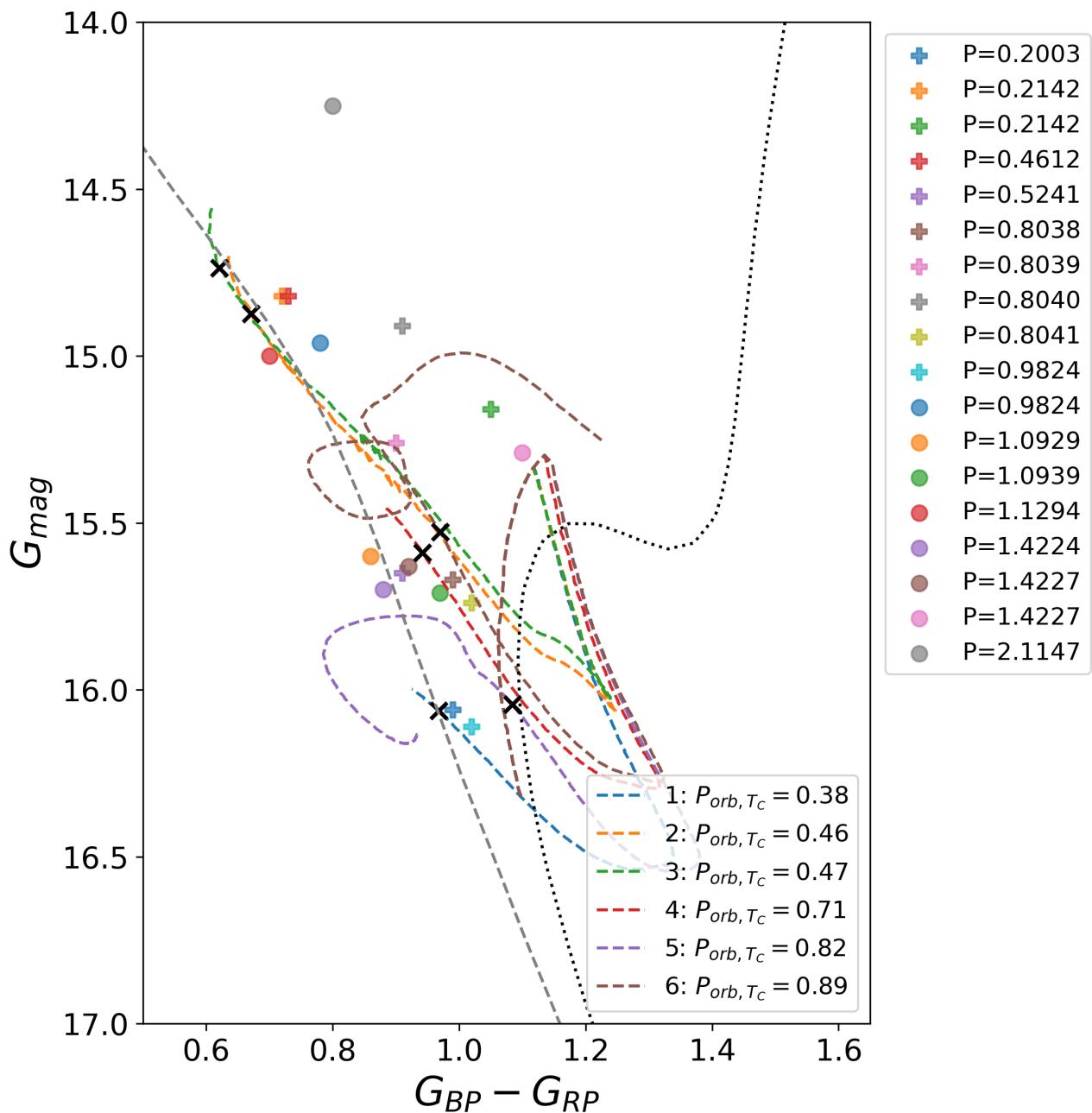


Figura 6.6: Selección de sistemas binarios que mejor se ajustan a las observaciones. La leyenda fuera de la figura indica el período orbital reportado para cada BSS en días. El valor P_{orb, T_C} también se encuentra en días.

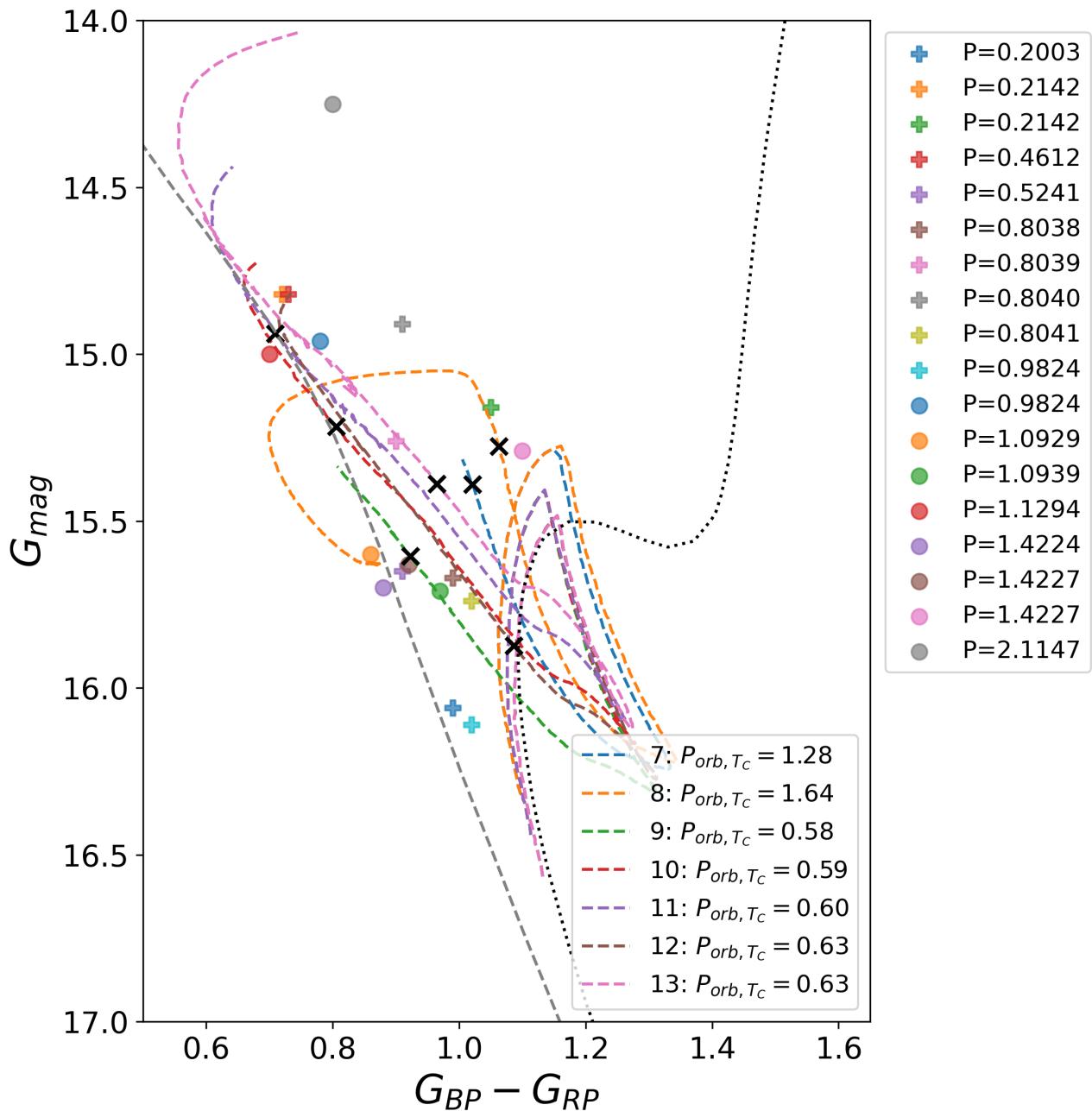


Figura 6.7: Selección de sistemas binarios que mejor se ajustan a las observaciones. La leyenda fuera de la figura indica el período orbital reportado para cada BSS en días. El valor P_{orb,T_C} también se encuentra en días.

de sistemas binarios variando la masa inicial de ambas estrellas en el sistema y su separación orbital. Aplicaron el conjunto de simulaciones para llevar a cabo un estudio de la población de BSS en el CA antiguo M 67. Concluyeron que, al menos en el caso de este cúmulo, aparte de la transferencia de masa en sistemas binarios, deben haber otros mecanismos que conducen a la formación de BSS. La muestra de BSS con la que trabajaron cuenta con dos BSS de corto período. Para estos sistemas, predicen que el mecanismo de formación es la transferencia de masa en sistemas binarios. En su trabajo, no cotejan el período orbital de los sistemas simulados con el de los observados.

Entre otros trabajos más recientes, podemos mencionar los de [Sun et al. \(2021\)](#) y [Sun & Mathieu \(2023\)](#). En cada uno de estos artículos, los autores presentan un estudio dedicado a una BSS en particular: WOCS 5379 y WOCS 4540, ambas ubicadas en el CA NGC 188. Utilizan modelos detallados construidos con el código MESA con el fin de encontrar los mejores modelos capaces de explicar las principales características de estas BSS. En ambos trabajos, permitieron la posibilidad de que la transferencia de masa sea no conservativa. Por un lado, WOCS 5379 tiene una órbita abierta de 120 días y una eccentricidad de 0,24. El modelo que mejor ajusta a esta BSS tiene una eficiencia en la MTR de 0,22. Por otro lado, WOCS 4540 tiene una órbita aun más abierta, de 3030 días y una eccentricidad de 0,36. El modelo que mejor ajusta a esta BSS tiene transferencia de masa por RLOF conservativa y transferencia de masa por vientos no conservativa.

Aquí, buscamos estudiar el origen de 18 BSS con un modelo detallado. Esto es sumamente costoso desde un punto de vista computacional, por lo que en esta instancia, mostramos una cantidad moderada de simulaciones. A pesar de ser un trabajo en desarrollo, de los resultados obtenidos hay algunas conclusiones posibles.

Algo sumamente destacable es que al intentar reproducir las BSS con magnitudes relativamente altas, parece necesario que la transferencia de masa sea no conservativa. Por otro lado, resulta interesante notar que las BSS se sitúan en el CMD sin seguir un orden aparente en lo que respecta a su período orbital. Por ejemplo, los dos primeros sistemas que están indicados en la leyenda de las Figuras [6.6](#) y [6.7](#) tienen un período orbital $P = 0,2003$ y $0,2142$ días y se encuentran bien alejados entre ellos en el CMD. Otro ejemplo es el sistema con período orbital $P = 1,4224$ días y los dos sistemas con $P = 1,4227$ días. Estas tres BSS se encuentran más bien alejadas entre sí. Esto sugiere que los progenitores deben tener masas bien distintas, lo que requiere explorar rangos distintos para el valor de $P_{orb,i}$.

Queda claro que es necesario una exploración mucho más amplia de los parámetros iniciales del problema si lo que se busca es reproducir no solo la posición de las BSS en el CMD a la edad del cúmulo sino también su período orbital.

Por otra parte, vale la pena mencionar que casi todos los sistemas estudiados están transfiriendo masa a la edad de Collinder 261, por lo que se trata de binarias semiseparadas. Una excepción es el sistema compuesto por $M_1 = 1,15 M_\odot$, $M_2 = 0,75 M_\odot$ y $P_{orb,i} = 0,80$ días, que a la edad $t = T_C$ ya terminó el proceso de transferencia de masa en por lo que la binaria está separada.

Capítulo 7

Conclusiones, discusión y trabajo a futuro

Los Capítulos 4, 5 y 6 incluyen todas las conclusiones particulares de los trabajos realizados en el marco de esta tesis doctoral. En lo que sigue, expondré las conclusiones más generales de las que se desprenden distintos caminos de investigación posibles.

El progenitor para PSR J0740+6620:

Como hemos visto en el Capítulo 4, el modelo binario con el que contamos es capaz de explicar la existencia del sistema binario PSR J0740+6620 partiendo de una binaria aislada compuesta por una estrella de baja masa en la ZAMS y una EN de masa canónica ($1,4 M_{\odot}$). Hemos logrado reproducir todos los parámetros observados para este sistema tanto considerando el efecto de irradiación mutua como ignorándolo.

Hay dos cuestiones destacables. Por un lado, el éxito del modelo en reproducir la masa de la EN en el sistema, que es particularmente grande ($\simeq 2,14 M_{\odot}$). Por el otro, la imposibilidad de formar una envoltura pura de helio en la estrella donante, lo que tiene como consecuencia que la estrella no se enfrié lo suficientemente rápido como para alcanzar la temperatura efectiva observada.

Un siguiente paso lógico sería buscar otro progenitor para el sistema considerando la energía de ligadura de la EN en la cantidad de materia acretada. Como fue mostrado por [Bagchi \(2011\)](#), el cambio en la energía total de ligadura en escenarios en los que la EN acreta material es importante. Observaron que las EN poseen una cantidad significativa de energía de ligadura que aumenta con el aumento de su masa gravitatoria. La energía de ligadura de una EN es $E = (M_g - M_b)/c^2$, donde M_g es la masa gravitatoria, M_b es la masa bariónica y c la velocidad de la luz. Supongamos que tenemos una EN reciclada, es decir, un MSP, con una masa gravitatoria $M_{g,f}$ y una energía de ligadura E_f . Supongamos también que esta EN tenía inicialmente (es decir, antes de acretar masa), una masa gravitatoria $M_{g,i}$ y una energía de ligadura E_i . Por supuesto, $M_f > M_i$, lo que implica que $E_f > E_i$. El incremento en la masa gravitatoria es $\Delta M_g = M_{g,f} - M_{g,i}$, y el incremento en la energía de ligadura

es $\Delta E = E_f - E_i$. La cantidad total de masa acretada es $M_{ac} = \Delta M_g + \Delta E/c^2 = \Delta M_b$. Entonces, cuando una EN gana masa al acumular materia de su compañera, la cantidad de acreción necesaria para alcanzar M_g se vuelve mayor que la diferencia en las masas gravitatorias antes y después del proceso de acreción. De hecho, la cantidad de masa acretada debería ser igual a la diferencia entre la masa bariónica antes y después del proceso de acreción. Este hecho dificulta la evolución de MSPs con EN masivas, por lo que buscar posibles progenitores para PSR J0740+6620 teniendo en cuenta este efecto sería interesante.

Con el objetivo de reproducir una enana blanca con envoltura deficiente en hidrógeno, hemos estudiado el escenario *born-again* ([Iben et al. 1983](#)). En este escenario, la difusión química conduce a una cola de hidrógeno que penetra hacia abajo a través de las capas más calientes. Este es un proceso prometedor para hacer que la estrella pierda todo su hidrógeno por procesos de quema nuclear. Como hemos mostrado, incluir la difusión en el modelo estelar induce quema de hidrógeno en un *flash* termonuclear cerca de la superficie de la estrella. Sin embargo, el modelo de difusión que hemos utilizado no logra hacer que la estrella quemé todo el hidrógeno en la envoltura durante el *flash* termonuclear ni que se produzca otro episodio de RLOF. La difusión fue calculada siguiendo el modelo de [Iben & MacDonald \(1985\)](#), donde aparecen coeficientes de difusión que se computan siguiendo el método dado en [Paquette et al. \(1986\)](#). Un posible camino a seguir podría ser estudiar en profundidad los modelos de difusión junto con sus limitaciones con el fin de evaluar posibles cambios en la intensidad de sus efectos.

Por otra parte, valdría la pena estudiar el efecto de la rotación en la estrella donante. La rotación induce corrientes de circulación meridiana capaces de llevar el hidrógeno a capas suficientemente calientes como para que se quemen en helio. Por consiguiente, una estrella rotante podría llegar a tener abundancias superficiales de hidrógeno menores que una estrella no rotante; ver, e.g. [Zahn \(1992\)](#).

La evolución de los LMXBs según distintas prescripciones de FM

La ley más utilizada para modelar el FM en LMXBs ha sido aquella propuesta en [Rappaport et al. \(1983\)](#), que se basa en la fórmula empírica dada por [Skumanich \(1972\)](#). Sin embargo, esta prescripción enfrenta algunas discrepancias cuando se cotejan los sistemas simulados con los observados: (a) los períodos orbitales de BMSPs que descienden de LMXBs discrepan con las observaciones, especialmente para períodos entre 0,1 y 10 días, (b) la tasa de acreción de masa inferida por las observaciones es aproximadamente un orden de magnitud mayor que aquella calculada utilizando esta ley, y (c) existe un problema de *fine tuning* en la formación de UCXBs y de enanas blancas muy poco masivas en compañía de MSPs.

Las discrepancias entre las observaciones y los modelos teóricos realizados con la ley estándar de FM sugieren el estudio de prescripciones alternativas para modelar este mecanismo de pérdida de momento angular. Las que hemos considerado en este trabajo son dos de las tres prescripciones dadas en [Van et al. \(2019\)](#) y la propuesta en [Van & Ivanova \(2019\)](#). Cabe destacar que las prescripciones en

el primer trabajo no fueron derivadas explícitamente, sino que se crearon agregando factores ad-hoc para el viento y la convección. En cambio, la prescripción en el trabajo de Van & Ivanova (2019) se obtuvo a través de una deducción autoconsistente que considera la pérdida de masa por el viento, la rotación, y que el campo magnético se genera debido a movimientos en la zona convectiva. Aunque el modelo sigue siendo simplificado (considera únicamente campos magnéticos radiales y se utiliza una aproximación dipolar, la superficie de Alfvén estimada no depende del ángulo polar, el viento considerado es isotrópico y se asume que el eje de rotación está alineado con el eje del campo magnético), tiene una deducción física consistente. En particular, incluyeron el efecto de la rotación de la estrella en la velocidad del viento siguiendo a Matt et al. (2012) y Réville et al. (2015), y los efectos del *convective turnover timescale* y de la rotación de la donante en la generación del campo magnético en la superficie según Parker (1971), Noyes et al. (1984), Ivanova (2006) y Van et al. (2019). Para los detalles sobre la deducción de esta ley referirse a Van & Ivanova (2019).

Hemos estudiado un conjunto de sistemas binarios fijando las masas iniciales de ambas estrellas y variando el período orbital inicial en un amplio rango de valores. Entre los resultados más interesantes se encuentra el hecho de que la ley Intermedia, propuesta en Van et al. (2019), logra resolver dos discrepancias entre los modelos teóricos bajo la ley estándar y las observaciones. Estas son, el problema de *fine tuning* para la formación de UCXBs y BMSPs con enanas blancas de masa extremadamente baja, y el problema de simular sistemas que alcancen períodos orbitales entre 0,1 y 10 días. A pesar de resolver estas cuestiones, los períodos finales en las simulaciones no son lo suficientemente grandes para explicar todos los BMSPs observados. Cabe destacar que aun así, no es razonable descartar esta ley ya que aún se requiere un estudio exhaustivo considerando un rango de masas iniciales para la estrella donante que cubra sistemas de intermedia y baja masa (LMXBs e IMXBs). Es importante notar que esta conclusión es opuesta a la expuesta en Chen et al. (2021). Con esta ley, por otra parte, Van & Ivanova (2019) mostraron que se pueden reproducir todos los LMXBs de interés al comparar las simulaciones con tres parámetros observados, incluyendo la tasa de transferencia de masa y el período orbital. Sin embargo, si también se considera la temperatura efectiva, Sco X-1 ya no se puede reproducir con esta ley. Además, el número de posibles progenitores de Cyg X-2 también se reduce a solo un sistema.

Por otra parte, cuando se utiliza la ley propuesta en Van & Ivanova (2019), que tiene una deducción física autoconsistente, estos autores notaron que todos los LMXBs persistentes se pueden reproducir. Por lo tanto, recomiendan su uso en lugar de la ley de Skumanich para modelar LMXBs galácticos y extragalácticos con EN. En nuestro estudio, esta ley presenta mejoras respecto a la ley de Skumanich, ya que ayuda a solucionar los problemas de *fine tuning* para la formación de UCXBs y BMSPs con enanas blancas de masa extremadamente baja, y logra simular más sistemas que alcanzan períodos orbitales entre 0,1 y 10 días. Sin embargo, cabe notar que, no es tan efectiva como la ley Intermedia en la solución de estos problemas. Sin embargo, nuevamente, es necesario estudiar un rango de masas iniciales amplio para investigar en profundidad lo mencionado anteriormente. Por otra parte, según nuestros cálculos, no hay grandes diferencias en la tasa de transferencia de masa que resulta de esta

ley y la que resulta de la ley de Skumanich, al menos para el par de masas iniciales consideradas en el presente trabajo.

Con todo, está claro que resulta necesario un estudio exhaustivo para poder analizar profundamente las implicancias de estas leyes en la evolución de LMXBs e IMXBs. Esto resultaría de gran relevancia ya que, como hemos visto en la Sección 1.3.2, se espera que los UCXBs y los BMSPs con enanas blancas de masa extremadamente baja contribuyan a la señal detectada por LISA y por otros observatorios que pronto estarán en funcionamiento (TianQin y Taiji). La dificultad para reproducir estos sistemas de forma teórica en contraste con la cantidad de sistemas detectados y la potencialidad de las observaciones de los mismos amerita seguir indagando en el modelo de evolución binaria con el que contamos.

Por otro lado, la cantidad de trabajos donde se considera el efecto de irradiación mutua en la evolución de los LMXBs es mucho menor que la de los trabajos donde se la ignora. En este sentido, y dado que la herramienta computacional con la que contamos modela este efecto de manera detallada, aportar al estudio de sistemas irradiados resulta particularmente provechoso. Además, como hemos visto, el catálogo ATNF contiene numerosos sistemas que se encuentran en una zona del diagrama masa de la donante-período orbital donde los modelos predicen la ocurrencia de transferencia de masa (ver la Figura 5.6 en la Sección 5.4). Intentar reproducir las observaciones es, en general, un buen camino a seguir, por lo que agregar el fenómeno de irradiación mutua en este contexto justifica el costo computacional que llevan los cálculos.

La formación de BSS en Collinder 261

Se cree que la evolución en sistemas binarios con transferencia de masa es uno de los canales de formación más probables para las BSS en CA. Con esta premisa, hemos intentado encontrar progenitores para un conjunto de BSS pertenecientes al CA Collinder 261. Hemos trabajado con datos de BSS de corto período ($P_{orb} \lesssim 2,11$ días) tomados de GaiaDR2.

Al ser este un trabajo en desarrollo, resulta prematuro sacar demasiadas conclusiones. Sin embargo, de los resultados expuestos, pareciera que la evolución binaria es prometedora como canal de formación para las BSS de corto período pertenecientes a Collinder 261.

Hemos considerado un espacio de parámetros del problema de cuatro dimensiones, ya que hemos variado la masa inicial de ambas estrellas, el período orbital inicial y la eficacia de la transferencia de masa. Como hemos visto, intentar reproducir cuatro observables, a saber, la posición en el CMD, la edad del sistema, y el período orbital, no es tarea sencilla, ya que es computacionalmente costoso. A pesar de esto, el conjunto de simulaciones que hemos hecho arrojan algo de luz sobre el problema.

Por un lado, parece evidente que la eficacia en la transferencia de masa tiene un rol importante en la formación de estas BSS. Los sistemas que se sitúan en regiones del CMD con las mayores magnitudes no se pueden reproducir si se considera que la transferencia de masa es conservativa. Esto es así al menos para las masas y períodos orbitales iniciales que hemos considerado.

Por otro lado, pudimos encontrar recorridos evolutivos que se encuentran relativamente cerca de

las BSS observadas en el CMD a la misma edad que Collinder 261. Sin embargo, el período orbital de las binarias teóricas no siempre se acerca al período orbital observado. Intentar ajustar este valor implica variar los parámetros iniciales de manera de que las simulaciones sigan estando cerca de las BSS observadas en el CMD, en el mismo momento, pero tengan otro período orbital.

Con todo, es evidente que se requiere una exploración más exhaustiva de los parámetros iniciales del problema si el objetivo es no solo replicar la ubicación de las BSS en CMD a la edad del cúmulo, sino también su periodo orbital.

Bibliografía

1976, Structure and evolution of close binary systems : symposium no. 73 held in Cambridge, England, 28 July-1 August, 1975, Vol. 73

Abt, H. A. 1961, ApJS, 6, 37

Ahumada, J. & Lapasset, E. 1995, A&AS, 109, 375

Ahumada, J. A. & Lapasset, E. 2007, A&A, 463, 789

Alexander, M. E. 1973, Ap&SS, 23, 459

Alpar, M. A. et al. 1982, Nature, 300, 728

Amaro-Seoane, P. et al. 2012, Classical and Quantum Gravity, 29, 124016

Amaro-Seoane, P. et al. 2017, arXiv e-prints, arXiv:1702.00786

Antoniadis, J. et al. 2013, Science, 340, 448

Asplund, M., Amarsi, A. M. & Grevesse, N. 2021, A&A, 653, A141

Asplund, M. et al. 2009, ARA&A, 47, 481

Baade, W. & Zwicky, F. 1934, Physical Review, 46, 76

Bagchi, M. 2011, MNRAS, 413, L47

Belczynski, K. et al. 2008, ApJS, 174, 223

Benvenuto, O. G. & De Vito, M. A. 2003, MNRAS, 342, 50

Benvenuto, O. G. & De Vito, M. A. 2004, MNRAS, 352, 249

Benvenuto, O. G. & De Vito, M. A. 2005, MNRAS, 362, 891

Benvenuto, O. G., De Vito, M. A. & Horvath, J. E. 2014, ApJ, 786, L7

Beronya, D. M. et al. 2019, MNRAS, 485, 3715

Bhattacharya, D. & van den Heuvel, E. P. J. 1991, Phys. Rep., 203, 1

- Bhattacharya, S. et al. 2019, A&A, 624, A26
- Blaauw, A. 1961, Bull. Astron. Inst. Netherlands, 15, 265
- Bodaghee, A. et al. 2007, A&A, 467, 585
- Boss, A. P. 1993, in Astrophysics and Space Science Library, Vol. 177, Astrophysics and Space Science Library, ed. J. Sahade, G. E. McCluskey, & Y. Kondo, 355
- Bragaglia, A. & Tosi, M. 2006, AJ, 131, 1544
- Brandt, J. C. 1966, ApJ, 144, 1221
- Bromm, V. & Larson, R. B. 2004, ARA&A, 42, 79
- Bromm, V. & Yoshida, N. 2011, ARA&A, 49, 373
- Bromm, V. et al. 2009, Nature, 459, 49
- Brown, W. R. et al. 2022, ApJ, 933, 94
- Buldgen, G. 2019, arXiv e-prints, arXiv:1902.10399
- Büning, A. & Ritter, H. 2004, A&A, 423, 281
- Büning, A. & Ritter, H. 2006, A&A, 445, 647
- Campana, S. & Di Salvo, T. 2018, in Astrophysics and Space Science Library, Vol. 457, Astrophysics and Space Science Library, ed. L. Rezzolla, P. Pizzochero, D. I. Jones, N. Rea, & I. ña@, 149
- Cantat-Gaudin, T. et al. 2018, A&A, 615, A49
- Carroll, B. W. & Ostlie, D. A. 2006, An introduction to modern astrophysics and cosmology (Cambridge University Press)
- Casares, J., Jonker, P. G. & Israelian, G. 2017, in Handbook of Supernovae, ed. A. W. Alsabti & P. Murdin, 1499
- Chapman, S. et al. 1992, Nature, 359, 207
- Chen, H.-L. et al. 2013, ApJ, 775, 27
- Chen, H.-L. et al. 2021, MNRAS, 503, 3540
- Clarke, C. 2006, Proceedings of the International Astronomical Union, 2, 337–346
- Clayton, D. D. 1968, Principles of stellar evolution and nucleosynthesis
- Counselman, Charles C., I. 1973, ApJ, 180, 307

- Crawford, J. A. 1955, *ApJ*, 121, 71
- Cromartie, H. T. et al. 2019, *Nature Astronomy*, 439
- Darwin, G. H. 1879, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I*, 170, 1
- De Vito, M. A. & Benvenuto, O. G. 2012, *MNRAS*, 421, 2206
- Dean, A. J. et al. 2005, *A&A*, 443, 485
- Demorest, P. B. et al. 2010, *Nature*, 467, 1081
- Deng, Z.-L. et al. 2021, *ApJ*, 909, 174
- Dias, W. S. et al. 2002, *A&A*, 389, 871
- Donati, J.-F. 2010, *Proceedings of the International Astronomical Union*, 6, 23–31
- Done, C., Gierliński, M. & Kubota, A. 2007, *A&A Rev.*, 15, 1
- Duchêne, G. & Kraus, A. 2013, *ARA&A*, 51, 269
- Echeveste, M. et al. 2019, *Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina*, 61, 87
- Echeveste, M. et al. 2020, *MNRAS*, 495, 2509
- Eggen, O. J. & Sandage, A. R. 1964, *ApJ*, 140, 130
- Eggleton, P. P. 1967, *MNRAS*, 135, 243
- Eggleton, P. P. 1971, *MNRAS*, 151, 351
- Eggleton, P. P. 1972, *MNRAS*, 156, 361
- Eggleton, P. P. 1973, *MNRAS*, 163, 279
- Eggleton, P. P. 1983, *ApJ*, 268, 368
- Eggleton, P. P., Faulkner, J. & Flannery, B. P. 1973, *A&A*, 23, 325
- Ergma, E., Sarna, M. J. & Antipova, J. 1998, *MNRAS*, 300, 352
- Fabbiano, G. 2006, *ARA&A*, 44, 323
- Fonseca, E. et al. 2016, *ApJ*, 832, 167
- Forman, W. et al. 1978, *ApJS*, 38, 357
- Gaia Collaboration et al. 2018, *A&A*, 616, A1

- Giacconi, R. et al. 1962, Phys. Rev. Lett., 9, 439
- Gianninas, A. et al. 2015, ApJ, 812, 167
- Gilfanov, M. 2004, MNRAS, 349, 146
- Gratton, R. G., Carretta, E. & Bragaglia, A. 2012, A&A Rev., 20, 50
- Grebenev, S. A., Pavlinsky, M. N. & Sunyaev, R. A. 1996, in Roentgenstrahlung from the Universe, ed. H. U. Zimmermann, J.ümpfer@, & H. Yorke, 141–142
- Grimm, H. J., Gilfanov, M. & Sunyaev, R. 2002, A&A, 391, 923
- Gursky, H. & Schreier, E. 1975, in Variable Stars and Stellar Evolution, ed. V. E. Sherwood & L. Plaut, Vol. 67, 413
- Hameury, J. M. et al. 1993, A&A, 277, 81
- Hameury, J. M. & Ritter, H. 1997, A&AS, 123, 273
- Han, Z., Tout, C. A. & Eggleton, P. P. 2000, MNRAS, 319, 215
- Harding, A. K. 2013, Frontiers of Physics, 8, 679
- Heinke, C. O. et al. 2013, ApJ, 768, 184
- Heney, L. G. et al. 1959, ApJ, 129, 628
- Hewish, A. et al. 1968, Nature, 217, 709
- Hills, J. G. & Day, C. A. 1975, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 7, 535
- Hoyle, E. 1964, Royal Observatory Bulletin, 82, 91
- Huang, S.-S. 1966, Annales d'Astrophysique, 29, 331
- Hulse, R. A. & Taylor, J. H. 1975, ApJ, 195, L51
- Hurley, J. R., Tout, C. A. & Pols, O. R. 2002, MNRAS, 329, 897
- Hut, P. 1980, A&A, 92, 167
- Hut, P. 1981, A&A, 99, 126
- Hypki, A. & Giersz, M. 2013, MNRAS, 429, 1221
- Iben, I., J. et al. 1983, ApJ, 264, 605
- Iben, I., J. & MacDonald, J. 1985, ApJ, 296, 540

- Iben, Icko, J. 1965, ApJ, 141, 993
- Iben, Icko, J. & Tutukov, A. V. 1986, ApJ, 311, 742
- Iben, Icko, J., Tutukov, A. V. & Yungelson, L. R. 1995, ApJS, 100, 233
- Istrate, A. G. et al. 2016, A&A, 595, A35
- Istrate, A. G., Tauris, T. M. & Langer, N. 2014, A&A, 571, A45
- Ivanova, N. 2006, The Astrophysical Journal, 653, L137
- Ivanova, N. et al. 2013, A&A Rev., 21, 59
- Ivanova, N. & Taam, R. E. 2003, ApJ, 599, 516
- Jadhav, V. V. et al. 2021, Journal of Astrophysics and Astronomy, 42
- Jadhav, V. V. & Subramaniam, A. 2021, MNRAS, 507, 1699
- Jaschek, C. & Gómez, A. E. 1970, PASP, 82, 809
- Jeans, J. H. 1902, Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A, 199, 1
- Kawaler, S. D. 1988, ApJ, 333, 236
- Kippenhahn, R. & Weigert, A. 1967, ZAp, 65, 251
- Kippenhahn, R. & Weigert, A. 1990, Stellar Structure and Evolution
- Kippenhahn, R., Weigert, A. & Hofmeister, E. 1967, Methods in Computational Physics, 7, 129
- Kolb, U. & Ritter, H. 1990, A&A, 236, 385
- Kraft, R. P. 1962, ApJ, 135, 408
- Kraft, R. P. 1967, ApJ, 150, 551
- Krionos, R. et al. 2015, MNRAS, 448, 3766
- Kupfer, T. et al. 2018, MNRAS, 480, 302
- Lamers, H. J. G. L. M. & Levesque, E. M. 2017, Understanding Stellar Evolution
- Landau, L. D. & Lifshitz, E. M. 1975, The classical theory of fields
- Langer, N., El Eid, M. F. & Fricke, K. J. 1985, A&A, 145, 179
- Langer, N., Fricke, K. J. & Sugimoto, D. 1983, A&A, 126, 207
- Lattimer, J. M. 2019, Universe, 5, 159

- Lattimer, J. M. & Prakash, M. 2004, *Science*, 304, 536
- Leiner, E. M. & Geller, A. 2021, *ApJ*, 908, 229
- Li, Z. et al. 2020, *ApJ*, 893, 2
- Lin, J. et al. 2011, *ApJ*, 732, 70
- Lindgren, L. et al. 2018, *A&A*, 616, A2
- Lucatello, S. et al. 2015, *A&A*, 584, A52
- Luo, J. et al. 2016, *Classical and Quantum Gravity*, 33, 035010
- Madhusudhan, N. et al. 2008, *ApJ*, 688, 1235
- Maeder, A. et al. 2008, *Proceedings of the International Astronomical Union*, 4, 311–322
- Maeder, A. et al. 2013, *A&A*, 553, A1
- Manchester, R. N. et al. 2005, *AJ*, 129, 1993
- Margon, B. & Cannon, R. 1989, *The Observatory*, 109, 82
- Martin, A. J. 2018, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnate Pleso*, 48, 162
- Mathys, G. 1991, *A&A*, 245, 467
- Matt, S. P. et al. 2012, *ApJ*, 745, 101
- McCrea, W. H. 1964a, *MNRAS*, 128, 335
- McCrea, W. H. 1964b, *MNRAS*, 128, 147
- Mestel, L. 1968, *MNRAS*, 138, 359
- Mestel, L. 1975, *Memoires of the Societe Royale des Sciences de Liege*, 8, 79
- Mestel, L. & Spruit, H. C. 1987, *MNRAS*, 226, 57
- Milone, A. P. et al. 2008, *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 79, 623
- Morton, D. C. 1960, *ApJ*, 132, 146
- Naoz, S., Noter, S. & Barkana, R. 2006, *MNRAS*, 373, L98
- Nelemans, G. et al. 2001a, *A&A*, 368, 939
- Nelemans, G., Yungelson, L. R. & Portegies Zwart, S. F. 2001b, *A&A*, 375, 890
- Nelemans, G. et al. 2010, *MNRAS*, 401, 1347

- Nelson, L. A., Rappaport, S. A. & Joss, P. C. 1986, ApJ, 304, 231
- Niss, B., Jorgensen, H. E. & Laustsen, S. 1978, A&AS, 32, 387
- Nissanke, S. et al. 2012, ApJ, 758, 131
- Noyes, R. W. et al. 1984, ApJ, 279, 763
- Özel, F. & Freire, P. 2016, ARA&A, 54, 401
- Paczyński, B. 1966, Acta Astron., 16, 231
- Paczyński, B. 1967a, Acta Astron., 17, 1
- Paczyński, B. 1967b, Acta Astron., 17, 193
- Paczyński, B. 1967c, Acta Astron., 17, 355
- Paczyński, B. 1967d, Acta Astron., 17, 287
- Paczyński, B. 1967e, in On the Evolution of Double Stars, ed. J. Dommangé, Vol. 17, 111
- Paczyński, B. 1970, Acta Astron., 20, 47
- Paczyński, B. 1971, ARA&A, 9, 183
- Paczyński, B. & Sienkiewicz, R. 1972, Acta Astron., 22, 73
- Padilla, M. A. et al. 2023, Astronomy & Astrophysics, 677, A186
- Papitto, A. et al. 2013, Nature, 501, 517
- Paquette, C. et al. 1986, ApJS, 61, 177
- Parker, E. N. 1971, ApJ, 164, 491
- Patruno, A. & Watts, A. L. 2021, in Astrophysics and Space Science Library, Vol. 461, Timing Neutron Stars: Pulsations, Oscillations and Explosions, ed. T. M. Belloni, M. Éndez@, & C. Zhang, 143–208
- Patterson, J. 1984, ApJS, 54, 443
- Pavlovskii, K. & Ivanova, N. 2016, MNRAS, 456, 263
- Paxton, B. et al. 2011, ApJS, 192, 3
- Paxton, B. et al. 2015, ApJS, 220, 15
- Perets, H. B. & Fabrycky, D. C. 2009, ApJ, 697, 1048
- Pfahl, E., Rappaport, S. & Podsiadlowski, P. 2003, ApJ, 597, 1036

- Plavec, M. 1967, in On the Evolution of Double Stars, ed. J. Dommangé, Vol. 17, 83
- Podsiadlowski, P. 1991, *Nature*, 350, 136
- Podsiadlowski, P., Rappaport, S. & Pfahl, E. D. 2002, *ApJ*, 565, 1107
- Prendergast, K. H. & Burbidge, G. R. 1968, *ApJ*, 151, L83
- Pringle, J. E. 1989, *MNRAS*, 239, 361
- Pringle, J. E. & Wade, R. A. 1985, Interacting binary stars
- Pylyser, E. & Savonije, G. J. 1988, *A&A*, 191, 57
- Pylyser, E. H. P. & Savonije, G. J. 1989, *A&A*, 208, 52
- Rain, M. J., Ahumada, J. A. & Carraro, G. 2021a, *A&A*, 650, A67
- Rain, M. J. et al. 2021b, *AJ*, 161, 37
- Rain, M. J. et al. 2020, *AJ*, 159, 59
- Rani, S. et al. 2023, *ApJ*, 945, 11
- Rao, K. K. et al. 2023, *MNRAS*, 518, L7
- Rappaport, S., Joss, P. C. & Webbink, R. F. 1982, *ApJ*, 254, 616
- Rappaport, S. et al. 1995, *MNRAS*, 273, 731
- Rappaport, S., Verbunt, F. & Joss, P. C. 1983, *ApJ*, 275, 713
- Reimers, D. 1975, in Problems in stellar atmospheres and envelopes. (Berlin: SpringerVerlag), 229–256
- Repetto, S. & Nelemans, G. 2014, *MNRAS*, 444, 542
- Réville, V. et al. 2015, *ApJ*, 798, 116
- Ritter, H. 1988, *A&A*, 202, 93
- Roberts, M. S. E. 2013, in Neutron Stars and Pulsars: Challenges and Opportunities after 80 years, ed. J. van Leeuwen, Vol. 291, 127–132
- Romani, R. W. & Weinberg, M. D. 1991, *ApJ*, 372, 487
- Romero, A. D. & Istrate, A. G. 2019, in Compact White Dwarf Binaries, ed. G. H. Tovmassian & B. T. Gansicke, 13
- Ruan, W.-H. et al. 2018, arXiv e-prints, arXiv:1807.09495

- Sandage, A. et al. 1966, *ApJ*, 146, 316
- Sandage, A. R. 1953, *AJ*, 58, 61
- Savonije, G. J. 1978, *A&A*, 62, 317
- Sazonov, S. et al. 2020, *New A Rev.*, 88, 101536
- Schatz, H. & Rehm, K. E. 2006, *Nucl. Phys. A*, 777, 601
- Schatzman, E. 1962, *Annales d'Astrophysique*, 25, 18
- Segelstein, D. J. et al. 1986, *Nature*, 322, 714
- Shah, S., Nelemans, G. & van der Sluys, M. 2013, *A&A*, 553, A82
- Shao, Y. & Li, X.-D. 2012, *ApJ*, 756, 85
- Shao, Y. & Li, X.-D. 2015, *ApJ*, 809, 99
- Shapiro, I. I. 1964, *Phys. Rev. Lett.*, 13, 789
- Shklovsky, I. S. 1967, *ApJ*, 148, L1
- Skinner, G. K. 1993, *A&AS*, 97, 149
- Skumanich, A. 1972, *ApJ*, 171, 565
- Smak, J. 1966, *Acta Astron.*, 16, 25
- Soberman, G. E., Phinney, E. S. & van den Heuvel, E. P. J. 1997, *A&A*, 327, 620
- Soethe, L. T. T. & Kepler, S. O. 2021, *MNRAS*, 506, 3266
- Spruit, H. C. & van Ballegooijen, A. A. 1982, *A&A*, 106, 58
- Stovall, K. et al. 2014, *ApJ*, 791, 67
- Sun, M. & Mathieu, R. D. 2023, *ApJ*, 944, 89
- Sun, M. et al. 2021, *ApJ*, 908, 7
- Tailo, M. et al. 2018, *MNRAS*, 479, 817
- Tauris, T. M. 2011, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 447, *Evolution of Compact Binaries*, ed. L. Schmidtobreick, M. R. Schreiber, & C. Tappert, 285
- Tauris, T. M. 2018, *Phys. Rev. Lett.*, 121, 131105
- Tauris, T. M., Langer, N. & Kramer, M. 2011, *MNRAS*, 416, 2130

- Tauris, T. M. & Savonije, G. J. 1999, A&A, 350, 928
- Tauris, T. M. & van den Heuvel, E. P. J. 2006, in Compact stellar X-ray sources, Vol. 39, 623–665
- Tauris, T. M. & Van Den Heuvel, E. P. J. 2010, Formation and evolution of compact stellar X-ray sources (Cambridge University Press), 623
- Tian, B. et al. 2006, A&A, 455, 247
- Tout, C. A. et al. 1997, MNRAS, 291, 732
- Tutukov, A. V. & Cherepashchuk, A. M. 2020, Physics Uspekhi, 63, 209
- Underhill, A. B. 1968, ARA&A, 6, 39
- Vaidya, K. et al. 2020, MNRAS, 496, 2402
- Van, K. X. & Ivanova, N. 2019, ApJ, 886, L31
- Van, K. X., Ivanova, N. & Heinke, C. O. 2019, MNRAS, 483, 5595
- van der Sluys, M. V., Verbunt, F. & Pols, O. R. 2005a, A&A, 431, 647
- van der Sluys, M. V., Verbunt, F. & Pols, O. R. 2005b, A&A, 440, 973
- van Haaften, L. M. et al. 2012, A&A, 537, A104
- van Kerkwijk, M. H. et al. 2000, ApJ, 530, L37
- Vaz, L. P. R. & Nordlund, A. 1985, A&A, 147, 281
- Verbunt, F. 1993, ARA&A, 31, 93
- Verbunt, F. & Zwaan, C. 1981, A&A, 100, L7
- Vilhu, O. 1982, A&A, 109, 17
- Webbink, R. F. 1979, in IAU Colloq. 53: White Dwarfs and Variable Degenerate Stars, ed. H. M. van Horn, V. Weidemann, & M. P. Savedoff, 426
- Webbink, R. F. 1985, in Interacting Binary Stars, ed. J. E. Pringle & R. A. Wade, 39
- Webbink, R. F., Rappaport, S. & Savonije, G. J. 1983, ApJ, 270, 678
- Weber, E. J. & Davis, Leverett, J. 1967, ApJ, 148, 217
- Weiss, A. 2002, in ESA Special Publication, Vol. 485, Stellar Structure and Habitable Planet Finding, ed. B. Battrick, F. Favata, I. W. Roxburgh, & D. Galadi, 57–64
- Wenger, M. et al. 2000, A&AS, 143, 9

White, R. J. & Ghez, A. M. 2001, ApJ, 556, 265

Willems, B. & Kolb, U. 2004, A&A, 419, 1057

Xin, Y. et al. 2011, MNRAS, 411, 761

Zahn, J. P. 1975, A&A, 41, 329

Zahn, J. P. 1977, A&A, 57, 383

Zahn, J. P. 1992, A&A, 265, 115

Ziółkowski, J. 1970, Acta Astron., 20, 59

Apéndice A

Glosario

- AN : agujero negro
- ATNF: Australia Telescope National Facility
- BMSP: binary Mili-second Pulsar (sistema binario con Púlsar de milisegundo)
- BSS: blue straggler star (estrella rezagada azul)
- CA: cúmulo abierto
- CG: cúmulo globular
- CMD: color-magnitud diagram (diagrama color-magnitud)
- EB: Enana Blanca
- EN: Estrella de Neutrones
- HMXB: High Mass X-ray Binary (sistema binario de alta masa con emisión en rayos-X)
- HR: Hertzsprung-Russell
- IMXB: Intermidiate Mass X-ray Binary (sistema binario de masa intermedia con emisión en rayos-X)
- LISA: Laser Interferometer Space Antenna
- LMXB: Low Mass X-ray Binary (sistema binario de baja masa con emisión en rayos-X)
- MESA: Modules for Experiments in Stellar Astrophysics
- MSP: Mili-second Pulsar (Púlsar de milisegundo)
- MTR: mass transfer rate (tasa de transferencia de masa)
- RLOF: Roche lobe overflow (desborde del lóbulo de Roche)

- SBI: Sistema Binario Interactuante
- SP: Secuencia Principal
- UCXB: Ultra Compact X-ray Binary (sistema binario ultracompacto con emisión en rayos-X)
- ZAMS: zero age main sequence (secuencia principal de edad cero)

Apéndice B

La evolución de estrellas aisladas

La evolución de las estrellas está impulsada, a grandes rasgos, por una propiedad de los gases autogravitantes en equilibrio hidrostático, descripta por el teorema del virial: la pérdida de energía radiativa del gas hace que se contraiga y, junto con eso, debido a la pérdida de energía potencial gravitatoria, que incremente su temperatura. Por lo tanto, mientras que la estrella intenta enfriarse irradiando energía desde su superficie, se vuelve más caliente en vez de más fría (i.e. tiene una capacidad calorífica negativa). Mientras más radía para enfriarse, más se contrae, más se calienta y más se ve forzada a seguir irradiando. Claramente, a la larga, este “círculo virial vicioso” es una situación inestable y explica por qué la estrella que comenzó como un esfera de gas termina como un objeto compacto. En el camino, pasa una cantidad de tiempo considerable en estados intermedios, conocidos como Secuencia Principal, Rama de las Gigantes, etc. En lo que sigue, haremos un resumen de la evolución estelar diferenciando los distintos caminos evolutivos y productos finales según la cantidad de masa al comienzo de la evolución.

Las estrellas se forman dentro de nubes primordiales de gas frío, compuestas principalmente por los elementos más livianos, hidrógeno y helio, creados después del Big Bang. Estas nubes son inicialmente enormes (del orden de decenas de parsecs) y, como consecuencia del ajuste natural entre presión y gravedad, se fragmentan en grupos más pequeños y compactos. Cómo ocurre esta fragmentación depende de varios factores, entre los que se encuentran la masa de total del gas, la temperatura, la densidad de partículas, y el tipo de gas ([Jeans 1902](#)). La fragmentación se repite hasta que uno de los grupos tiene entre décimas y decenas de la masa del Sol, dando lugar a lo que se conoce como una “proto estrella”. Si este objeto tiene una masa mayor que $\sim 0,08M_{\odot}$, la temperatura en su centro alcanzará los $\sim 10^7$ K y el hidrógeno comenzará a fusionarse en helio. Los objetos con masa menor a $\sim 0,08 M_{\odot}$ no alcanzan temperaturas suficientes para fusionar hidrógeno en su centro a un ritmo suficiente como para que dichas reacciones liberen una cantidad de energía igual a la que pierden a través de su fotósfera, y por ese motivo se los llama “enanas marrones” en vez de estrellas.

Una de las mejores maneras de estudiar a las estrellas haciendo uso de las observaciones es midiendo sus luminosidades y sus colores. El color de una estrella refleja la temperatura en su superficie, la fotósfera. La temperatura efectiva de una estrella (T_{eff}) equivale a la temperatura de un cuerpo

negro que emitiría la misma cantidad total de radiación electromagnética que dicha estrella, i.e., la temperatura de un cuerpo negro con la misma luminosidad por superficie de área que la estrella. La luminosidad L es la cantidad total de energía que irradia la estrella por unidad de tiempo. En buena aproximación estas cantidades se relacionan, considerando la aproximación de radiación de cuerpo negro, como $L = 4\pi\sigma R^2 T_{\text{eff}}^4$, donde R es el radio de la estrella y σ es la constante de Stefan-Boltzmann. Esta relación muestra que tanto el radio como la temperatura condicionan la luminosidad de la estrella.

El diagrama donde se representan estas cantidades se conoce como diagrama de Hertzsprung-Russell (diagrama HR) y puede observarse en la Figura B.1. En general, el diagrama HR se presenta con la luminosidad en el eje vertical y la temperatura en el eje horizontal, aunque también es común graficar la clasificaciónpectral junto con la temperatura efectiva, ya que la mayor parte de la información sobre la física de las estrellas proviene directa o indirectamente de su espectro (temperaturas, densidades, composición química, etc.). Las estrellas se clasifican en temperatura decreciente de acuerdo al siguiente orden: O, B, A F, G, K, M; correspondiendo al rango 35000-3000 K.

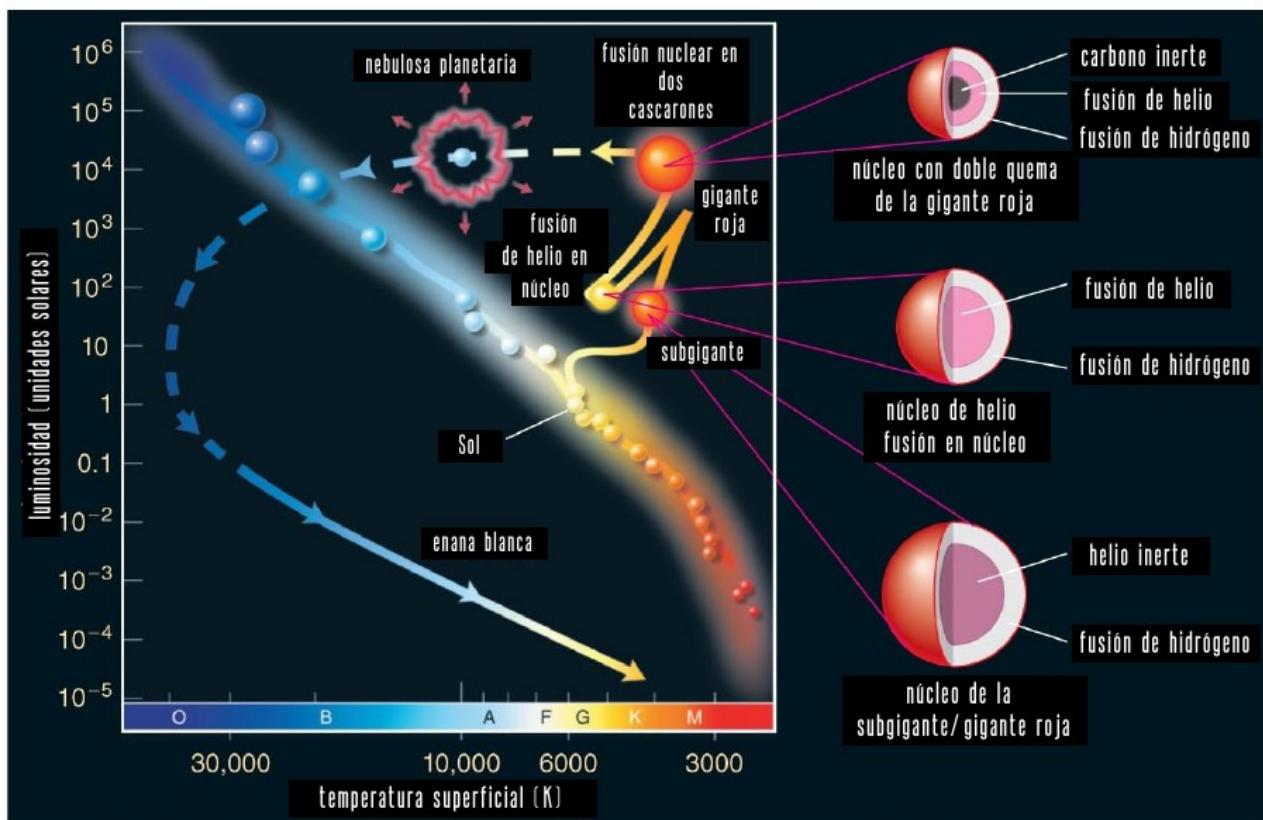


Figura B.1: Representación esquemática del recorrido evolutivo en el diagrama HR de una estrella de como el Sol. A la derecha se visualiza simplificadamente la estructura de la estrella a medida evoluciona.

La característica más llamativa de tal diagrama HR es que las estrellas tienden a ubicarse solo dentro de ciertas regiones del diagrama, siendo la diagonal la más prominente. Esta región representa la Secuencia principal (SP), que es la etapa en donde las estrellas permanecen la mayor parte de sus

vidas. La etapa en la que comienza la quema de hidrógeno se conoce como Secuencia principal de edad cero (ZAMS según sus siglas en inglés). Siempre que haya hidrógeno disponible para la fusión en el núcleo, la estrella permanecerá en la SP.

La evolución estelar puede pensarse como una lucha en la que las estrellas intentan contrarrestar su propia gravedad recurriendo a sucesivos ciclos de quema nuclear. Los más importantes de estos ciclos usan hidrógeno, helio y carbono como combustibles. Excepto por la reacción de quema de hidrógeno, que mantiene a las estrellas en la SP, cada ciclo importante consume como combustible el producto del ciclo anterior, y es encendido en o cerca del centro estelar, donde las densidades y temperaturas son grandes.

En resumen, hay dos criterios que dictan cualitativamente la evolución de una estrella durante su etapa activa: (1) qué elementos es capaz de encender la estrella, y (2) si el encendido ocurre en condiciones degeneradas o no. Estos criterios dependen principalmente de la masa de la estrella, permitiendo dividir el espectro de masas en intervalos dentro de los cuales las estrellas siguen caminos evolutivos similares. Sin embargo, la división precisa entre los diferentes caminos está desdibujada por los efectos de pérdida de masa, que pueden ser severos aún para estrellas aisladas.

Desde un punto de vista teórico, las estrellas se suelen dividir en tres categorías, de acuerdo a su masa inicial:

- Estrellas de baja masa: $0,08 \lesssim M/M_{\odot} \lesssim 2,0$;
- Estrellas de masa intermedia: $2,0 \lesssim M/M_{\odot} \lesssim 8,0$;
- Estrellas de alta masa: $M \gtrsim 8,0M_{\odot}$.

Veamos más detalladamente la evolución de las estrellas de baja masa. Una estrella de $1 M_{\odot}$ de metalicidad similar a la del Sol estará $\approx 10^{10}$ años en la SP. En este tipo de estrellas, cuando el hidrógeno en el núcleo se acaba, la temperatura central no es suficientemente alta para que el helio se fione y forme otros elementos más pesados. En ese momento, la presión interna no es suficiente como para evitar el colapso gravitatorio y el núcleo se contrae lentamente. De acuerdo al teorema del Virial, la mitad de la energía gravitatoria liberada en la contracción es balanceada con un incremento de la energía térmica, mientras la otra mitad se pierde en radiación desde la superficie. Esto produce que las capas externas de la estrella se expandan. Por otro lado, el centro se calienta, permitiendo que la quema de hidrógeno se reactive solo en una capa que rodea el núcleo de helio. Comienza así la quema de hidrógeno en capa, que domina el equilibrio energético de la estrella. La energía proveniente de la quema en capa se transfiere a la envoltura, haciendo que esta se expanda y se enfrié, y la estrella asciende por la rama de las Gigantes Rojas.

El núcleo se vuelve degenerado durante esta etapa (los electrones libres se degeneran), lo que significa que la presión de degeneración electrónica es mayor que la presión térmica y la presión no depende de la temperatura. El núcleo sufre una importante pérdida de neutrinos, lo que hace que la temperatura máxima se ubique fuera del centro estelar. El helio se enciende de repente cuando las

capas más calientes de la estrella alcanzan una temperatura $\approx 10^8$ K. Estas capas están fuertemente degeneradas, lo que hace que la presión de la materia dependa débilmente de la temperatura. En estas condiciones, la ignición del helio es inicialmente inestable. Esto es lo que se conoce como el *flash* de helio. La ignición de la quema del helio conlleva una liberación de energía que aumenta la temperatura, pero, dado que la ecuación de estado es débilmente dependiente de esta, la estructura se modifica solo ligeramente, aunque las reacciones nucleares se aceleran considerablemente. El *flash* elimina progresivamente la degeneración y la quema tiende a estabilizarse.

En un corto período de tiempo, el objeto entra en una nueva y prolongada etapa evolutiva llamada Rama Horizontal. El helio se quema de manera estable en esta etapa produciendo carbono y oxígeno. Después de que el helio en el núcleo se agota, se desarrolla una quema de helio en capa y la estrella evoluciona hacia la región roja del diagrama HR, ahora en la Rama Asintótica de las Gigantes. En esta etapa, la estructura interior de la estrella se caracteriza por un núcleo inerte de carbono y oxígeno, una capa donde se quema hidrógeno en helio, y una envoltura extendida donde no hay reacciones nucleares. Eventualmente la quema de helio se vuelve inestable y causa pulsos térmicos, que resultan de la interacción entre las capas que queman hidrógeno y helio y tienen una escala de tiempo de aproximadamente 10^5 años. Las capas externas son eyectadas, la superficie estelar se achica rápidamente a luminosidad constante, calentándose lo suficiente como para iluminar brevemente el material circumestelar perdido y dando lugar a una nebulosa planetaria. Luego de alcanzar las dimensiones de una enana blanca, la estrella continúa enfriándose casi a radio constante. La enana blanca es un objeto extremadamente denso, del tamaño de la Tierra, con un núcleo de carbono y oxígeno y un manto de hidrógeno y helio. En cambio, si el objeto tiene una masa mayor a $6 - 10 M_\odot$, la temperatura central alcanza los 6×10^8 K y comienza a quemarse el carbono, formando una enana blanca de oxígeno y neón.

Las estrellas de masa intermedia y alta son más calientes y luminosas que las de baja masa, y ocupan entonces la región superior del diagrama HR en la SP.

Las estrellas masivas son más raras y evolucionan muy rápidamente, por lo que estudiarlas es más complejo. Su evolución difiere en muchos aspectos de las estrellas de baja masa, en lo que respecta, por ejemplo, a la pérdida de masa por vientos, rotación, transporte de momento angular, procesos de mezcla interna, etc. A grandes rasgos, la mayoría de las estrellas de masa intermedia terminan como enanas blancas con una composición central dependiente de la masa inicial, y las estrellas masivas terminan como estrellas de neutrones o agujeros negros.

Una estrella masiva evoluciona a través de todos los ciclos de fusión nuclear alternando con etapas de contracción del núcleo después del agotamiento del combustible nuclear, hasta que su núcleo está compuesto por hierro. En este punto, las siguientes fusiones nucleares requieren energía en vez de liberarla. La masa del núcleo de tal estrella se vuelve mayor que un límite similar a la masa de Chandrasekhar. En el caso de las enanas blancas, esta es la masa máxima posible para una configuración electrón-degenerada ($\sim 1,4 M_\odot$). En el caso de una pre-supernova, las interacciones Coulombianas del material (que está compuesto por núcleos correspondientes al “pico del hierro” con $Z \approx 26$) y la

presencia de la envoltura externa, hacen que la masa en la que se manifiesta la inestabilidad sea considerablemente menor, del orden de $\sim 0,8M_{\odot}$. El núcleo colapsa entonces para formar una estrella de neutrones o un agujero negro. La energía gravitatoria liberada en este colapso (4×10^{53} erg) es mucho mayor que la energía de unión de la envoltura estelar, lo que provoca que la estrella en colapso explote violentamente y expulse las capas exteriores de la estrella a una velocidad de aproximadamente 10^4 km/s, en un evento conocido como supernova. Los estadíos durante y más allá de la quema de carbono son muy cortos (del orden de 10^3 años) porque la mayor parte de la energía nuclear generada en el interior es liberada en forma de neutrinos que escapan libremente sin interactuar con el gas estelar, reduciendo así la presión hacia afuera y acelerando la contracción y la quema nuclear.

El objeto remanente de una supernova puede tener diferentes características. La única manera de sostener la gravedad es mediante la presión de degeneración de los neutrones, que da lugar al nacimiento de una estrella de neutrones. En el momento de su nacimiento, en su interior, la temperatura puede llegar a valores tan extremos como $\sim 10^{12}$ K y tiene una masa de entre $1 - 2 M_{\odot}$ comprimida en un radio de ~ 10 km. El caso extremo ocurre si el objeto no se puede sostener y colapsa en un agujero negro. La Tabla B.1 muestra los tres posibles tipos de objeto compacto predichos por la evolución estelar, dependiendo de la masa inicial.

Cuadro B.1: Estimación de los productos finales de la evolución estelar aislada y binaria para diferentes masas iniciales. En el caso de las EB, la composición química dada es la más probable. Estimaciones más exactas dependerán de otros factores. Tomada de [Tauris & van den Heuvel \(2006\)](#)

Masa inicial (M_{\odot})	Masa del núcleo de He (M_{\odot})	Producto final	
		Estrella aislada	Estrella binaria
< 2,3	0.45	EB CO	EB He
2.3-6	0.6-1.9	EB CO	EB CO
6-8	1.9-2.1	EB O-Ne-Mg ó SN defagración de C	EB O-Ne-Mg
8-12	2.1-2.8	EN	EB O-Ne-Mg
12-25	2.8-8	EN	EN
> 25	> 8	AN	AN

Apéndice C

Cálculo de la tasa de pérdida de masa

Explicaremos aquí la técnica empleada para resolver el esquema iterativo de Henyey en el caso en que hay transferencia de masa.

El primer bloque de la matriz incluye las cuatro ecuaciones para las condiciones de contorno que vinculan los valores de las cantidades estructurales en el primer punto de la malla con la temperatura efectiva, la luminosidad y la MTR. Estas ecuaciones se encuentran por medio de interpolaciones lineales entre las integraciones de las capas externas. El bloque resultante tiene la forma:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial h_1}{\partial M} & \frac{\partial h_1}{\partial L} & \frac{\partial h_1}{\partial T_{eff}} & \frac{\partial h_1}{\partial x_1} & \frac{\partial h_1}{\partial l_1} & \frac{\partial h_1}{\partial p_1} & \frac{\partial h_1}{\partial \theta_1} \\ \frac{\partial h_2}{\partial M} & \frac{\partial h_2}{\partial L} & \frac{\partial h_2}{\partial T_{eff}} & \frac{\partial h_2}{\partial x_1} & \frac{\partial h_2}{\partial l_1} & \frac{\partial h_2}{\partial p_1} & \frac{\partial h_2}{\partial \theta_1} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \frac{\partial h_5}{\partial M} & \frac{\partial h_5}{\partial L} & \frac{\partial h_5}{\partial T_{eff}} & \frac{\partial h_5}{\partial x_1} & \frac{\partial h_5}{\partial l_1} & \frac{\partial h_5}{\partial p_1} & \frac{\partial h_5}{\partial \theta_1} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \delta \dot{M} \\ \delta L \\ \delta T_{eff} \\ \delta x_1 \\ \delta l_1 \\ \delta p_1 \\ \delta \theta_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -h_1 \\ -h_2 \\ \vdots \\ -h_5 \end{bmatrix} \quad (\text{C.1})$$

donde $h_i, i = 1, \dots, 5$ son funciones conocidas que surgen de linealizar las ecuaciones de estructura estelar. De aquí en más usaremos L para referirnos a $(\log L/L_\odot)$ y T_{eff} para $\log(T_{eff})$. Definimos vectores $U_i, V_i, W_i, X_i, i = 1, \dots, 5$ tal que

$$\begin{bmatrix} \delta \dot{M} \\ \delta L \\ \delta T_{eff} \\ \delta x_1 \\ \delta l_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U_1 & V_1 & W_1 & X_1 \\ U_2 & V_2 & W_2 & X_2 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ U_5 & V_5 & W_5 & X_5 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \delta v_1 \\ \delta p_1 \\ \delta \theta_1 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (\text{C.2})$$

Para el primer bloque se tiene $U_i = 0, i = 1, \dots, 5$ y $\delta v_1 = 0$. De las Ecuaciones C.1 y C.2 podemos escribir

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial h_1}{\partial M} & \frac{\partial h_1}{\partial L} & \frac{\partial h_1}{\partial T_{eff}} & \frac{\partial h_1}{\partial x_1} & \frac{\partial h_1}{\partial l_1} \\ \frac{\partial h_2}{\partial M} & \frac{\partial h_2}{\partial L} & \frac{\partial h_2}{\partial T_{eff}} & \frac{\partial h_2}{\partial x_1} & \frac{\partial h_2}{\partial l_1} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \frac{\partial h_5}{\partial M} & \frac{\partial h_5}{\partial L} & \frac{\partial h_5}{\partial T_{eff}} & \frac{\partial h_5}{\partial x_1} & \frac{\partial h_5}{\partial l_1} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} U_1 & V_1 & W_1 & X_1 \\ U_2 & V_2 & W_2 & X_2 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ U_5 & V_5 & W_5 & X_5 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{\partial h_1}{\partial p_1} & -\frac{\partial h_1}{\partial \theta_1} & -h_1 \\ -\frac{\partial h_2}{\partial p_1} & -\frac{\partial h_2}{\partial \theta_1} & -h_2 \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ -\frac{\partial h_5}{\partial p_1} & -\frac{\partial h_5}{\partial \theta_1} & -h_5 \end{bmatrix}, \quad (C.3)$$

de donde se obtienen las componentes vectoriales $V_i, W_i, X_i, i = 1, \dots, 5$. De forma similar, se puede generalizar este mecanismo para cualquier bloque interior. Si proponemos

$$\dot{\delta M} = A_n \delta v_n + B_n \delta p_n + C_n \delta \theta_n + D_n, \quad (C.4)$$

y generalizamos las ecuaciones de los bloques interiores, encontramos

$$\begin{aligned} A_n &= A_{n-1} U_{5n-4} + B_{n-1} U_{5n-3} + C_{n-1} U_{5n-2} \\ B_n &= A_{n-1} V_{5n-4} + B_{n-1} V_{5n-3} + C_{n-1} V_{5n-2} \\ C_n &= A_{n-1} W_{5n-4} + B_{n-1} W_{5n-3} + C_{n-1} W_{5n-2} \\ D_n &= A_{n-1} X_{5n-4} + B_{n-1} X_{5n-3} + C_{n-1} X_{5n-2} + D_{n-1}. \end{aligned} \quad (C.5)$$

La ecuación lleva a bloques intermedios de la forma

$$\begin{aligned} &(\delta v_n \alpha_i + \delta p_n \beta_i + \delta \theta_n \gamma_i) + \delta x_{n+1} \frac{\partial g_i}{\partial x_{n+1}} + \delta l_{n+1} \frac{\partial g_i}{\partial l_{n+1}} \\ &= -\delta v_{n+1} \frac{\partial g_i}{\partial v_{n+1}} - \delta p_{n+1} \frac{\partial g_i}{\partial p_{n+1}} - \delta \theta_{n+1} \frac{\partial g_i}{\partial \theta_{n+1}} - \xi_i, \end{aligned} \quad (C.6)$$

i=1,2,...,5 n= 2,3,...,N-2.

Las funciones g_i se conocen a través de la linealización de las ecuaciones de la estructura estelar en las capas intermedias. $\alpha_i, \beta_i, \gamma_i$ y ξ_i se definen como

$$\begin{aligned} \alpha_i &= A_n \frac{\partial g_i}{\partial M} + U_{5n-1} \frac{\partial g_i}{\partial x_n} + U_{5n} \frac{\partial g_i}{\partial l_n} + \frac{\partial g_i}{\partial v_n}, \\ \beta_i &= B_n \frac{\partial g_i}{\partial M} + V_{5n-1} \frac{\partial g_i}{\partial x_n} + V_{5n} \frac{\partial g_i}{\partial l_n} + \frac{\partial g_i}{\partial p_n}, \\ \gamma_i &= C_n \frac{\partial g_i}{\partial M} + W_{5n-1} \frac{\partial g_i}{\partial x_n} + W_{5n} \frac{\partial g_i}{\partial l_n} + \frac{\partial g_i}{\partial \theta_n}, \\ \xi_i &= D_n \frac{\partial g_i}{\partial M} + X_{5n-1} \frac{\partial g_i}{\partial x_n} + X_{5n} \frac{\partial g_i}{\partial l_n} + h_i. \end{aligned}$$

Escribiendo en forma matricial la Ecuación C.6, con

$$\begin{bmatrix} \delta v_n \\ \delta p_n \\ \delta \theta_n \\ \delta x_{n+1} \\ \delta l_{n+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U_{5n+1} & V_{5n+1} & W_{5n+1} & X_{5n+1} \\ U_{5n+2} & V_{5n+2} & W_{5n+2} & X_{5n+2} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ U_{5n+5} & V_{5n+5} & W_{5n+5} & X_{5n+5} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \delta v_{n+1} \\ \delta p_{n+1} \\ \delta \theta_{n+1} \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (\text{C.7})$$

y sustituyendo la Ecuación C.7 en la forma matricial de la Ecuación C.6, se obtiene una ecuación que permite encontrar las componentes de los vectores $\mathbf{U}, \mathbf{V}, \mathbf{W}, \mathbf{X}$:

$$\begin{bmatrix} \alpha_1 & \beta_1 & \gamma_1 & \frac{\partial g_1}{\partial x_{n+1}} & \frac{\partial g_1}{\partial l_{n+1}} \\ \alpha_2 & \beta_2 & \gamma_2 & \frac{\partial g_2}{\partial x_{n+1}} & \frac{\partial g_2}{\partial l_{n+1}} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \alpha_5 & \beta_5 & \gamma_5 & \frac{\partial g_5}{\partial x_{n+1}} & \frac{\partial g_5}{\partial l_{n+1}} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} U_{5n+1} & V_{5n+1} & W_{5n+1} & X_{5n+1} \\ U_{5n+2} & V_{5n+2} & W_{5n+2} & X_{5n+2} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ U_{5n+5} & V_{5n+5} & W_{5n+5} & X_{5n+5} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{\partial g_1}{\partial v_{n+1}} & -\frac{\partial g_1}{\partial p_{n+1}} & -\frac{\partial g_1}{\partial \theta_{n+1}} & -\xi_1 \\ -\frac{\partial g_2}{\partial v_{n+1}} & -\frac{\partial g_2}{\partial p_{n+1}} & -\frac{\partial g_2}{\partial \theta_{n+1}} & -\xi_2 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ -\frac{\partial g_5}{\partial v_{n+1}} & -\frac{\partial g_5}{\partial p_{n+1}} & -\frac{\partial g_5}{\partial \theta_{n+1}} & -\xi_5 \end{bmatrix} \quad (\text{C.8})$$

En el último bloque se tiene $\delta l_n = \delta x_n = \delta v_n = 0$. Entonces, reescribiendo la ecuación matricial anterior en la forma usual y proponiendo, como hemos hecho a lo largo de este desarrollo,

$$\begin{bmatrix} \delta v_{N-1} \\ \delta p_{N-1} \\ \delta \theta_{N-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_{5N-4} & W_{5N-4} & X_{5N-4} \\ V_{5N-3} & W_{5N-3} & X_{5N-3} \\ V_{5N-2} & W_{5N-2} & X_{5N-2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \delta p_N \\ \delta \theta_N \\ 1 \end{bmatrix} \quad (\text{C.9})$$

se pueden computar todos los elementos de los vectores $\mathbf{U}, \mathbf{V}, \mathbf{W}, \mathbf{X}$, y luego todas las correcciones. Finalmente, en la superficie, tenemos la luminosidad, la temperatura efectiva y la MTR para cada modelo.