

# ESTRELLAS ENANAS BLANCAS: PROCESOS FÍSICOS Y APLICACIONES



Tesis Doctoral en Astronomía  
de  
María Camisassa

Director: Dr. Leandro G. Althaus  
Codirector: Dr. Alejandro H. Córscico

LA PLATA, ARGENTINA  
- MARZO DE 2019 -



---

## Resumen

Las estrellas enanas blancas constituyen el destino final más común de la evolución estelar. Es sabido que más del 95 % de las estrellas culminarán su vida como enanas blancas. Como consecuencia, estas estrellas contienen información valiosa sobre nuestro entendimiento de la formación y evolución estelar, las propiedades nuestra galaxia y los sistemas planetarios, entre otras. No obstante, a fin de hacer uso de la población de enanas blancas como herramienta de estudio de diversos problemas astrofísicos, es necesario tener observaciones precisas y prescripciones confiables para modelar las diferentes poblaciones estelares. En ese sentido, la misión espacial GAIA constituye un avance sin precedentes, pues ha mejorado sustancialmente la calidad de las observaciones de enanas blancas de nuestra galaxia.

Desde el punto de vista teórico, la gran variedad de aplicaciones de las enanas blancas requiere de una nueva generación de modelos evolutivos que contemplen los avances más recientes en la microfísica y un tratamiento completo de sus etapas evolutivas previas. Partiendo de esta base, la finalidad principal de esta tesis consiste en presentar cálculos detallados de la evolución y estructura de estrellas enanas blancas. En ese sentido, en esta tesis se han incorporado al modelado de dichas estrellas, procesos físicos que habitualmente son despreciados en los cálculos de evolución estelar. Estos procesos afectan los tiempos de enfriamiento y la composición química de las enanas blancas. A su vez, un segundo objetivo de esta tesis consiste en aplicar estos nuevos modelos detallados a la población actual de enanas blancas de nuestra galaxia.

Para empezar, se estudió el impacto de la quema nuclear residual de hidrógeno (H) en enanas blancas provenientes de progenitores de baja metalicidad Althaus et al. (2015a). Ésta constituye una fuente extra de energía habitualmente despreciada en los cálculos evolutivos de enanas blancas, que naturalmente enlentece los tiempos de enfriamiento. Este efecto debería verse reflejado en la función de luminosidad de enanas blancas de poblaciones de baja metalicidad. Es por esto que en esta tesis, se estudió la función de luminosidad observada del cúmulo globular viejo y rico en metales NGC 6397 (Torres et al., 2015). A su vez, se ha estudiado la posibilidad de que la quema nuclear estable de H excite modos pulsacionales a través del mecanismo epsilon, en enanas blancas en entornos de baja metalicidad (Camisassa et al., 2016b).

Por otra parte, se ha estudiado el impacto de la difusión del  $^{22}\text{Ne}$  en las propiedades evolutivas y pulsacionales de las enanas blancas. Para poder realizar este estudio, se han incorporado nuevos coeficientes de difusión del  $^{22}\text{Ne}$  y se ha mejorado notablemente el tratamiento numérico de este proceso (Camisassa et al., 2016a). A su vez, se ha estudiado la evolución de enanas blancas deficientes en H (Camisassa et al., 2017). Con esa finalidad, se han incorporado modelos de atmósferas detalladas deficientes en H, que proporcionan condiciones de borde realistas para el modelado de la evolución de este tipo de estrellas. Estas condiciones de borde eran una pieza clave faltante de los modelos evolutivos de enanas blancas existentes en la literatura, necesaria para estimar correctamente los tiempos de enfriamiento. Por último, hemos calculado modelos evolutivos de enanas blancas masivas con núcleos de Oxígeno (O) y Neón (Ne). Estos cálculos son los primeros en considerar la separación de fase del O-Ne durante el proceso de cristalización y su consecuente liberación de energía (Camisassa et al., 2018).

En esta tesis se han incorporado varios procesos físicos al código de evolución estelar LPCODE, proporcionando un marco teórico para, en los años subsiguientes, contrastar estos modelos teóricos con las observaciones. Esperamos con esta nueva generación de modelos evolutivos responder a diversos interrogantes planteados por las nuevas relevaciones observacionales.



# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Contexto general y motivación de la tesis . . . . .	1
1.2. Nociones preliminares sobre las enanas blancas . . . . .	4
1.2.1. Breve reseña histórica . . . . .	4
1.2.2. Camino evolutivo hacia una enana blanca . . . . .	6
1.2.3. Composición química de una enana blanca . . . . .	11
1.2.4. Energética de una enana blanca . . . . .	13
1.3. Aspectos observacionales de las enanas blancas . . . . .	16
1.3.1. Diagrama color-magnitud . . . . .	16
1.3.2. Función de luminosidad de las enanas blancas . . . . .	17
1.4. Resumen de los resultados de la tesis . . . . .	20
<b>2. Ecuaciones de evolución y código numérico</b>	<b>23</b>
2.1. Ecuaciones de la evolución estelar . . . . .	23
2.2. Ecuación de la energía en una enana blanca . . . . .	24
2.3. Evolución de la composición química en una enana blanca . . . . .	27
2.4. Tratamiento numérico . . . . .	28
2.5. Tratamiento numérico de las reacciones nucleares . . . . .	30
2.6. Tratamiento numérico de los procesos de difusión . . . . .	31
2.7. Física constitutiva de LPCODE . . . . .	34
2.8. Código de Pulsaciones no-radiales . . . . .	36
<b>3. Quema estable de hidrógeno en enanas blancas</b>	<b>39</b>
3.1. Introducción . . . . .	39
3.2. Tratamiento numérico y física constitutiva . . . . .	41
3.3. Resultados evolutivos . . . . .	47
3.3.1. La importancia de la tasa de pérdida de masa y del <i>overshooting</i> . . . . .	59
3.4. Resumen y conclusiones . . . . .	62
<b>4. Enanas blancas del cúmulo NGC 6397</b>	<b>65</b>
4.1. Introducción . . . . .	65
4.2. Código de síntesis de poblaciones estelares . . . . .	67
4.3. Los datos observacionales . . . . .	69
4.4. Resultados . . . . .	70
4.4.1. El diagrama color-magnitud . . . . .	70
4.4.2. El rol de la quema nuclear . . . . .	72
4.4.3. Función inicial de masa . . . . .	73
4.4.4. La fracción de enanas blancas deficientes en H . . . . .	73
4.4.5. Segregación de masa en NGC 6397 . . . . .	74

4.5. Conclusiones . . . . .	75
<b>5. Pulsaciones excitadas por la quema de hidrógeno en enanas blancas</b>	<b>85</b>
5.1. Introducción . . . . .	85
5.2. Modelos evolutivos y herramientas numéricas . . . . .	88
5.3. Resultados . . . . .	89
5.4. Resumen y conclusiones . . . . .	95
<b>6. Difusión del <math>^{22}\text{Ne}</math></b>	<b>97</b>
6.1. Introducción . . . . .	97
6.2. Código numérico y física incluida . . . . .	98
6.3. Resultados . . . . .	102
6.3.1. Impacto sobre la evolución de la enana blanca . . . . .	102
6.3.2. Consecuencias astrosismológicas . . . . .	106
6.4. Resumen y conclusiones . . . . .	110
<b>7. Enanas blancas deficientes en hidrógeno</b>	<b>113</b>
7.1. Introducción . . . . .	113
7.2. Tratamiento numérico y física constitutiva . . . . .	114
7.2.1. Código de evolución estelar . . . . .	114
7.2.2. Atmósferas estelares . . . . .	114
7.2.3. Modelos iniciales . . . . .	119
7.3. Resultados . . . . .	120
7.3.1. Evolución química . . . . .	123
7.3.2. Tiempos evolutivos . . . . .	130
7.4. Resumen y conclusiones . . . . .	134
<b>8. Evolución de enanas blancas ultramasivas</b>	<b>137</b>
8.1. Introducción . . . . .	137
8.2. Detalles del modelado numérico . . . . .	139
8.2.1. Tratamiento de la cristalización . . . . .	140
8.2.2. Modelos iniciales . . . . .	144
8.3. Resultados evolutivos . . . . .	145
8.4. Resumen y conclusiones . . . . .	164
<b>9. Conclusiones</b>	<b>167</b>
9.1. Trabajo a Futuro . . . . .	171

# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. Contexto general y motivación de la tesis

Las estrellas enanas blancas constituyen el final más común de la evolución estelar. Es sabido que más del 97% de las estrellas, incluido nuestro Sol, terminarán su vida como enanas blancas (Winget & Kepler, 2008; Fontaine & Brassard, 2008; Althaus et al., 2010a). Estos antiguos objetos son los núcleos remanentes de progenitores de estrellas con masas iniciales de hasta  $8 - 11M_{\odot}$  (Siess, 2007). Su evolución puede describirse básicamente como un proceso muy lento de enfriamiento, en el cual la energía térmica almacenada en los iones es liberada durante la evolución final de la estrella (Mestel, 1952). Esta característica, sumada a la simplicidad de los procesos físicos responsables de su evolución, convierte a las enanas blancas en herramientas de fundamental importancia con potenciales aplicaciones en diversos campos de la astrofísica estelar.

Dado que las enanas blancas son objetos muy antiguos y muy numerosos, la población actual de enanas blancas de nuestra galaxia contiene información detallada de los procesos de formación estelar, conservando información precisa de su historia evolutiva completa (Hansen & Liebert, 2003). En particular, durante las últimas décadas, las enanas blancas han cobrado gran importancia como herramientas propicias para el estudio de diversas cuestiones de interés, tales como la naturaleza de la materia oscura, las lentes gravitacionales, los progenitores de supernovas Tipo Ia, o el destino final de sistemas planetarios. En cuanto a este último aspecto, las enanas blancas se utilizan para estudiar la composición química de sistemas planetarios extrasolares. Es sabido que la mayor parte de las estrellas en sistemas planetarios terminarán su vida como enanas blancas, y que una gran cantidad de enanas blancas alberga remanentes de sistemas planetarios antiguos (Farihi, 2016). La gran ventaja del estudio de sistemas planetarios a través del uso de las enanas blancas, radica en que estas estrellas tienen una atmósfera pura, y por ende permiten determinar fehacientemente la composición química del material acretado por la enana blanca, que tiene la composición de los planetas extrasolares (Gänsicke et al., 2012; Koester et al., 2014; Hollands et al., 2018a).

A su vez, las enanas blancas son consideradas relojes cósmicos precisos para determinar la edad de diversas poblaciones estelares, de manera independiente de los métodos tradicionales. En este sentido, a través del uso de la función de luminosidad de enanas blancas, hoy en día es posible establecer cotas muy precisas a la edad y procesos de formación de las poblaciones galácticas, incluyendo el disco (García-Berro et al., 1988; Winget & van Horn, 1987; Holberg et al., 2016), el halo (Cojocaru et al., 2015) y el bulbo (Torres et al., 2018). Este método también ha sido aplicado a la población de enanas blancas de cúmulos globulares y abiertos de nuestra galaxia (García-Berro et al., 2010a; Bedin et al., 2015a; Campos et al., 2016). Las enanas blancas en cúmulos estelares ofrecen varias ventajas respecto a las enanas

blancas de campo, pues poseen la misma edad, distancia, metalicidad y enrojecimiento, por lo que constituyen una muestra pura y homogénea que resalta claramente en el diagrama Hertzsprung-Russell (HR) y por lo tanto no puede ser confundida con las estrellas de secuencia principal del campo (Hansen & Liebert, 2003).

Por otra parte, desde su descubrimiento las enanas blancas han sido consideradas “laboratorios cósmicos”, puesto que a través de su estudio ha sido posible testear procesos físicos que suceden bajo condiciones extremas que, por su naturaleza, son irreproducibles en los laboratorios terrestres. En este sentido, las enanas blancas han sido utilizadas para restringir propiedades fundamentales de partículas elementales como axiones y neutrinos (Córscico et al., 2012a; Isern et al., 2008; Miller Bertolami et al., 2014; Isern et al., 2010, 2018; Miller Bertolami, 2014), para el estudio de la variación de las constantes fundamentales (Althaus et al., 2011; Córscico et al., 2013) y la teoría de cristalización a altas densidades (Winget et al., 2009a; Tremblay et al., 2019b).

Otro aspecto importante del estudio de las enanas blancas radica en que, a lo largo de su evolución, estas estrellas atraviesan varias bandas de inestabilidad pulsacional, mostrando variaciones intrínsecas en su luminosidad (pulsaciones) en escalas de tiempo menores que la escala de cambios evolutivos. La comparación de las frecuencias de oscilación con aquellas calculadas mediante modelos teóricos representativos apropiados (astrosismología) es utilizada para inferir parámetros estelares y de evolución (Althaus et al., 2010b; Romero et al., 2017; Giammichele et al., 2018). Estos patrones de pulsación constituyen una herramienta muy poderosa para explorar la estructura interna de las enanas blancas, inaccesible a la observación directa.

Por otra parte, durante los últimos años se ha mejorado sustancialmente la calidad de las observaciones de enanas blancas de nuestra galaxia. En ese sentido, cabe destacar dos aspectos fundamentales. En primer lugar, el Telescopio Espacial Hubble (HST, por sus siglas en inglés) ha logrado la detección de la secuencia completa de enfriamiento de enanas blancas en cúmulos estelares de nuestra galaxia. Tal es el caso de los cúmulos M4, NGC 6397, NGC 6793 y NGC 6791. Esto ha permitido disponer de funciones de luminosidad que incluyen todas las enanas blancas del cúmulo, aún las más débiles y frías. Por otra parte resulta relevante para esta tesis, y para la comunidad científica en general, el segundo *Data Release* de la misión espacial GAIA, dado a conocer el 25 de abril del 2018. Esta misión ha ampliado sustancialmente el radio de alcance de la muestra de enanas blancas de nuestra galaxia, dando a conocer casi  $\simeq 260\,000$  enanas blancas (Gentile Fusillo et al., 2018). En particular, la muestra de hasta a 100pc desde el Sol es prácticamente completa y contiene alrededor de 13 000 enanas blancas identificadas (Kilic et al., 2018; Jiménez-Esteban et al., 2018). A su vez, GAIA provee una fotometría precisa en las bandas  $G$ ,  $BP$  y  $RP$ , que permite disponer de diagramas color-magnitud y color-color confiables de la población de enanas blancas de nuestra galaxia. Sumado a esto, las excelentes capacidades astrométricas de GAIA proveen medidas precisas de las paralajes, posiciones y movimientos propios de estas enanas blancas. La mejora en la medición de los movimientos propios, brindará una mejor identificación de las enanas blancas en las distintas poblaciones galácticas, como el disco delgado, disco grueso y del halo, mejorando considerablemente las funciones de luminosidad de enanas blancas de estas poblaciones galácticas.

Estas mejoras en la calidad de las observaciones realizadas por GAIA hacen posible el estudio detallado de la estructura fina del diagrama color-magnitud de las enanas blancas (Gaia Collaboration et al., 2018). En particular, este diagrama presenta una bifurcación en la secuencia de enfriamiento en la región con índices de color  $0 \lesssim G_{BP} - G_{RP} \lesssim 0,3$ . Esta característica fue originalmente descrita en Gaia Collaboration et al. (2018) y atribuida a que una rama de la bifurcación correspondía a enanas blancas ricas en hidrógeno (H) y



la otra a enanas blancas deficientes en H. Sin embargo, los trabajos posteriores de Jiménez-Esteban et al. (2018) y Kilic et al. (2018) indican que dicha bifurcación no puede ser atribuida únicamente a la diferencia en la composición atmosférica entre las enanas blancas ricas o deficientes en H. Estos estudios sugieren que la bifurcación se debe a que la población de enanas blancas de nuestra galaxia está caracterizada por la inusual presencia de una gran cantidad de enanas blancas con masas mayores a  $\sim 0,8M_{\odot}$  y por una alta proporción de enanas blancas deficientes en H ( $\sim 35\%$ ). Por otra parte, el diagrama color magnitud de las enanas blancas de GAIA presenta una gran cantidad de objetos débiles, por debajo de la secuencia de enfriamiento de enanas blancas típicas. Esta característica ha sido atribuida al retraso en los tiempos de enfriamiento inducido por la liberación de energía debida al proceso de cristalización en enanas blancas masivas, en un artículo recientemente publicado en la revista Nature (Tremblay et al., 2019b).

La gran cantidad de aplicaciones del estudio de las enanas blancas y las sustanciales mejoras en la calidad de las observaciones de las mismas, requieren de una nueva generación de modelos estelares que contemplen los avances más recientes en los procesos físicos que gobiernan la estructura y evolución de estas estrellas y de sus progenitores. Partiendo de esta base, la finalidad principal de esta tesis consiste justamente en desarrollar nuevas secuencias evolutivas para enanas blancas, que incorporen los procesos físicos que impactan en su evolución. En ese sentido, en esta tesis se han incorporado al modelado de dichas estrellas, procesos físicos que habitualmente son despreciados en los cálculos de evolución estelar. Entre otros, mencionamos la quema nuclear residual de H (ver Capítulo 3), la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  (ver Capítulo 6), condiciones de borde externas realistas para el modelado de enanas blancas deficientes en H (ver Capítulo 7) y la separación de fase del O-Ne debida a la cristalización en enanas blancas ultramasivas (ver Capítulo 8). Estos procesos físicos afectan tanto los tiempos de enfriamiento como la composición química de las enanas blancas. Se han calculado un total de 49 secuencias evolutivas de enanas blancas, incluyendo enanas blancas provenientes de progenitores de baja metalicidad y de metalicidad solar, enanas blancas deficientes en H y enanas blancas ultramasivas con núcleos de O-Ne. Además, con fines comparativos, se han calculado secuencias evolutivas de enanas blancas despreciando los procesos físicos mencionados. Todos estos modelos evolutivos de enanas blancas han sido calculados consistentemente con las etapas evolutivas previas de sus estrellas progenitoras, partiendo desde la secuencia principal de edad cero (ZAMS, por su sigla en inglés), pasando por la quema central de H y helio (He), y los pulsos térmicos en la Rama Asintótica de las Gigantes (AGB, por su sigla en inglés). A su vez, las condiciones de borde externas de estas secuencias evolutivas son derivadas de modelos de atmósferas realistas no grises.

Los modelos evolutivos calculados en esta tesis proveen un marco teórico para continuar con el segundo objetivo de esta tesis, el cual consiste en aplicar estas nuevas secuencias evolutivas a la caracterización de la población actual de enanas blancas de nuestra galaxia. En ese sentido, en esta tesis se realizó un estudio de la población de enanas blancas del cúmulo NGC 6397, utilizando las secuencias evolutivas previamente calculadas. Las secuencias evolutivas aquí presentadas también servirán para re examinar la función de luminosidad de las enanas blancas completa observada por el HST en cúmulos estelares.

Además, en esta tesis, y en una colaboración internacional con el grupo de Astrofísica de la Universidad Politécnica de Cataluña, se ha trabajado en la incorporación de las secuencias desarrolladas en esta tesis al código de poblaciones estelares utilizado por dicho grupo. Nuestro énfasis aquí es estudiar el impacto de nuestras secuencias evolutivas en relación con las predicciones observacionales de GAIA. Esperamos que, con esta nueva generación de modelos evolutivos que contemplan nuevas fuentes y sumideros de energía hasta ahora despreciados, se pueda dar respuestas a los interrogantes planteados por las nuevas observaciones, como

por ejemplo la bifurcación que se observa en la población de enanas blancas en los Diagramas Color Magnitud de GAIA. La incorporación de estas nuevas secuencias evolutivas al código de síntesis de poblaciones estelares, permitirá construir funciones de luminosidad teóricas apropiadas para las distintas poblaciones galácticas, para comparar con los datos obtenidos por GAIA para el disco grueso, delgado y el halo galáctico.

Por último, quisiera mencionar que este trabajo de tesis ha sido desarrollado en el seno del grupo de evolución estelar y pulsaciones de La Plata. Los investigadores de este grupo vienen llevando a cabo avances importantes en el estudio de enanas blancas a lo largo de casi dos décadas, contando con más de 200 publicaciones en revistas internacionales de alto impacto. En ese sentido, esta tesis doctoral está enmarcada en un proyecto de investigación a largo plazo centrado en el estudio de la formación y evolución de enanas blancas, con la finalidad de obtener información de los procesos físicos que rigen la evolución estelar, así como también de determinar propiedades de las poblaciones estelares de nuestra galaxia. Dentro de este marco, cabe destacar varios trabajos publicados sobre la evolución de enanas blancas de baja masa (Althaus et al., 2013; Calcaferro et al., 2018), enanas blancas de masas estándar (Renedo et al., 2010a; Althaus et al., 2015a; Camisassa et al., 2016a) y enanas blancas masivas (Camisassa et al., 2018; Althaus et al., 2007a, 2005a). En esta tesis se han incorporado varios procesos físicos al código de evolución estelar `LPCODE`, proporcionando un marco teórico para, en los años subsiguientes, continuar calculando modelos evolutivos de enanas blancas teniendo en cuenta estos nuevos procesos físicos. Esperamos con esta nueva generación de modelos evolutivos responder a diversos interrogantes que van desde la microfísica hasta la evolución de nuestra galaxia.

## 1.2. Nociones preliminares sobre las enanas blancas

### 1.2.1. Breve reseña histórica

The existence of numberless visible stars can prove nothing against the existence of numberless invisible ones

---

Bessel, 1844

Las estrellas enanas blancas han capturado la atención de los astrónomos desde su descubrimiento. La primera enana blanca detectada fue descubierta en el sistema triple 40 Eridani, que está conformado por la estrella de secuencia principal 40 Eridani A orbitando alrededor del sistema binario formado por la enana blanca 40 Eridani B, y 40 Eridani C (una enana roja de secuencia principal). Dicho sistema binario fue observado por primera vez por William Herschel en 1783, pero no fue hasta 1914 cuando Henry Norris Russell (Russell, 1914) hizo notar que, pese a que Eridani B tenía un tipo espectral A, se ubicaba muy por debajo de la secuencia principal en el Diagrama de Hertzsprung-Russell. Rápidamente, concluyó que esta estrella debería tener un radio muy pequeño, del orden del de un planeta.

Durante el siglo XIX, la mejora en la calidad de las observaciones permitió medir de manera muy precisa las posiciones de las estrellas, y fue así como F. Bessel (Bessel, 1844) propuso que los movimientos anómalos en las estrellas Procyon y Sirio se debían a la presencia de estrellas compañeras invisibles en ese entonces. Años más tarde fue descubierta la estrella Sirio B, compañera de la ya observada Sirio A. La luminosidad de Sirio B es 10000 veces menor que la de su compañera. La determinación del tipo espectral y la luminosidad de Sirio B permitieron establecer por primera vez su radio, estimado en 18800km. Esta estimación del radio es alrededor de cuatro veces el valor actual conocido. La masa de esa estrella, de  $1M_{\odot}$  (determinada a partir de mediciones de los parámetros orbitales del sistema binario del cual

forma parte), hizo posible estimar la densidad media de una enana blanca por primera vez:  $5 \times 10^4 \text{g/cm}^3$  (Adams, 1915). Esta altísima densidad fue confirmada por observaciones del *redshift* gravitacional en esta estrella (Adams, 1925). Ya por aquel momento, estos resultados daban cuenta de que este objeto pertenecía a una nueva clase de estrellas, altamente compactas, bastante diferentes de las estrellas “ordinarias“. Hoy en día el valor conocido para la densidad media de una enana blanca promedio es aún más alto que el de esas primeras estimaciones, y es de  $10^6 \text{g/cm}^3$ .

La altísima densidad de Sirio B resultaba difícil de explicar para la física de aquella época. De hecho, la respuesta tuvo que esperar hasta que los avances en la mecánica cuántica dieran sus frutos. En efecto, la existencia de las estrellas enanas blancas fue una de las primeras pruebas del principio de exclusión de Pauli para los electrones. En 1926 Fowler (1926) identificó la fuente de presión que sostenía semejante estructura compacta: la presión debida a los electrones degenerados. En los años siguientes, las investigaciones de Anderson (1929); Stoner (1930); Chandrasekhar (1931) unificaron la mecánica estadística cuántica con la relatividad, dando como resultado la existencia de una masa límite para las enanas blancas: para masas mayores que dicha masa límite, la presión provista por los electrones degenerados no alcanza para contrarrestar la enorme fuerza gravitatoria, y las enanas blancas no pueden existir. Esta masa límite, también conocida como masa de Chandrasekhar, constituye uno de los más importantes conceptos de la evolución estelar, ya que da cuenta de las diferencias entre las propiedades evolutivas de las estrellas según su masa, y es la responsable de los distintos finales evolutivos de las estrellas. Considerando que la presión en una enana blanca es provista íntegramente por los electrones degenerados a temperatura cero y un peso molecular medio por electrón  $\mu_e \approx 2$ , la masa límite de Chandrasekhar para las enanas blancas da  $\sim 1,4 M_\odot$ .

Décadas más tarde, la teoría básica del enfriamiento de las enanas blancas sería desarrollada por Mestel (1952). En esta teoría se propone que la energía radiada por la enana blanca proviene de la disminución de la energía térmica almacenada en los iones y se considera un modelo de envoltura en donde el transporte es puramente radiativo. Además, el modelo de Mestel asume un núcleo isotérmico y desprecia la energía liberada por compresión, pues la mayor parte de ésta es usada para aumentar la energía de Fermi de los electrones. Siguiendo estas suposiciones, la ecuación:

$$L(t) = -\frac{dE_{\text{th}}}{dt} \quad (1.1)$$

lleva a la relación:

$$t_{\text{cool}} \approx \frac{10^8}{A} \left( \frac{M/M_\odot}{L/L_\odot} \right)^{5/7} \text{ años} \quad (1.2)$$

donde  $A$  es el peso atómico medio de la enana blanca,  $L$  es la luminosidad,  $M$  la masa y  $E_{\text{th}}$  la energía térmica de la enana blanca. El modelo de Mestel provee una simple relación entre el tiempo de enfriamiento de la enana blanca y su masa, su luminosidad y su composición química. Para enanas blancas compuestas por carbono (C) puro ( $A = 12$ ), la edad prevista para las enanas blancas más débiles observadas ( $L \sim 10^{-4,5} L_\odot$ ) es de  $\sim 10^{10}$  años. De esta manera, a través de un modelo sumamente sencillo se demostró que la etapa de enana blanca es una de las principales en la vida de una estrella, y es por esto que estas estrellas son herramientas de gran utilidad para datar poblaciones estelares.

Sin embargo, la gran cantidad de aplicaciones de las enanas blancas requiere un tratamiento más detallado de los procesos físicos que rigen su interior y de sus fuentes y sumideros de energía. En ese sentido, los modelos actuales de enanas blancas consideran ecuaciones de estado realistas que tienen en cuenta el régimen de degeneración parcial, y un tratamiento mucho más adecuado del transporte de energía que el modelo original de Mestel. Esto último se logró a través del uso de opacidades radiativas y conductivas actualizadas, y de considerar

que el transporte de energía también puede ser convectivo. Por otra parte, en la actualidad, los modelos evolutivos de enanas blancas tienen en cuenta gran cantidad de fuentes y sumideros de energía que no estaban contemplados en el modelo original de Mestel (ver Sección 1.2.4 para una descripción de las fuentes y sumideros de energía relevantes durante la etapa de enana blanca). Entre otras contribuciones energéticas importantes, podemos mencionar la energía perdida por emisión de neutrinos, que fue incluida por primera vez en los cálculos evolutivos de enanas blancas en la década de 1960 por Chin et al. (1966); Savedoff et al. (1969). También la energía liberada por calor latente durante el proceso de cristalización, que fue considerada por primera vez en los años 60 en los trabajos de Mestel & Ruderman (1967); van Horn (1968); Kovetz & Shaviv (1970). A su vez, durante la década del 80 también se comenzó a incluir la liberación de energía nuclear en las capas externas (Iben & Tutukov, 1984; Koester & Schoenberner, 1986; Mazzitelli & Dantona, 1986) y la la energía gravitacional liberada por las capas externas no degeneradas (D'Antona & Mazzitelli, 1989).

A lo largo de las últimas décadas, las observaciones de las enanas blancas han mejorado sustancialmente. Es por esto que las nuevas generaciones de modelos evolutivos de enanas blancas necesitan tener cuenta las fuentes y sumideros de energía responsables de su evolución, así como un tratamiento completo de las etapa evolutivas previas que llevan a su formación. En ese sentido, en esta tesis se han incorporado varios procesos físicos habitualmente despreciados que contribuyen a un mejor modelado de las enanas blancas. En particular, la sedimentación de especies menores como el  $^{22}\text{Ne}$  o la incorporación de modelos de atmósfera detallados resultan de suma importancia a la hora de calcular tiempos de enfriamiento realistas. A su vez, en los modelos evolutivos presentados en esta tesis, se tiene en cuenta una predicción para los modelos iniciales de enanas blancas consistente con las etapas evolutivas previas de sus estrellas progenitoras, así como también la variación en la composición química inducida por procesos de difusión. Estos nuevos modelos evolutivos, a diferencia del modelo original de Mestel, permiten estar a la altura de las observaciones actuales de la población de enanas blancas.

### 1.2.2. Camino evolutivo hacia una enana blanca

Alice: “How long is forever?”

White rabbit: “Sometimes just one second”

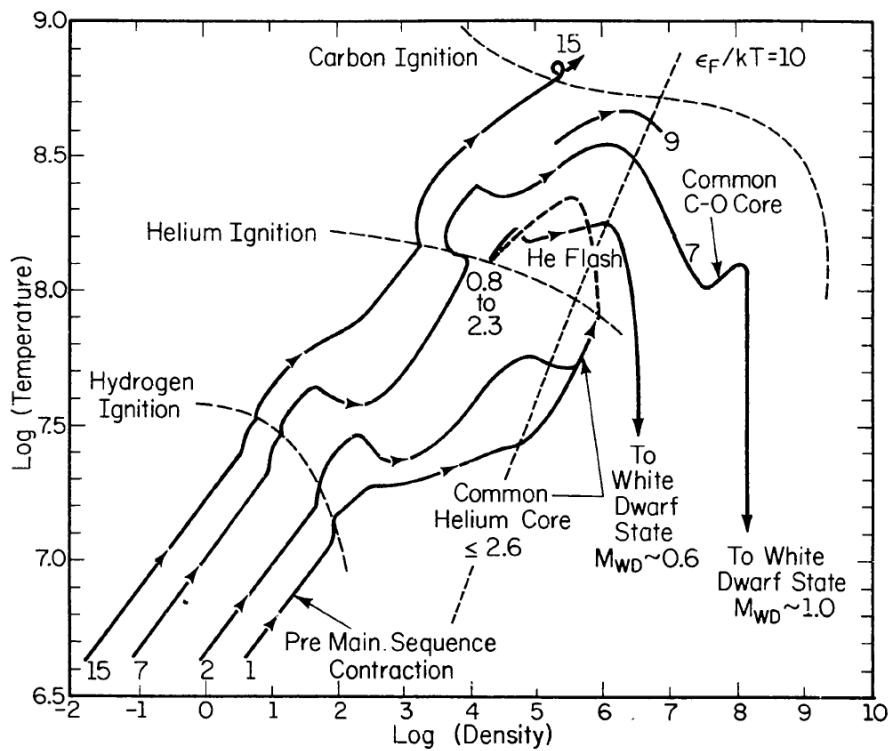
---

Lewis Carroll, *Alice in Wonderland*

Es de común acuerdo en la comunidad científica que los progenitores inmediatos de la gran mayoría de las enanas blancas son los núcleos de las nebulosas planetarias, y que éstos son el resultado de la evolución de estrellas de secuencia principal de masas bajas e intermedias. La teoría de evolución estelar, predice que las estrellas con masas menores a  $10 \pm 2 M_{\odot}$  terminarán su vida como enanas blancas (Ritossa et al., 1999; Siess, 2007). Teniendo en cuenta la función inicial de masa estelar, esto indica que más del 95% de las estrellas en algún momento se convertirán en enanas blancas.

En líneas generales, el camino evolutivo que sigue una estrella aislada está directamente relacionado con la masa inicial de la misma. Por eso las estrellas se clasifican según su masa en:

- **Estrellas de baja masa:** Tienen masa menor a unas  $2\text{-}2.3 M_{\odot}$  y terminan su vida como enanas blancas con núcleos de  $^{12}\text{C}$  y  $^{16}\text{O}$ .
- **Estrellas de masa intermedia:** Tienen masa mayor a  $2\text{-}2.3 M_{\odot}$ , y menor a  $10 \pm 2 M_{\odot}$ . Las menos masivas de ellas terminan su vida como enanas blancas con núcleos de  $^{12}\text{C}$

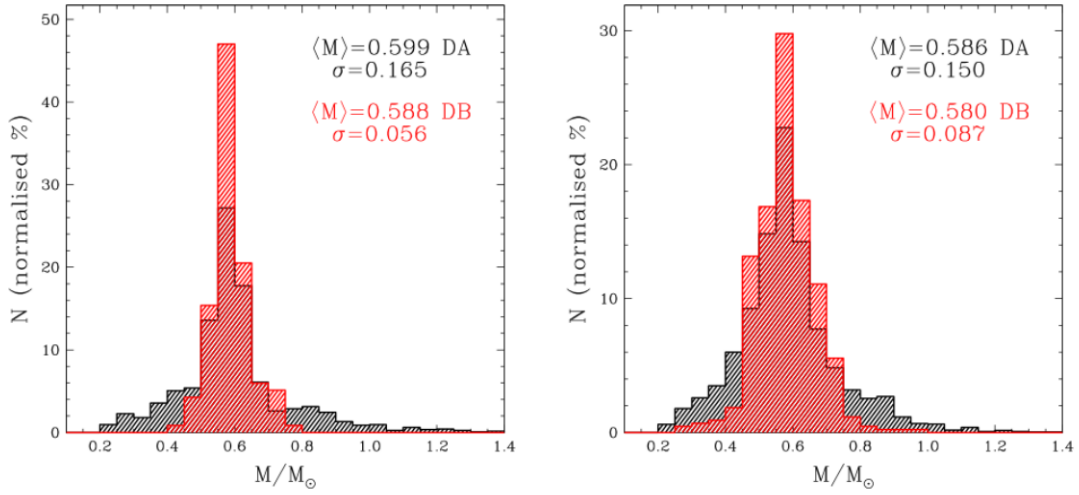


**Figura 1.1.** Se muestra la evolución de distintas estrellas según su masa en el gráfico  $\log T_c$  vs.  $\log \rho_c$  (temperatura y densidad central). La línea recta punteada es una línea esquemática que indica las regiones de alta degeneración. Las estrellas que se ubican hacia la derecha de esta línea tienen un alto grado de degeneración en su centro. Gráfico tomado de Iben (1985)

y  $^{16}\text{O}$ , y las más masivas de ellas logran quemar el  $^{12}\text{C}$  del núcleo y terminan su vida como enanas blancas masivas con núcleos compuestos por  $^{16}\text{O}$  y  $^{20}\text{Ne}$ .

- **Estrellas de gran masa:** Tienen masa mayor a  $10 \pm 2 M_{\odot}$ , no terminan su vida como enanas blancas, sino que después de la quema central de carbono, continúan quemando elementos cada vez más pesados y terminan su vida explotando como supernovas tipo II.

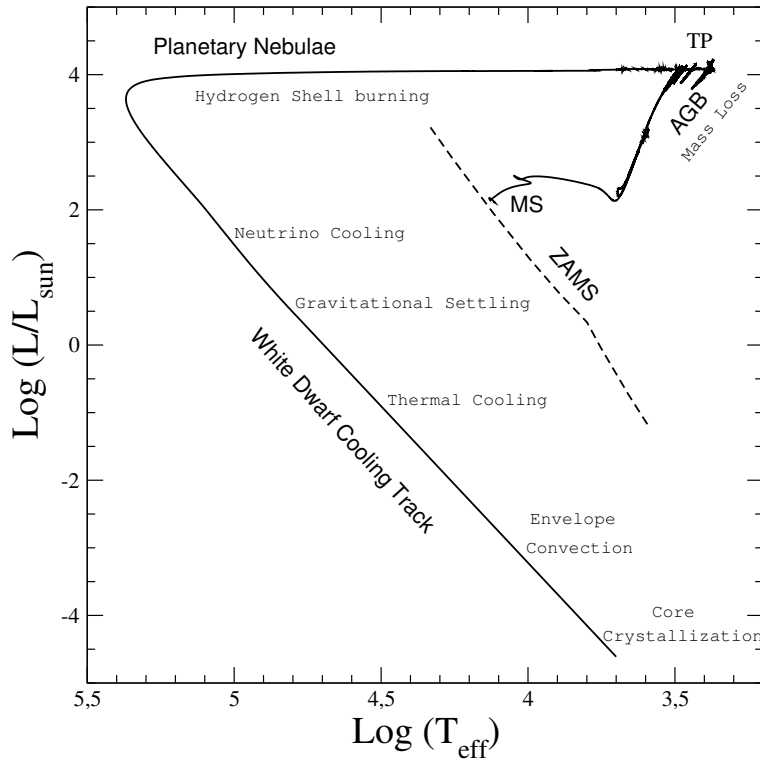
Para entender mejor el camino evolutivo de una estrella según su masa, en la Figura 1.1, se muestra la evolución de cuatro estrellas de distinta masa en un gráfico  $\log T_c$  vs.  $\log \rho_c$ , la temperatura y densidad en el centro de la estrella, respectivamente. La línea punteada marca una división esquemática entre las estrellas cuyo núcleo está altamente degenerado y las que no. En realidad la transición hacia la degeneración no es una línea marcada, si no una transición gradual. Podemos observar que las estrellas de baja masa se diferencian de las de masa intermedia en el hecho de que su núcleo cruza la brecha de la degeneración antes de la quema central de He. Es por esto que en las estrellas de baja masa, la quema central de He comienza de manera inestable dando origen a un *flash* central de He. Sin embargo, esta liberación de energía hace que la quema central de He logre estabilizarse y el centro de la estrella vuelva al dominio de la no-degeneración durante la quema estable de He. Una vez que el He en el núcleo se ha agotado, las estrellas de baja masa y de



**Figura 1.2.** Panel izquierdo: Distribuciones de las masas determinadas fotométricamente por Tremblay et al. (2018) de las enanas blancas DA de Gianninas et al. (2011) y de las enanas blancas DB y DBA de Hollands et al. (2018b). Panel derecho: Similar al panel izquierdo pero para las enanas blancas DA del *Data Release 7* del SDSS y las enanas blancas DA y DAB del *Data Release 12* del SDSS (Koester & Kepler, 2015). Gráficos tomados de Tremblay et al. (2018).

masa intermedia siguen quemando He en C y O en las capas que rodean al núcleo inerte de C-O, mientras éste avanza hacia el dominio de la degeneración. Mientras tanto, la estrella prosigue la evolución a lo largo de la AGB y sufre la intensa acción de la pérdida de masa debido a vientos. En estrellas con masas iniciales menores a  $7-8M_{\odot}$ , la pérdida de masa logra remover la envoltura externa antes de que el núcleo de la estrella llegue a tener la temperatura suficiente para encender el carbono, haciendo que la estrella siga su evolución hacia etapa de enana blanca. Es por esto que estas estrellas terminan su vida como enanas blancas con núcleos de carbono-oxígeno degenerados. Sin embargo, en las estrellas de masa intermedia más masivas, con masas mayores a  $7-8M_{\odot}$ , las llamadas estrellas de super-AGB (SAGB), cuando termina la quema central de He, el núcleo inerte de C-O es bastante más masivo, y sigue creciendo gracias a la quema de He en capa. Es por esto que, antes de que la pérdida de masa haga que la estrella abandone la AGB, ésta llega a alcanzar la temperatura necesaria para encender el  $^{12}\text{C}$  en el núcleo ya degenerado. Esta quema se da de manera inestable, es decir, en forma de *flash*, en la etapa de SAGB. Al agotar el  $^{12}\text{C}$  en el núcleo, estas estrellas no lograrán encender el núcleo de Oxígeno-Neón antes de abandonar la SAGB, es por esto que terminarán su vida como enanas blancas con núcleos de O-Ne. Por último, las estrellas de gran masa, llegan a encender el carbono con su núcleo en un estado no-degenerado, y después continúan su evolución quemando elementos cada vez más pesados hasta llegar al hierro, y terminan explotando como supernovas tipo II.

Estudios semiempíricos sobre la relación masa-inicial-masa-final predicen que, típicamente, un progenitor de  $8M_{\odot}$  da como resultado una enana blanca de  $\sim 1M_{\odot}$ , y un progenitor de  $1M_{\odot}$ , una de  $\sim 0,5M_{\odot}$  (Catalán et al., 2008a; Salaris et al., 2009; Casewell et al., 2009). En cambio, enanas blancas con masas menores a  $\sim 0,4M_{\odot}$  no pueden haberse formado por evolución aislada, ya que sus progenitores necesitarían una edad más grande que la del uni-



**Figura 1.3.** Diagrama HR de la evolución completa de una estrella de  $3,5M_{\odot}$  desde la ZAMS hasta la etapa de enana blanca. La acción de la pérdida de masa reduce la masa de la estrella a un valor de  $0,66M_{\odot}$  al momento en el que llega a la etapa de enana blanca. Se encuentran indicados los principales procesos físicos durante la etapa de enana blanca. Este track evolutivo fue calculado por miembros de Grupo de Investigación de Evolución Estelar y Pulsaciones de La Plata, tomado de Althaus et al. (2010a).

verso para llegar a la etapa de enana blanca. Estas estrellas se formaron como resultado de la transferencia de masa en sistemas binarios. A su vez, como ya hemos mencionado, existe una masa límite de  $\sim 1,4M_{\odot}$ , la masa límite de Chandrasekhar, a partir de la cual las enanas blancas no pueden existir, evidenciando la intensa pérdida de masa que tiene lugar durante la evolución del progenitor, siendo ésta sumamente intensa durante la AGB.

La distribución de masas de las enanas blancas ricas en H (DA) y deficientes en H (DB), determinada por Tremblay et al. (2018) utilizando la fotometría de GAIA puede verse en la Figura 1.2. El panel izquierdo es para las enanas blancas DA de Gianninas et al. (2011) y para de las enanas blancas DB y DBA de Hollands et al. (2018b), mientras que en el panel derecho se consideraron las enanas blancas DA del *Data Release 7* del Sloan Digital Sky Survey (SDSS) y las enanas blancas DA y DAB del *Data Release 12* del SDSS (Koester & Kepler, 2015). El número de estrellas ha sido normalizado para poder comparar ambas muestras de enanas blancas. De ambos paneles de esta figura se puede ver que la mayor parte de las enanas blancas tienen masas alrededor de  $0,6M_{\odot}$ . La forma de la distribución de masa de las enanas blancas depende de la función inicial de masa (IMF, por sus siglas en inglés), de la tasa de pérdida de masa durante la AGB y del hecho de que la masa del núcleo de carbono-oxígeno al comienzo de los pulsos térmicos es del orden de  $0,55 - 0,70 M_{\odot}$  independientemente de la masa del progenitor, lo cual explica la acumulación de enanas blancas en un rango chico de masa alrededor de  $0,6 M_{\odot}$ .

Las enanas blancas típicas de  $\sim 0,6M_{\odot}$  son el resultado de la evolución aislada de una estrella progenitora de entre  $\sim 1$  y  $\sim 3,5 M_{\odot}$  (Catalán et al., 2008a). En la Figura 1.3 se muestran, en el diagrama HR, las principales etapas en la vida de una estrella, desde que comienza su vida en la secuencia principal de edad cero (ZAMS, por su sigla en inglés) hasta que termina sus días como enana blanca de muy baja luminosidad. La masa inicial de esta estrella es de  $3,5M_{\odot}$ . Puede verse que la estrella comienza su vida en la ZAMS, pero conforme va transformando el H del núcleo en He vía el bi-ciclo CNO, se aleja de la ZAMS. Esta etapa de quema central de H se llama etapa de secuencia principal, y su duración depende fuertemente de la masa estelar, siendo de varios giga-años ( $10^9$  años) para estrellas de masa solar. Cuando el H del núcleo se ha agotado, la estrella continúa quemando H en las capas adyacentes al núcleo inerte de He para convertirse en gigante y finalmente alcanzar la temperatura necesaria para encender el He en el núcleo. La quema de He se da de manera estable durante un largo período de tiempo. Es en esta etapa en la que surge la composición de carbono-oxígeno que caracterizará al núcleo de la enana blanca remanente, pues el He es convertido en carbono y oxígeno. Una vez que la estrella agotó todo el He en el núcleo, la quema central en este tipo de estrellas no volverá a encenderse y la evolución prosigue hacia la rama asintótica de las gigantes. Mientras la estrella continúa su evolución por la AGB, continúa quemando H y He en las capas externas. Durante la AGB, la capa que quema He presenta inestabilidades y la estrella experimenta los llamados “pulsos térmicos”. Mientras tanto, la estrella continúa su evolución por la AGB, y la masa del núcleo de C-O sigue incrementándose, ya que la capa de quema de He se va moviendo hacia regiones externas. Es en esta etapa en donde la mayor parte de la envoltura de H se pierde por la acción de la pérdida de masa. En particular, en nuestras simulaciones de esta estrella de  $3,5M_{\odot}$ , la masa final remanente después de la AGB será de  $0,66 M_{\odot}$ . Cuando la envoltura de H se reduce a un valor de  $\sim 10^{-3}M_{\odot}$ , la quema nuclear de H no es capaz de mantener la estructura gigante de la estrella, entonces ésta se contrae, y la estrella se mueve rápidamente hacia regiones de mayor temperatura efectiva en el diagrama HR, formando lo que se conoce como nebulosa planetaria.

Si, al momento de abandonar la AGB, la estrella se encuentra en un estado avanzado del ciclo de *flashes* de He en capa, el remanente post-AGB puede experimentar un pulso térmico muy tardío al comienzo de la etapa de enana blanca (VLTP, según sus siglas en inglés).



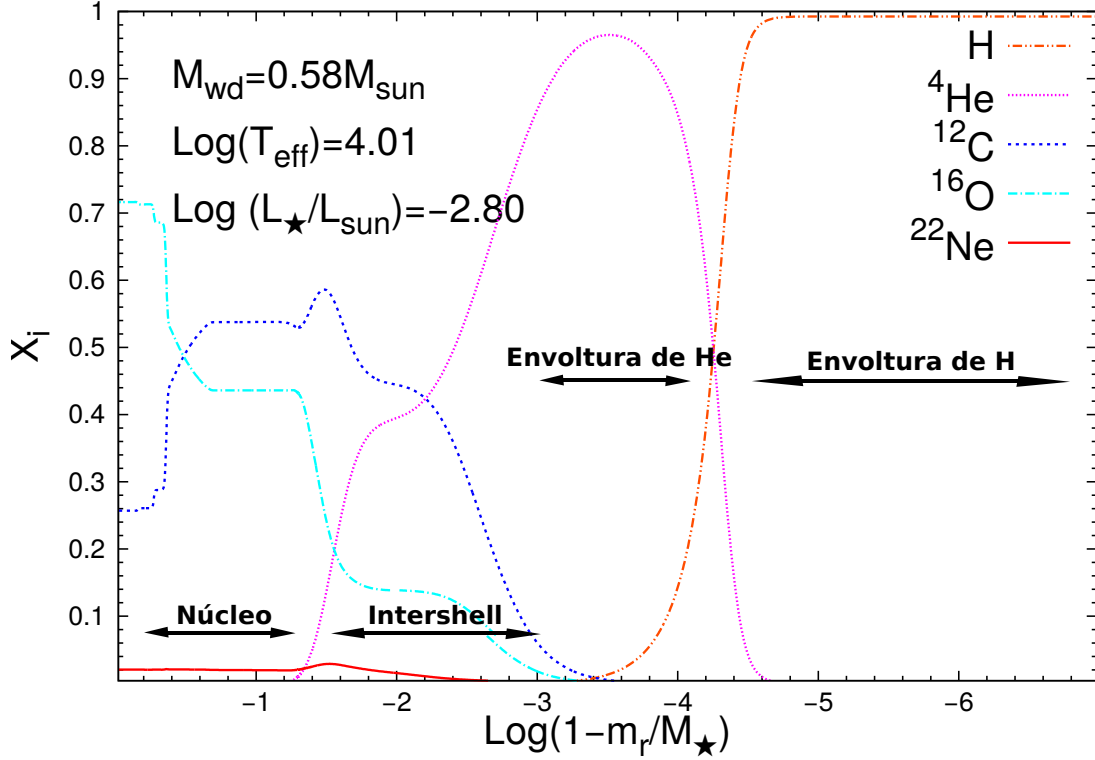
Siendo este el caso, la estrella agotará la totalidad del H, dando lugar a la formación de una enana blanca deficiente en hidrógeno (ver más adelante). Cuando la estrella alcanza el máximo de temperatura efectiva se dice que comienza la secuencia de enfriamiento de enana blanca. En esta etapa, la mayor parte de la energía es de origen gravitacional o térmico. Como los electrones en esta etapa se encuentran altamente degenerados, el radio estelar es prácticamente el radio de equilibrio de un modelo de "temperatura cero" y, por ende, las enanas blancas evolucionan a radio casi constante. Si bien comunmente se considera que la evolución de una enana blanca está dominada por la energía gravotérmica, a lo largo de esta tesis demostraremos que hay varias fuentes extra de energía que afectan de manera significativa la evolución de las enanas blancas.

Cabe destacar que una fracción importante (alrededor del 20%) de las enanas blancas está caracterizada por la ausencia de H. Las enanas blancas deficientes en H presentan, al igual que las ricas en H, un pico en la distribución de masa alrededor de  $\sim 0,6M_{\odot}$  (ver Figura 1.2), pero casi no se observa este tipo de enanas blancas de baja masa ni masivas. El mecanismo más aceptado de formación de enanas blancas deficientes en H es a través de la ocurrencia de un pulso térmico muy tardío (VLTP), cuando la estrella está comenzando la etapa de enana blanca y la quema de H se encuentra inactiva (Fujimoto, 1977; Schoenberner, 1979; Iben et al., 1983; Herwig et al., 1999; Althaus et al., 2005b). Durante este VLTP la zona convectiva externa, impulsada por la capa de quema de He, crece y llega a la zona rica en H. Como consecuencia, la estrella quema violentamente el H en la zona convectiva interna generada por el *flash* de He (Pulse driven convection zone) (Herwig et al., 1999; Miller Bertolami et al., 2006). La luminosidad dada por la quema de H, básicamente por capturas de protones por núcleos de  $^{12}\text{C}$ , puede llegar a  $10^{11}L_{\odot}$  en cuestión de horas. Entonces la estrella se ve forzada a volver a la AGB y finalmente al dominio de las PG 1159, estrellas ricas en He, C y O. Cuando la estrella finalmente logra llegar a la etapa de enana blanca, lo hace como una estrella deficiente en hidrógeno.

La ocurrencia de pulsos térmicos tardíos (LTP), también puede llevar a la formación de enanas blancas con envolturas de H pequeñas. A diferencia del caso VLTP, el LTP ocurre antes de que la estrella haya alcanzado la etapa de enana blanca, cuando la capa de quema de H aún está activa. Como consecuencia, el H no será quemado por completo pero sí fuertemente reducido en más de dos órdenes de magnitud, y la enana blanca resultante no será catalogada como deficiente en H. Por otra parte, también han sido propuestos caminos alternativos para la formación de una enana blanca deficiente en hidrógeno que involucran evolución binaria o por fusión de dos enanas blancas.

### 1.2.3. Composición química de una enana blanca

La composición química en una enana blanca es determinada por la nucleosíntesis y los procesos de mezcla ocurridos en su estrella progenitora. La composición química típica de una enana blanca rica en H de  $0,58M_{\odot}$  cuando su temperatura efectiva es de aproximadamente 10000 K es mostrada en la Figura 1.4, en función del logaritmo de la fracción de masa externa (Camisassa et al., 2016a). Esta coordenada de masa es elegida a fin de hacer énfasis en las capas externas de la enana blanca. Se pueden distinguir claramente tres regiones diferentes: el núcleo de carbono-oxígeno, que conforma aproximadamente el 95% de la masa, y es el resultado de la quema central de He en el núcleo convectivo, sumado a la quema de He en capa, durante la evolución de la estrella progenitora. Debido a las altas temperaturas en la capa de quema de He, la abundancia de oxígeno decrece hacia las regiones externas del núcleo de carbono-oxígeno. Las incertezas en la mezcla extra ocurrida durante la quema central de He, como el *overshooting* y la semi-convección (Straniero et al., 2003), sumadas a las incertezas en la tasa de la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ , hacen que la composición química



**Figura 1.4.** Perfil químico de un modelo de enana blanca típica de  $0,58M_{\odot}$  a una temperatura efectiva de  $10\,000\text{K}$ , tomado de Camisassa et al. (2016a).

del núcleo de carbono-oxígeno sea una de las mayores incertezas en la determinación de los tiempos de enfriamiento de las enanas blancas (De Gerónimo et al., 2017). La composición química del núcleo también depende fuertemente de la masa inicial de la estrella progenitora, mientras más masiva sea la estrella progenitora, menor será la abundancia de oxígeno que se espera obtener. En enanas blancas con masas mayores a  $\sim 1,05M_{\odot}$ , la teoría de evolución estelar predice núcleos compuestos por oxígeno-neón, mientras que para enanas blancas con masas menores a  $\sim 0,45M_{\odot}$  predice que los núcleos estén compuestos por He.

En la Figura 1.4, justo por encima del núcleo de carbono-oxígeno se encuentra el *intershell* rico en carbono y He, el cual ha sido generado por una combinación de procesos de mezcla y de quema nuclear durante el último pulso térmico en la evolución AGB de la estrella progenitora. La abundancia de carbono en el *intershell* es el resultado de la mezcla convectiva que lleva la zona rica en carbono hacia regiones externas durante el último pulso térmico, y depende fuertemente de que haya o no *overshooting* en la *pulse driven convective zone* y de la cantidad de pulsos térmicos que la estrella haya atravesado. Salvo en el caso de enanas blancas poco masivas, este *intershell* ya ha sido diluido por la difusión para cuando la estrella llega a  $T_{\text{eff}} \sim 10\,000\text{K}$  (ver Figura 1.4).

Por encima del *intershell* se encuentra la envoltura de la enana blanca. Esta está compuesta por una capa rica en He y una capa de H puro que la recubre. La capa rica en He resulta de la quema previa de H en capa. A lo largo de la AGB, la masa de la capa de He aumenta desde casi cero, en el pico del pulso térmico cuando la *pulse driven convective zone* llega cerca de la base de la capa de H, hasta  $0,01M_{\odot}$ . La teoría de evolución estelar provee cotas superiores para la masa de la capa rica en He y la capa de H. Típicamente, para una enana blanca de  $0,6M_{\odot}$ , la masa total de He máxima esperada es de  $0,02M_{\odot}$  y la masa total de H máxima esperada es de  $10^{-4}M_{\odot}$ . Estos valores dependen fuertemente de la masa del progenitor (Re-

nedo et al., 2010a), de la mezcla extra durante los pulsos térmicos y de la ocurrencia de un LTP o un VLTP, que reducirían fuertemente la masa de H (Miller Bertolami et al., 2006; Althaus et al., 2009). Enanas blancas con  $M \lesssim 0,6M_{\odot}$  provenientes de progenitores de baja metalicidad nacen con envolturas de H más gruesas, del orden de  $10^{-3}M_{\odot}$ . Cabe remarcar que este resultado no depende de la tasa de pérdida de masa adoptada, una de las grandes incertezas de la evolución estelar, pero sí depende del tratamiento de la mezcla extra en los pulsos térmicos y de la ocurrencia o no del tercer dredge-up.

Los análisis astrosismológicos de enanas blancas pulsantes individuales nos proveen cotas para la masa de H y He y la composición química del núcleo (Winget & Kepler, 2008; Althaus et al., 2010a). Los estudios astrosismológicos realizados sobre una muestra de 44 enanas blancas pulsantes ricas en H de Romero et al. (2012) muestran valores para la masa de H entre  $-10 \lesssim \log(M_{\text{H}}/M_{\odot}) \lesssim -3$ . La distribución de masas de H obtenida en este estudio evidencia dos picos, uno en  $\log(M_{\text{H}}/M_{\odot}) \sim -4,5$  y otro en  $\log(M_{\text{H}}/M_{\odot}) \sim -9,5$ . Este estudio, en concordancia con el de Castanheira & Kepler (2009), sugiere que hay una gran parte de las enanas blancas ricas en H que tienen envolturas de H menores a los valores canónicos obtenidos a partir de cálculos evolutivos estándares. Cabe remarcar que, ni la evolución estelar, ni las observaciones nos permiten inferir con precisión la estratificación química de las enanas blancas y esto trae aparejado incertezas en la determinación de los tiempos de enfriamiento.

A su vez, la composición química de una enana blanca no es constante a lo largo de su evolución, y son varios los procesos físicos que la modifican. Los efectos de estos cambios en las propiedades de las enanas blancas pueden ser importantes para su evolución dependiendo del momento en el cual ocurran. En particular, en las enanas blancas muy frías y poco luminosas las fuentes de energía escasean, y los cambios en la composición química pueden ser vitales para la evolución. El proceso más importante que afecta la composición química durante la etapa de enana blanca es la difusión. En particular, la difusión química y la sedimentación gravitacional afectan fuertemente los perfiles químicos producidos por la evolución previa. Debido a que las gravedades superficiales de las enanas blancas son tan grandes, la sedimentación gravitatoria actúa rápidamente removiendo los elementos pesados de las envolturas de enanas blancas, dejando envolturas muy puras. La presencia de elementos pesados en la envoltura de enanas blancas puede deberse, o bien a procesos de acreción (Gänsicke et al., 2016), o bien a que la mezcla convectiva externa penetre en regiones ricas en elementos pesados, como sucede en el caso de enanas blancas deficientes en hidrógeno. A su vez, la difusión química, junto a la difusión térmica, actúan suavizando los perfiles químicos (ver Figura 1.4). Las escalas de tiempo de la difusión química son del orden de las escalas de tiempo evolutivas, por lo cual las ecuaciones de difusión deben ser tratadas simultáneamente con las ecuaciones de evolución estelar. La sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  es uno de los procesos de difusión que a su vez afecta la energética de la enana blanca.

La composición química en una enanas blanca también puede cambiar debido a reacciones nucleares. Por último, durante la cristalización, ocurre un proceso de separación de fase que afecta su composición química. En el caso de enanas blancas con núcleos de carbono-oxígeno, este proceso lleva el oxígeno hacia regiones internas y el carbono hacia las externas. Esta redistribución trae asociada la liberación de energía gravitacional, teniendo grandes consecuencias para la energética de la estrella.

#### 1.2.4. Energética de una enana blanca

La evolución de una enana blanca puede ser descrita básicamente como un proceso de enfriamiento, donde la fuente de energía es provista por la energía interna almacenada en los iones, como es el caso de modelo de Mestel. Sin embargo, hay fuentes y sumideros adicionales

de energía que impactan fuertemente sobre la evolución de las enanas blancas, y por ende no pueden ser despreciadas en cálculos evolutivos detallados. Algunos de estos son:

- **Energía por contracción gravitatoria:** Aunque las enanas blancas evolucionan a radios casi constantes, despreciar la energía liberada por contracción puede tener consecuencias importantes. El radio al comienzo de la etapa de enana blanca puede ser hasta dos veces el radio a bajas luminosidades. A su vez, llegando al final de la secuencia evolutiva, cuando la enana blanca entra en el dominio del rápido enfriamiento de Debye, donde el calor específico de una enana blanca se ve fuertemente reducido, la contracción de las capas externas provee hasta el 30% de la luminosidad de la estrella. Sin embargo, en la mayor parte de la evolución de una enana blanca, la compresión prácticamente no contribuye a la luminosidad superficial, y esto se debe a que la energía liberada por la contracción en el núcleo es empleada casi por completo para incrementar la energía de Fermi de los electrones.
- **Energía nuclear:** Al comienzo de la etapa de enana blanca, la capa de quema de H vía CNO y la capa de quema de He son las principales fuentes de energía. Sin embargo, cuando la masa de H de la enana blanca se reduce por debajo de  $M_H \lesssim 10^{-4}M_\odot$ , las reacciones nucleares dejan de ser importantes. Típicamente esto ocurre cuando la luminosidad de la enana blanca es del orden de  $100 L_\odot$ . Sin embargo, estrictamente las reacciones nucleares nunca se apagan, y hay varios estudios que preveen que en enanas blancas provenientes de progenitores de baja metalicidad, la quema nuclear estable de hidrógeno puede llegar a ser una fuente importante de energía (Iben & MacDonald, 1985; Renedo et al., 2010a; Miller Bertolami et al., 2013a; Althaus et al., 2015a).

Por otra parte, en algunos casos puede ocurrir quema inestable de H al comienzo de la etapa de enana blanca. Como ya hemos descrito en la sección anterior, puede ocurrir un pulso térmico muy tardío (VLTP), una vez que la quema de H ya había cesado, dando lugar un episodio de “*born-again*”, en cuyo caso todo el H es consumido. A su vez, a luminosidades intermedias, un *flash* en la capa de quema de H puede ocurrir como resultado de la difusión, produciendo lo que se conoce como “nova auto-inducida”.

Por último, en enanas blancas de baja masa, ya que tienen envolturas de H gruesas, la quema nuclear estable de H puede ser la fuente principal de energía, afectando los tiempos de enfriamiento, y también pueden darse *flashes* termonucleares. De todas formas, para poder computar la quema nuclear en enanas blancas es necesario conocer su composición química y su estructura termomecánica de manera muy precisa, y esto sólo es posible si se tiene en cuenta la evolución completa de su estrella progenitora.

- **Emisión de neutrinos y otras partículas:**

Los neutrinos emitidos en el interior profundo de las enanas blancas constituyen un sumidero importante de energía. A la densidad típica de las enanas blancas, la sección eficaz para la interacción de los neutrinos con la materia es mínima, y su camino libre medio es del orden de  $l_\nu \approx 3000R_\odot$ . Es por esto que los neutrinos escapan libremente de la enana blanca, llevando con ellos su energía. En enanas blancas jóvenes, los neutrinos aceleran los tiempos de enfriamiento, y producen una inversión de la temperatura, ya que se llevan energía de las regiones internas. Los neutrinos son emitidos como resultado de procesos leptónicos debidos a la interacción electrodébil. En las condiciones dadas en enanas blancas, la emisión es de neutrinos plasma, foto, par y bremsstrahlung.

Por otra parte, en las condiciones del interior de las enanas blancas puede darse la emisión de axiones. Esta partícula elemental ha sido predicha como solución al problema

de la simetría CP en la cromodinámica cuántica (Peccei & Quinn, 1977a,b). Dado que, al igual que los neutrinos, los axiones no interactúan con la materia, deberían escaparse del interior estelar, actuando como un sumidero de energía, produciendo el rápido enfriamiento de las enanas blancas a luminosidades intermedias. Si bien los axiones no constituyen un sumidero de energía convencional, ya que su existencia no ha sido probada experimentalmente, las enanas blancas proveen un marco teórico para estudiar las propiedades de estas partículas (Córscico et al., 2012c,b).

■ **Cristalización:**

En ambientes con altas densidades como las que caracterizan a una enana blanca, la materia está completamente ionizada por presión. Cuando la temperatura en el interior de la enana blanca desciende debajo de un valor crítico, las interacciones coulombianas se vuelven importantes y los iones forman una red cristalina. El parámetro que mide las interacciones coulombianas es el parámetro de acomplamiento coulombiano  $\Gamma = (Ze)^2/ak_{\text{B}}T = 2,26 \times 10^5 Z^{5/3} \rho^{1/3}/T$ , donde  $a$  es el tamaño medio por partícula,  $Z$  el número atómico y  $k_{\text{B}}$  es la constante de Boltzmann. Conforme la enana blanca va evolucionando,  $\Gamma$  va tomando valores cada vez más altos, sobre todo en el interior estelar profundo. Para valores pequeños de  $\Gamma$ , las fuerzas coulombianas son despreciables respecto a los movimientos térmicos, entonces los iones se comportan como un gas ideal sin interacciones. Sin embargo, cuando  $\Gamma \sim 1$ , los iones comienzan a tener correlaciones de corto alcance, comportándose como un líquido. Para valores grandes de  $\Gamma$  ( $\gtrsim 180$ ), comienzan a formar una red cristalina, atravesando una transición de fase de primer orden, con su correspondiente liberación de energía por calor latente (ver los trabajos pioneros de Isern et al. (1997a, 2000)). Esto resulta una fuente extra de energía, que naturalmente enlentece los tiempos de enfriamiento. El calor latente en esta cristalización es del orden de  $0,77k_{\text{B}}T$ .

Para el caso de un plasma monocomponente de oxígeno, dado que el número atómico del oxígeno es mayor que el del carbono, en un plasma de oxígeno puro la temperatura de cristalización sería menor que si consideráramos un plasma de carbono puro. Ahora bien, el interior denso de una enana blanca típica no es un plasma monocomponente, pero puede aproximarse como un plasma compuesto por dos componentes, carbono y oxígeno. Hay varios trabajos en la literatura en los que se calculan diagramas de fase para la cristalización de un plasma de C-O, a través de simulaciones de dinámica molecular. En nuestro código se consideran los diagramas de fase provistos por Segretain et al. (1994) y Horowitz et al. (2010a). Estos diagramas predicen que, en una enana blanca típica compuesta por carbono y oxígeno, la fase sólida resulta enriquecida en oxígeno, y la fase líquida restante enriquecida en carbono. Este proceso de separación de fase libera energía gravitacional y, esto produce un retraso en los tiempos de enfriamiento. En enanas blancas masivas con núcleos de oxígeno-neón también ocurre un enriquecimiento en neón en la fase sólida (diagramas de fase calculados en Medin & Cumming (2010), comunicación privada). Dado que la cristalización ocurre a luminosidades bajas, sobre todo en enanas blancas poco masivas, esta fuente de energía resulta relevante pese a que, en términos absolutos, la contribución debida al calor latente y la separación de fase es pequeña.

- **Difusión del  $^{22}\text{Ne}$ :** La sedimentación gravitatoria de especies menores en el núcleo también contribuye a la luminosidad de la enana blanca. Tal es el caso de la lenta difusión del  $^{22}\text{Ne}$  en el núcleo líquido de las enanas blancas. Debido al exceso de neutrones que posee este isótopo respecto al resto de los elementos, se produce un desbalance entre la fuerza gravitatoria y el campo eléctrico que hace que el  $^{22}\text{Ne}$  sedimente hacia regiones

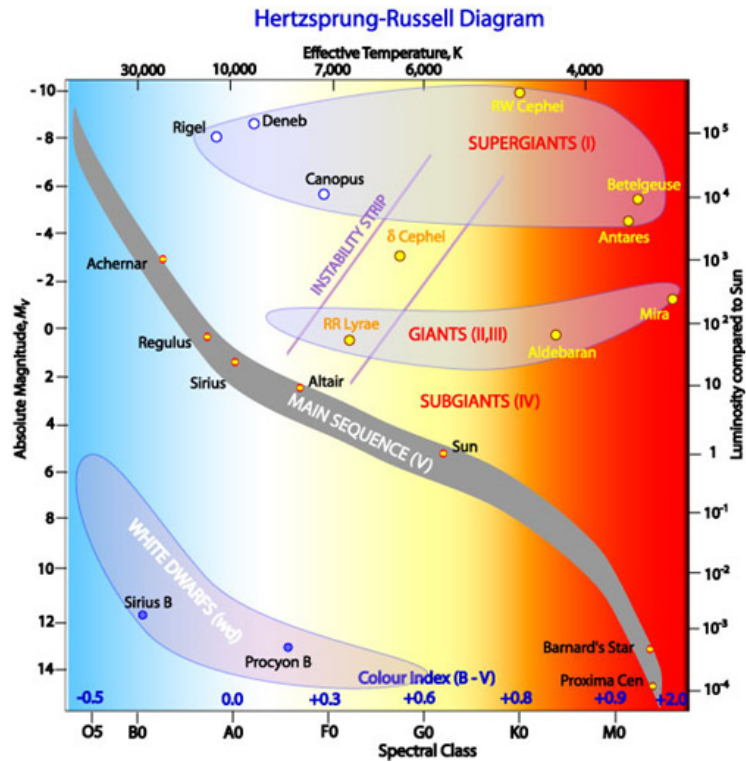


Figura 1.5. Diagrama de Hertzsprung Russell. Se pueden apreciar las enanas blancas debajo de la secuencia principal (R. Hollow CSIRO)

internas de la estrella. Este proceso libera una cantidad de energía potencial gravitatoria suficiente como para alterar los tiempos de enfriamiento de las enanas blancas.

### 1.3. Aspectos observacionales de las enanas blancas

#### 1.3.1. Diagrama color-magnitud

El diagrama color-magnitud o diagrama de Hertzsprung Russell (DHR) es una herramienta esencial para el entendimiento de la evolución estelar. Toda estrella observada puede ubicarse en algún lugar del diagrama HR. En el eje de las abscisas de este diagrama está indicado el índice de color, que es la resta entre dos magnitudes en distintos filtros, este índice es equivalente a la temperatura efectiva de la estrella. El eje de las ordenadas se muestra la magnitud absoluta en algún filtro, o la magnitud bolométrica, que es equivalente a su luminosidad). Ubicando distintas estrellas en el DHR podemos distinguir claramente distintas regiones donde tienden a encontrarse (ver Figura 1.5).

Vemos que la mayoría de las estrellas se ubican en una "diagonal". Estas estrellas son las que se encuentran en la secuencia principal, que corresponde al momento de la vida de una estrella en el que quema H de forma estable en el núcleo. Las estrellas más brillantes y más azules se ubican en la esquina superior izquierda y las menos brillantes y más frías hacia la esquina inferior derecha.

Además, en la zona superior del diagrama HR, se ubican las estrellas supergigantes, que son estrellas sumamente luminosas, entre las cuales podemos distinguir las supergigantes azules y las rojas, que se diferencian por su temperatura efectiva. Hacia luminosidades menores que las supergigantes se ubicarán las llamadas estrellas gigantes. Éstas son estrellas altamente

luminosas, pero no llegan a ser tan luminosas como las supergigantes. Varias de esas estrellas son variables.

Por último podemos ver a las estrellas enanas blancas, que se ubican hacia la izquierda y debajo de la secuencia principal en el Diagrama HR; son estrellas intrínsecamente débiles, pero a su vez con temperaturas superficiales muy altas.

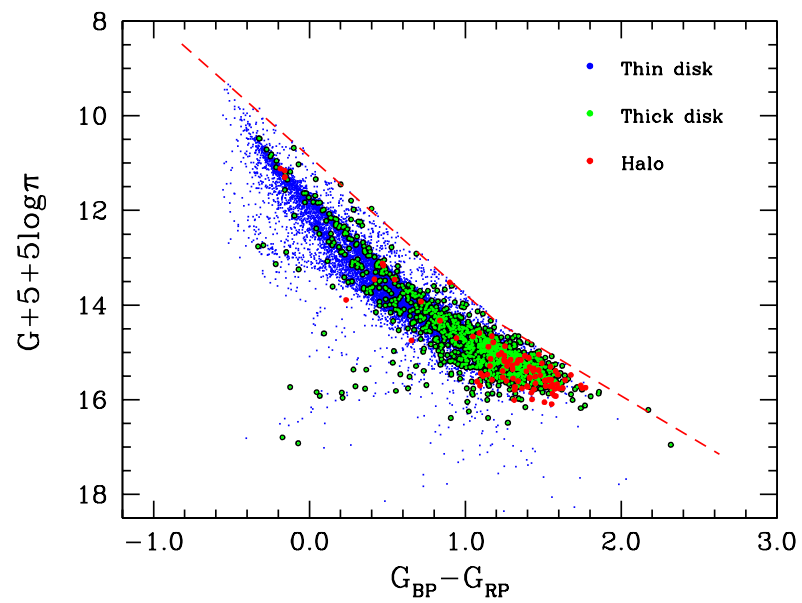
El 25 de abril de 2018 se dieron a conocer publicamente los datos liberados por el segundo *data release* de la misión espacial GAIA. Este hecho constituye un punto de quiebre en la observación de enanas blancas hasta la fecha. La misión espacial GAIA ha dado a conocer más de 10 000 enanas blancas identificadas, ya que amplía el rango de alcance de la muestra de enanas blancas en la vecindad solar desde 40 pc hasta 500 pc. En particular, la muestra de 100pc llega a una completitud del 97% (Jiménez-Esteban et al., 2018). Los datos de GAIA proveen posiciones en el cielo ( $\alpha, \delta$ ), paralajes, movimientos propios ( $\mu_\alpha$  y  $\mu_\delta$ ) y velocidades radiales. A la vez, provee una fotometría precisa en los filtros de GAIA: *G*, *BP* y *RP*.

Las fotometrías de GAIA en las bandas *G*, *BP* y *RP*, junto con los paralajes, nos permite disponer, por primera vez, de un diagrama color magnitud prácticamente completo de la muestra de enanas blancas dentro de 100 pc de nuestra galaxia. Este diagrama puede verse en la Figura 1.6. A su vez, las determinaciones en los movimientos propios y velocidades radiales nos permiten una mejor determinación de la pertenencia de las distintas estrellas a las diferentes poblaciones galácticas, como son el halo (puntos rojos) y el disco delgado (puntos azules) y grueso (puntos verdes). Este diagrama presenta varias características que carecen de una justificación sólida en base a los modelos evolutivos de enanas blancas actuales. Tal es el caso de una bifurcación en la secuencia de enfriamiento de enanas blancas, o la presencia de una gran cantidad de enanas blancas por debajo de la secuencia de enfriamiento (Jiménez-Esteban et al., 2018). En ese sentido, GAIA provee un mapeo prácticamente completo de las enanas blancas de nuestra galaxia hasta los 100 pcs, planteando nuevos interrogantes que esperamos responder en base a los modelos evolutivos de enanas blancas presentados en esta tesis.

#### 1.3.2. Función de luminosidad de las enanas blancas

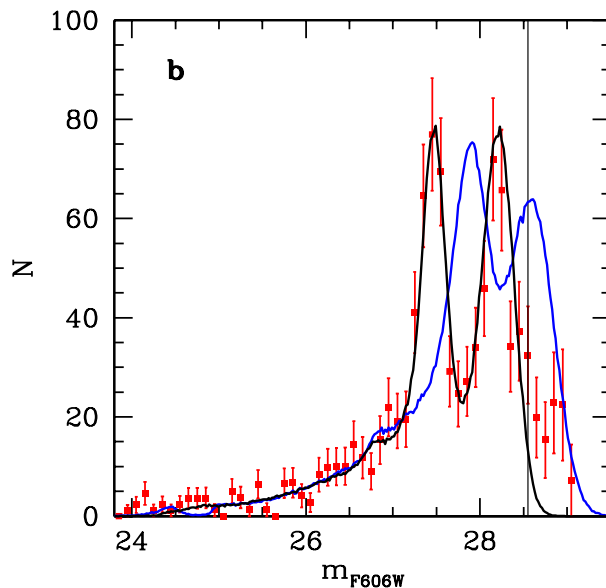
Hace más de 50 años se sabe que las enanas blancas más débiles y frías son los remanentes de las primeras estrellas que se formaron en la vecindad solar (Schmidt, 1959), y que la teoría de su enfriamiento puede ser usada para estimar la edad del disco galáctico (Mestel, 1952; van Horn, 1968). Algunas décadas después, la función de luminosidad de enanas blancas se usó para resolver discrepancias entre las edades de las estrellas más viejas de nuestra galaxia y la edad del universo derivada de las velocidades de Hubble de galaxias distantes (Watson, 1998; Lineweaver, 1999). Siguiendo estos trabajos pioneros, se han realizado varias investigaciones utilizando a las enanas blancas como relojes cósmicos confiables para determinar edades, tanto de estrellas individuales como de binarias, así como también de cúmulos estelares (Fontaine et al., 2001). A su vez, la función de luminosidad observada de las enanas blancas contiene información precisa acerca de la formación y de la muerte de las estrellas durante toda la historia de la galaxia, la cantidad de materia bariónica en la galaxia, la cantidad de material reciclado al medio interestelar y la cinemática de las poblaciones estelares en el disco y el halo galáctico.

La función de luminosidad de enanas blancas, como su nombre lo dice, indica la cantidad de enanas blancas por unidad de volumen y por unidad de magnitud bolométrica (o luminosidad). A su vez, se pueden considerar funciones de luminosidad de las enanas blancas como la cantidad de estrellas por unidad de volumen en una determinada banda o filtro. En la Figura 1.7 se muestra la función de luminosidad de las enanas blancas observadas del cúmulo abierto NGC 6791, junto con dos funciones de luminosidad teóricas calculadas por



**Figura 1.6.** Diagrama color magnitud de las enanas blancas de nuestra galaxia identificadas por la misión espacial GAIA. Los puntos azules corresponden a las enanas blancas del disco delgado, los verdes a las enanas blancas del disco grueso, y los rojos a las enanas blancas del halo galáctico. S. Torres, comunicación privada.





**Figura 1.7.** Función de luminosidad de las enanas blancas del cúmulo abierto NGC 6791 en el filtro F606W (García-Berro et al., 2010b). Los puntos rojos con barras de error muestran la función de luminosidad observada por el telescopio espacial Hubble. La línea negra es la función de luminosidad teórica calculada para una edad de 8 Giga-años, considerando liberación de energía por sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  y por la separación de fase de C-O debida a la cristalización. La línea azul muestra la función de luminosidad teórica para esa misma edad, pero despreciando estas dos fuentes de energía.

García-Berro et al. (2010a), en el filtro F606W. Estos autores lograron resolver la discrepancia existente hasta aquel momento, entre la edad del cúmulo determinada por la técnica de ajuste del *turn-off* de la secuencia principal ( $\sim 8$  Giga-años) y la determinada por el ajuste de la función de luminosidad de las enanas blancas ( $\sim 6$  Giga-años). Estos autores encontraron un ajuste excepcionalmente bueno (línea negra de la Figura 1.7) a los datos observacionales (puntos rojos con barras de error), al considerar en los modelos evolutivos de enanas blancas la liberación de energía por sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  y por la separación de fase de C-O debida a la cristalización. Se pueden citar incontables trabajos en la literatura realizados en base a la función de luminosidad de enanas blancas.

La función de luminosidad de las enanas blancas constituye una herramienta muy poderosa para estudiar diversos problemas astrofísicos, que van desde la historia de la formación estelar de nuestra galaxia hasta la física de partículas. Gracias a las nuevas determinaciones de GAIA, disponemos de una mejora sustancial en las mediciones de las magnitudes absolutas de las enanas blancas de nuestra galaxia en los filtros de GAIA, lo que nos permitirá disponer de una función de luminosidad más precisa de la vecindad solar. En particular, la función de luminosidad será prácticamente completa hasta los 100 pcs. Si bien para determi-

nar las magnitudes bolométricas de las enanas blancas necesitamos conocer su tipo espectral para conocer la corrección bolométrica, por el momento podemos construir la función de luminosidad en los filtros de GAIA.

Además, como ya hemos mencionado, las mediciones precisas de GAIA de los movimientos propios y velocidades radiales de las estrellas nos permiten una excelente identificación de la pertenencia de las estrellas a una determinada población galáctica (ver Figura 1.6). Esto nos permitirá disponer de funciones de luminosidad completas y precisas para cada una de las poblaciones galácticas: el disco grueso, el disco delgado y el halo. En ese sentido, la misión GAIA constituye un avance sin precedentes en la observación de las enanas blancas de nuestra galaxia y en la determinación de las funciones de luminosidad de las distintas poblaciones galácticas. Esperamos, con los modelos evolutivos de enanas blancas detallados presentados en esta tesis, estar a la altura de la mejora en las observaciones y poder construir funciones de luminosidad de enanas blancas teóricas para contrastar con las funciones de luminosidad derivadas de las observaciones de GAIA.

### 1.4. Resumen de los resultados de la tesis

Los resultados obtenidos en esta tesis están publicados en 5 artículos de revistas periódicas internacionales con arbitraje científico, como *Astronomy & Astrophysics* y *The Astrophysical Journal*, 5 artículos en actas de congresos tanto nacionales como internacionales, y han sido presentados en varias presentaciones orales y murales en congresos nacionales e internacionales de la especialidad. Para comenzar con la tesis, y siguiendo con el trabajo realizado en mi tesis de licenciatura, se ha estudiado, de manera exhaustiva y consistente con las predicciones de la historia evolutiva de las estrellas progenitoras, la posibilidad de que la quema nuclear residual de H en la envoltura afecte apreciablemente la tasa de enfriamiento de las enanas blancas débiles. Esta fuente de energía habitualmente es despreciada en los cálculos evolutivos de enanas blancas, ya que usualmente para enanas blanca provenientes de progenitores con metalicidad solar, es varios órdenes de magnitud menor que la energía gravotérmica. La razón de esto radica en que, las estrellas pierden una gran cantidad de masa durante la AGB y la etapa post-AGB, de manera que cuando éstas llegan a la etapa de enana blanca, su envoltura de hidrógeno ha sido fuertemente reducida y el poco hidrógeno remanente no puede dar lugar a una quema nuclear considerable. Sin embargo, en estrellas de baja metalicidad, la estructura termo-mecánica de la pre-enana blanca es tal que la envoltura remanente de H es lo suficientemente masiva como para sustentar reacciones nucleares por períodos prolongados de tiempo en la secuencia de enfriamiento. Este resultado es independiente de la tasa de pérdida de masa adoptada durante las etapas evolutivas previas, pero sí depende de la ocurrencia o no del tercer *dredge-up* en los pulsos térmicos durante la AGB. Los resultados de este trabajo han sido publicados en la revista *Astronomy & Astrophysics* (Althaus et al., 2015a) y están descritos en el Capítulo 3.

La quema nuclear en enanas blancas constituye una fuente extra de energía, que naturalmente enlentece los tiempos de enfriamiento de las enanas blancas. Este efecto debería verse reflejado en la función de luminosidad de enanas blancas de poblaciones de baja metalicidad. Y es justamente de eso que trata el siguiente trabajo realizado durante esta tesis, de la función de luminosidad observada del cúmulo globular viejo y pobre en metales NGC 6397. Los resultados de este trabajo están descritos en el Capítulo 4 y han sido publicados en la revista *Astronomy & Astrophysics* (Torres et al., 2015). A su vez, hemos estudiado la posibilidad de que la quema nuclear estable de hidrógeno excite modos pulsacionales a través del mecanismo epsilon, en enanas blancas en entornos de baja metalicidad. Este mecanismo actúa debido a la quema nuclear y es siempre desestabilizante. Los resultados de este trabajo

se encuentran publicados en la revista *Astronomy & Astrophysics* (Camisassa et al., 2016b), y serán descritos en el Capítulo 5.

Por otra parte, en el Capítulo 6 se describe el estudio realizado sobre el impacto de la difusión del  $^{22}\text{Ne}$  en las propiedades evolutivas y pulsacionales de las enanas blancas. El  $^{22}\text{Ne}$  posee un exceso de 2 neutrones respecto a los isótopos típicos existentes en el interior de las enanas blancas, para los cuales  $A = 2Z$ . Este exceso de neutrones conlleva a la falta de equilibrio entre la fuerza gravitatoria y el campo eléctrico, produciendo una lenta difusión del  $^{22}\text{Ne}$  hacia el interior estelar. Este proceso de difusión libera energía gravitacional, la cual impactará el enfriamiento de la enana blanca. Para poder realizar este estudio, en esta tesis se han incorporado nuevos coeficientes de difusión del  $^{22}\text{Ne}$  y se ha mejorado notablemente el tratamiento numérico de este proceso, ya existente en nuestro código de evolución estelar. Este trabajo, realizado íntegramente en el marco de esta tesis doctoral, ha sido publicado en la revista *The Astrophysical Journal* (Camisassa et al., 2016a).

En el Capítulo 7 se describen los resultados del estudio evolutivo de enanas blancas deficientes en hidrógeno, publicado en la revista *The Astrophysical Journal* (Camisassa et al., 2017). Un dato a remarcar sobre este trabajo es la incorporación de modelos de atmósferas detalladas deficientes en hidrógeno, que proporcionan condiciones de borde más realistas para el modelado de la evolución de este tipo de estrellas. Estas condiciones de borde eran una pieza clave faltante de los modelos evolutivos de enanas blancas existentes en la literatura, necesaria para estimar correctamente los tiempos de enfriamiento.

Por último, en el Capítulo 8 se presentan modelos evolutivos de enanas blancas masivas con núcleos de Oxígeno y Neón. Estos resultados son los primeros en considerar la separación de fase del O-Ne durante el proceso de cristalización y su consecuente liberación de energía. Este trabajo ha sido incluido en un artículo próximo a publicarse en *Astronomy & Astrophysics*, que actualmente está en proceso de referato (Camisassa et al., 2018).



## Capítulo 2

# Ecuaciones de evolución y código numérico

“If you don’ t know where you want to go, then it doesn’t matter which path you take”

---

Lewis Carroll, *Alice in Wonderland*

Los modelos evolutivos presentados en esta Tesis fueron calculados con el código de evolución estelar LPCODE. En esta sección presentaremos el tratamiento numérico de las ecuaciones de evolución estelar y la física constitutiva de dicho código.

### 2.1. Ecuaciones de la evolución estelar

Para comenzar introducimos las ecuaciones básicas de la evolución estelar. Éstas son el conjunto de ecuaciones diferenciales que describen la estructura y evolución estelar y requieren ser resueltas numéricamente. Para esto, se considera a la estrella como un gas con simetría esférica, no rotante y en ausencia de campos magnéticos. También se considera que, instante a instante, la estrella está en equilibrio hidrostático. Esta hipótesis implica que todas las fuerzas que actúan sobre un elemento de masa se compensan entre sí. Pese a que la hipótesis de simetría esférica limita el estudio de una gran variedad de fenómenos interesantes, ha demostrado ser una muy buena aproximación en la gran mayoría de los casos. Por otra parte, la rotación también induce fenómenos interesantes para estudiar, pero las enanas blancas han demostrado ser rotadores lentos, por lo tanto para los fines de esta tesis resulta una buena aproximación despreciar la rotación.

Las ecuaciones de evolución estelar en la descripción lagrangiana (en variables  $m$ , masa contenida en el radio  $r$ , y  $t$ , tiempo) quedan (Kippenhahn & Weigert, 1990; Isern et al., 1997a):

$$\frac{\partial r}{\partial m} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial P}{\partial m} = -\frac{Gm}{4\pi r^4} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial l}{\partial m} = \epsilon_n - \epsilon_\nu - C_V \frac{dT}{dt} - T \left( \frac{\partial P}{\partial T} \right)_{v, X_1} \frac{dv}{dt} + l_S \frac{dM_S}{dt} \delta(m - M_S) - \left( \frac{\partial E}{\partial X_1} \right)_{v, T} \frac{dX_1}{dt} \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial m} = -\frac{GmT}{4\pi r^4 P} \nabla \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial X_i}{\partial t} = F(X_j, T, P, r, l) \quad (2.5)$$

$r(m, t)$  es la distancia al centro de la estrella,  $m$  es la masa interior a una esfera de radio  $r$ ,  $\rho(m, t)$  es la densidad,  $P(m, t)$  es la presión,  $l(m, t)$  la luminosidad en un determinado punto.  $\epsilon_n$  es la energía liberada por reacciones nucleares por unidad de tiempo y unidad de masa,  $\epsilon_\nu$  la energía liberada por neutrinos por unidad de tiempo y de masa,  $c_V$  el calor específico a volumen constante,  $T(m, t)$  la temperatura,  $\delta = \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T}\right)_P$ ,  $\nabla = \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P}\right)$  es el gradiente de temperatura y  $X_i$  es la fracción de masa de la especie  $i$ .

Cada una de estas ecuaciones tiene un significado físico muy preciso. La ecuación (2.1) representa la continuidad de masa y la (2.2) representa la condición de equilibrio hidrostático. La ecuación (2.3) da cuenta de la conservación de la energía, y será descrita en detalle en la Sección 2.2.

La ecuación (2.4) representa la ecuación de transporte de energía dentro de la estrella, y  $\nabla$  dependerá del tipo de transporte que se dé en cada capa de la estrella. En el caso en que el transporte de energía sea conductivo y/o radiativo, en la envoltura y el interior estelar, éste es descrito considerando la aproximación de difusión:

$$\nabla_{\text{rad/cond}} = \frac{3}{16\pi acG} \frac{\kappa_{\text{rad/cond}} l P}{m T^4} \quad (2.6)$$

En cambio si el transporte de energía fuera convectivo o mediante algún otro tipo de proceso que involucre movimiento de materia,  $\nabla$  estaría dado por la teoría de convección utilizada. En el caso de las atmósferas estelares, la aproximación de difusión no es válida, y se requiere la resolución de la ecuación de transporte.

Por último, la ecuación 2.5, la cual representa los cambios de las abundancias químicas de los distintos elementos, será explicada detalladamente en las siguientes secciones.

## 2.2. Ecuación de la energía en una enana blanca

La ecuación 2.3 representa la variación en la energía de un elemento de masa. El primer término de esta ecuación corresponde a la energía liberada por reacciones nucleares. La quema nuclear estable de helio e hidrógeno constituye la principal fuente de energía en las etapas previas a la formación de la enana blanca. Sin embargo, cuando la enana blanca alcanza luminosidades menores a  $100 L_\odot$ , la temperatura en la base de la envoltura de H se reduce, y la contribución de la quema de H a la luminosidad es menor. Típicamente, la quema nuclear deja de ser una fuente principal de energía ni bien la estrella alcanza la secuencia de enfriamiento de enana blanca. Sin embargo, la quema nuclear nunca cesa completamente y, según el grosor de la envoltura de H, la quema nuclear de H puede contribuir sustancialmente a la luminosidad de enanas blancas antiguas ricas en H. Esto se explorará más en detalle en el Capítulo 3. El tratamiento numérico de las reacciones nucleares en el código LPCODE será explicado en la Sección 2.5, y la red nuclear utilizada será descrita en la Sección 2.7.

El segundo término de la ecuación 2.3 representa la pérdida de energía por neutrinos. Los procesos que dan lugar a la emisión de neutrinos en enanas blancas son descritos en la

Sección 2.7. El tercer término de la ecuación 2.3 representa la energía térmica liberada por el enfriamiento y es el dominante durante gran parte de la evolución de las enanas blancas.

El término  $T \left( \frac{\partial P}{\partial T} \right)_{v, X_1} \frac{dv}{dt}$  es la contribución energética resultante de la contracción residual de la enana blanca. La contribución por cambios de volumen en una enana blanca resulta despreciable durante la mayor parte de su evolución. En efecto, para un gas fuertemente degenerado tenemos:

$$\int T \frac{\partial P}{\partial T} \Delta v dm = \int \frac{P}{1 + P_e/P_i} \Delta v dm = \left\langle \frac{1}{1 + P_e/P_i} \right\rangle \int P \Delta v dm = \left\langle \frac{1}{1 + P_e/P_i} \right\rangle \Delta E_{grav} \quad (2.7)$$

El teorema del virial nos dice que la energía gravitacional liberada es del orden de la luminosidad de la estrella, y dado que  $P_e \gg P_i$ , podemos concluir que este término contribuye muy poco a la luminosidad de la enana blanca. Sin embargo, en ciertas etapas evolutivas de la enana blanca, la energía resultante de los cambios en volumen puede ser una contribución importante. A muy altas luminosidades, cuando comienza la etapa de enana blanca, el radio de la misma es casi el doble del radio cuando la estrella está completamente degenerada. Además, a muy bajas luminosidades, cuando la fuente de energía térmica del núcleo escasea debido a que éste ha entrado en el “régimen de Debye” y los iones han perdido la capacidad calórica (ver Althaus et al. (2010a) para más detalles), la contracción residual de la envoltura no degenerada resulta ser una contribución principal a la energía radiada por la enana blanca.

El término  $l_S \frac{dM_S}{dt} \delta(m - M_S)$  es la energía liberada por calor latente durante el proceso de cristalización, que se libera únicamente en el elemento de masa donde avanzó el frente de cristalización. Si la estrella no está cristalizando o el frente de cristalización no avanza, este término resulta nulo.

Por último, el término  $\left( \frac{\partial E}{\partial X_1} \right)_{v, T} \frac{dX_1}{dt}$  es la contribución energética debida a cambios en la composición química. El sufijo 1 hace referencia al elemento más pesado, considerando una mezcla de dos componentes, por lo tanto  $X_1 + X_0 = 1$ . En estrellas de secuencia principal, o estrellas con una liberación de energía nuclear considerable, si bien hay cambios químicos, el término  $\epsilon_n$  es dominante y hace que los cambios químicos no afecten de manera considerable la energética de la estrella. Sin embargo, en las enanas blancas, las fuentes de energía escasean, sobre todo a bajas luminosidades, y este término puede llegar a contribuir sustancialmente.

En una enana blanca, sólo importan los cambios de abundancias químicas en el núcleo y no en la envoltura, pues la masa de la envoltura es despreciable y, por lo tanto, no se espera una contribución energética apreciable. En principio, se podría suponer que, dado que el núcleo de una enana blanca es degenerado y no experimenta reacciones nucleares ni mezcla convectiva, no se esperarían cambios de abundancias químicas a lo largo de la evolución. Sin embargo, existen procesos que ocurren a distintas etapas evolutivas que modifican los perfiles químicos internos.

Para empezar, como ya hemos mencionado en el Capítulo 1, existe una redistribución química producto de la cristalización. En una enana blanca de masa típica, el núcleo está compuesto por una mezcla de carbono y oxígeno. En esta mezcla, la cristalización del oxígeno ocurre antes que la cristalización del carbono, pues su número atómico  $Z$  es mayor, de modo que el sólido resultante será rico en oxígeno y el fluido restante será rico en carbono (ver diagramas de fase provistos por Segretain et al. (1994); Horowitz et al. (2010a)). En una enana blanca ultramasiva, el núcleo está compuesto principalmente por  $^{16}\text{O}$  y  $^{20}\text{Ne}$ , y el proceso es muy similar, pero en este caso el sólido resultante del proceso de cristalización es enriquecido en  $^{20}\text{Ne}$ , mientras que el líquido restante es enriquecido en  $^{16}\text{O}$  (ver Capítulo 8.2.1).

## 2. Ecuaciones de evolución y código numérico

Integrando el último término de la ecuación 2.3 en toda la masa de la estrella, obtenemos que la energía debida a cambios en la composición química en toda la estrella es:

$$L_{\text{quim}} = - \int_0^{M_{\text{WD}}} \left( \frac{\partial E}{\partial X_1} \right)_{v,T} \frac{dX_1}{dt} dm \quad (2.8)$$

Ahora bien, consideremos que el frente de cristalización está en una coordenada de masa  $M_S$ , que en un intervalo de tiempo  $\delta t$  el frente de cristalización se movió en  $\delta M_S$ , y que la extensión de la capa convectiva de mezcla dada por la inestabilidad de Rayleigh-Taylor es  $\Delta M$ . Entocnes, el cambio en la abundancia química en la región de mezcla,  $\delta X_1^{\text{liq}}$ , puede relacionarse con la diferencia entre las abundacias químicas del líquido y del sólido:

$$\delta M_S (X_1^{\text{sol}} - X_1^{\text{liq}}) = -\Delta M \delta X_1^{\text{liq}} \quad (2.9)$$

Entonces, podemos escribir:

$$- \int_0^{M_{\text{WD}}} \left( \frac{\partial E}{\partial X_1} \right)_{v,T} \delta X_1 dm = \left( \frac{\partial E}{\partial X_1} \right)_{M_S} \times (X_1^{\text{sol}} - X_1^{\text{liq}}) \delta M_S + \delta X_1^{\text{liq}} \int_{\Delta M} \left( \frac{\partial E}{\partial X_1} \right)_{v,T} dm \quad (2.10)$$

$$- \int_0^{M_{\text{WD}}} \left( \frac{\partial E}{\partial X_1} \right)_{v,T} \frac{dX_1}{dt} dm = (X_1^{\text{sol}} - X_1^{\text{liq}}) \times \left[ \left( \frac{\partial E}{\partial X_1} \right)_{M_S} - \left\langle \frac{\partial E}{\partial X_1} \right\rangle \right] \frac{dM_S}{dt} \quad (2.11)$$

donde

$$\left\langle \frac{\partial E}{\partial X_1} \right\rangle = \frac{1}{\Delta M} \int_{\Delta M} \left( \frac{\partial E}{\partial X_1} \right)_{v,T} dm \quad (2.12)$$

De la ecuación 2.11, podemos definir la energía total liberada por gramo de materia cristalizada debido al cambio en la composición química como:

$$\epsilon_{\text{qui}} = -(X_1^{\text{sol}} - X_1^{\text{liq}}) \times \left[ \left( \frac{\partial E}{\partial X_1} \right)_{M_S} - \left\langle \frac{\partial E}{\partial X_1} \right\rangle \right] \quad (2.13)$$

El término que está entre corchetes es negativo, pues  $(\partial E / \partial X_1)$  es negativo, y esencialmente depende la densidad, que decrece monótonamente hacia afuera. La energía interna por unidad de masa puede ser dividida en la contribución debida a los electrones  $E_e$  y la debida a los iones  $E_i$ . Considerando electrones no-relativistas completamente degenerados, la energía debida a los electrones será:

$$E_e = \frac{3}{2} K_1 \rho^{2/3} Y_e^{5/3} \quad (2.14)$$

donde  $K_1 = 1,004 \times 10^{13}$  en unidades cgs y  $Y_e$  es el número molar electrónico. La contribución energética de los iones es la suma de la contribución ideal más la energía coulombiana (también llamada término de Madelung):

$$E_i \simeq E_{\text{id}} + E_{\text{Mad}} \simeq \frac{\Re T}{\mu_i} \left( \frac{3}{2} - 0,9\Gamma \right), \quad (2.15)$$

donde  $\Re$  es la constante de los gases ideales,  $\mu_i$  es el peso molecular medio por ion y  $\Gamma = \Gamma_e \bar{Z}^{5/3}$  es el parámetro de acoplamiento coulombiano, donde  $\Gamma_e = 2,272 \times 10^5 (\rho Y_e)^{1/3} / T$  y  $\bar{Z}^{5/3} = \mu [X_1 Z_1^{5/3} / A_1 + (1 - X_1) Z_0^{5/3} / A_0]$ . Por lo tanto, la derivada  $(\partial E / \partial X_0)_{v,T}$  es la suma de las tres contribuciones:



$$\left(\frac{\partial E_e}{\partial X_1}\right)_{v,T} = \frac{5}{2}K_1\rho^{2/3}Y_e^{2/3}\left(\frac{Z_1}{A_1} - \frac{Z_0}{A_0}\right) \quad (2.16)$$

$$\left(\frac{\partial E_{id}}{\partial X_1}\right)_{v,T} = \frac{3}{2}\mathfrak{R}T\left(\frac{1}{A_1} - \frac{1}{A_0}\right) \quad (2.17)$$

$$\left(\frac{\partial E_{Mad}}{\partial X_1}\right)_{v,T} = -0,9\mathfrak{R}T\Gamma_e \left\{ \frac{1}{3Y_e} \left(\frac{Z_1}{A_1} - \frac{Z_0}{A_0}\right) \times \left[ X_1 \frac{Z_1^{5/3}}{A_1} + (1 - X_1) \frac{Z_0^{5/3}}{A_0} \right] + \left(\frac{Z_1^{5/3}}{A_1} - \frac{Z_0^{5/3}}{A_0}\right) \right\} \quad (2.18)$$

Al computar la energía liberada durante el proceso de cristalización en una enana blanca de carbono y oxígeno, el factor  $\left(\frac{Z_1}{A_1} - \frac{Z_0}{A_0}\right)$  resulta despreciable. Por lo tanto la contribución electrónica es nula y el primer término de la energía de Madelung también lo es. Lo mismo ocurre cuando tratamos con una enana blanca con núcleo de oxígeno-neón.

Sin embargo, existen procesos que llevan a cambios en la abundancia de elementos ricos en neutrones, como por ejemplo el  $^{22}\text{Ne}$ , que es el elemento minoritario más abundante en el núcleo de una enana blanca de C-O. Específicamente, como ya hemos mencionado, el exceso de neutrones que caracteriza al  $^{22}\text{Ne}$  lleva a un proceso difusivo muy lento que libera energía. En este caso la contribución electrónica descrita en la ecuación 2.16 no se anula, y resulta ser la contribución dominante a la energía liberada por cambios químicos. En este caso, la contribución de los electrones resulta ser:

$$\left(\frac{\partial E_e}{\partial X_{^{22}\text{Ne}}}\right)_{v,T} = \frac{5}{2}K_1\left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{2/3}\frac{1}{22} \quad (2.19)$$

Es necesario tener en cuenta que, si bien en las regiones internas la energía se libera debido a que aumenta la abundancia de  $^{22}\text{Ne}$ , en las regiones externas la abundancia de  $^{22}\text{Ne}$  está disminuyendo, y esto constituye un sumidero de energía para la enana blanca. Sin embargo, dado que la densidad de la enana blanca es mayor en las regiones internas, el resultado neto es una liberación de energía en toda la estrella, y ésta puede ser lo suficientemente grande como para alterar los tiempos evolutivos de las enanas blancas.

## 2.3. Evolución de la composición química en una enana blanca

La composición química de una estrella es de suma importancia, ya que influye directamente sobre propiedades básicas como son la absorción de la radiación o la generación de energía por reacciones nucleares. Estos dos procesos, a su vez, modifican directamente la composición química. Además, el conocimiento de la composición química en un determinado momento de la vida de una estrella puede servir para brindar información sobre la historia pasada de las reacciones nucleares. Cabe aclarar que en el interior de una enana blanca, las condiciones de temperatura y presión son tales, que la materia está completamente ionizada por presión.

La composición química básicamente puede variar por dos tipos distintos de procesos: por reacciones nucleares o por fenómenos de mezcla. Los procesos de mezcla pueden ser tanto convección o procesos de difusión, y además producen un acoplamiento entre los cambios químicos de las diferentes capas. En una enana blanca rica en H, la convección sólo afecta la química superficial de la estrella. Sin embargo, en enanas blancas deficientes en H (ver Capítulo 7), la envoltura convectiva llega hasta las partes ricas en carbono y oxígeno, produciendo el dragado de elementos pesados hacia la superficie de la estrella.

Veamos de manera esquemática la variación en la composición química. Sea  $n_i$  el número de partículas por unidad de volumen de la especie  $i$ , el cambio en la composición química en un elemento de masa dado puede escribirse como:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \left( \frac{\partial n_i}{\partial t} \right)_{\text{nuc}} + \left( \frac{\partial n_i}{\partial t} \right)_{\text{mezcla}} \quad (2.20)$$

donde  $i = 1, \dots, I$  son las distintas especies de átomos. El primer término representa la variación en la composición química debido a las reacciones nucleares, y el segundo término es la variación debido a los procesos de mezcla. Por cada especie química  $i$  hay una ecuación (2.20), y todas estas están relacionadas entre sí, por lo que en realidad se tiene un sistema de  $I$  ecuaciones dependientes.

Por ahora consideremos solamente el término debido a las reacciones nucleares. Cada especie  $i$  puede ser creada o destruida a través de varias reacciones nucleares con las otras especies. Llamemos  $\langle v\sigma \rangle_{ij}$  a la tasa de reacciones nucleares por par de partículas entre las especies  $i$  y  $j$ . Y llamemos  $\langle v\sigma \rangle_{kl}$  a la tasa de reacciones nucleares que produce, a partir de un par de partículas  $k$  y  $l$ , una partícula  $i$ . Entonces la variación de la abundancia de la especie  $i$  puede ser descripta como:

$$\left( \frac{\partial n_i}{\partial t} \right)_{\text{nuc}} = -\sum_j \langle v\sigma \rangle_{ij} n_i n_j + \sum_{k,l} \langle v\sigma \rangle_{kl} n_k n_l \quad (2.21)$$

El primer término de esta ecuación representa a las reacciones que destruyen partículas de la especie  $i$ , mientras que el segundo a las reacciones que las crean.

Ahora pasamos a concentrarnos sólo en el segundo término de la ecuación (2.20) que, como habíamos dicho, representa una amplia variedad de procesos de mezcla. Estos procesos, si bien resultan ser más difíciles de modelar que las reacciones nucleares, pueden ser modelados como procesos de difusión, donde los coeficientes de difusión serán los apropiados para cada proceso. En ese sentido, podemos describirlos como:

$$\left( \frac{\partial n_i}{\partial t} \right)_{\text{mezcla}} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 D_{\text{mezcla}} \frac{\partial n_i}{\partial r} \right) \quad (2.22)$$

donde  $D_{\text{mezcla}}$  es el coeficiente de difusión del proceso de mezcla considerado. La ecuación (2.22) es una ecuación lineal en  $D_{\text{mezcla}}$ ; por ende, si se consideran varios procesos de difusión, cada uno con su coeficiente de difusión  $D_m$ , podemos escribir un  $D_{\text{mezcla}} = \sum_m D_m$ . De esta manera, la ecuación (2.20) puede ser escrita como:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\sum_j \langle v\sigma \rangle_{ij} n_i n_j + \sum_{k,l} \langle v\sigma \rangle_{kl} n_k n_l + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 D_{\text{mezcla}} \frac{\partial n_i}{\partial r} \right) \quad (2.23)$$

Esta ecuación, es una forma explícita de la ecuación (2.5), que, junto con las ecuaciones (2.1), (2.2), (2.3) y (2.4) determinan la estructura y evolución estelar.

### 2.4. Tratamiento numérico

Para los cálculos evolutivos computados en el marco de esta Tesis doctoral, se usó el código numérico LPCODE para resolver las ecuaciones de estructura y evolución estelar. Este código

ha sido desarrollado íntegramente en la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata. El código LPCODE es usado rutinariamente por el Grupo de Investigación en Evolución Estelar y Pulsaciones de La Plata, y ha llevado a la publicación de numerosos trabajos sobre la evolución de estrellas de baja masa. En particular, ha sido empleado por Althaus et al. (2003, 2005c) para calcular secuencias detalladas de enanas blancas y para el estudio de propiedades pulsacionales de estas estrellas (Córscico et al., 2005; Córscico & Althaus, 2006). También ha sido utilizado para la realización de varias tesis doctorales (Serenelli 2003, Miller Bertolami 2009, Romero 2012). En esta sección explicaremos brevemente cómo trabaja dicho código, para más detalles ver Althaus et al. (2005c) y las tesis doctorales de Serenelli (2003) y Miller Bertolami (2009).

El método usado por este código para resolver las ecuaciones de estructura (2.1 - 2.4) está basado en un esquema tipo Henyey centrado totalmente implícito. En algunas etapas evolutivas, como por ejemplo los pulsos térmicos o el *flash* central de helio, el esquema centrado puede no ser estable, y en esos casos resulta necesario usar otros esquemas de discretización. En particular, en estas etapas utilizamos el esquema propuesto por (Sugimoto, 1970) (ver Tesis doctoral de Miller Bertolami (2009)).

Las ecuaciones de estructura tienen a la masa interna al radio  $r$ ,  $m$ , como variable independiente. En particular LPCODE toma como variable independiente a  $m_r = m/M_*$ , donde  $M_*$  es la masa de la estrella. Para cada instante de tiempo  $t$ , la estructura de un modelo estelar está determinado por las siguientes funciones  $T(m)$ ,  $P(m)$ ,  $r(m)$  y  $l(m)$ , y las cuatro ecuaciones de estructura estelar resultan ser funciones de estas cantidades. Ahora bien, teniendo definidas las abundancias químicas  $X_i$ , entonces las ecuaciones (2.1 - 2.4) representan un sistema de ecuaciones bien determinado.

Los cambios en la composición química  $X_i$  no son tratados en simultáneo con las ecuaciones de estructura. Sino que, para cada paso temporal, primero se resuelve la composición química, y para la composición química obtenida, se procede a resolver la estructura. Al paso de tiempo siguiente, se resuelve la composición química para la última estructura calculada, y se procede a calcular la estructura para la nueva composición química, y así sucesivamente. Este procedimiento es empleado porque resolver la estructura y composición química simultáneamente supone un costo computacional muy grande. Esta separación de las ecuaciones hace necesario que el paso temporal sea lo suficientemente pequeño de forma tal que ni las variables de estructura ni la composición química varíen demasiado de un paso al siguiente. Esto se implementa pidiendo que las variaciones en  $T$ ,  $P$ ,  $r$  y  $l$  de un modelo a otro sean menores a un 4 %.

El código LPCODE utiliza unas variables que mejoran la estabilidad numérica. Las nuevas variables son:

$$\xi = \ln(1 - m/M_*) \quad (2.24)$$

$$\theta = \ln\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (2.25)$$

$$p = \ln(P/P_0) \quad (2.26)$$

$$x = \ln(r/r_0) \quad (2.27)$$

$$\lambda = l/\Lambda L_0 \quad (2.28)$$

con  $T_0 = 10^6$  K,  $P_0 = 10^{15}$  din cm<sup>-2</sup>,  $r_0 = 10^{10}$  cm y  $L_0 = 10^{33}$  erg seg<sup>-1</sup>. De esta manera, la nueva variable independiente será  $\xi$  y las variables dependientes son  $\theta$ ,  $p$ ,  $x$  y  $\lambda$ . Estas variables ofrecen ventajas muy importantes desde el punto de vista numérico.  $\Lambda$  es un factor de escala que se ajusta automáticamente de forma que se mantenga el valor absoluto de  $\lambda$

por debajo de 10. Resulta interesante destacar que el valor de  $\lambda$  puede ser negativo, pues puede haber gradientes de temperatura negativos, dando un flujo neto de energía hacia el interior de la estrella. Tal es el caso en estrellas que tienen una fuerte emisión de neutrinos en su interior.

## 2.5. Tratamiento numérico de las reacciones nucleares

En esta sección veremos cómo tratar la evolución química debida a las reacciones nucleares, siempre suponiendo que ésta pueda ser tratada separadamente de las ecuaciones de estructura.

Como vimos en la Sección 2.3, la evolución química de una enana blanca viene dada por las reacciones nucleares más los procesos de mezcla (ver ecuación (2.23)). Por ahora supongamos que en la estrella no ocurren procesos de mezcla, de esta manera, la variación en la composición será debida únicamente a las reacciones nucleares, y su expresión será:

$$\left(\frac{\partial n_i}{\partial t}\right) = -\sum_j \langle v\sigma \rangle_{ij} n_i n_j + \sum_{k,l} \langle v\sigma \rangle_{kl} n_k n_l \quad (2.29)$$

Para modelar numéricamente esta ecuación seguiremos el tratamiento propuesto por Arnett & Truran (1969). De esta manera, definiendo una cierta cantidad  $Y_i = \frac{n_i}{N_A \rho} = \frac{X_i}{A_i}$ , donde  $N_A$  es el número de Avogadro, la ecuación anterior se transforma en:

$$\left(\frac{\partial Y_i}{\partial t}\right) = -\sum_j \lambda_{ij} Y_i Y_j + \sum_{k,l} \lambda_{kl} Y_k Y_l \quad (2.30)$$

donde hemos introducido  $\lambda_{ij} = N_A \rho \langle v\sigma \rangle_{ij}$

Conociendo las cantidades  $\rho$  y  $T$  en un determinado tiempo  $t^{(n)}$ , debemos integrar el sistema de ecuaciones (2.30) en un paso temporal hasta un tiempo  $t^{(n+1)} = t^{(n)} + \Delta t$ .

A fin de lograr un método estable sin necesidad de pedir un paso de tiempo  $\Delta t$  demasiado corto, escribimos  $Y_i^{(n+1)} = Y_i^{(n)} + \Delta Y$ ; y, haciendo el producto

$$Y_i^{(n+1)} Y_j^{(n+1)} = Y_i^{(n+1)} Y_j^{(n)} + Y_i^{(n)} Y_j^{(n+1)} - Y_i^{(n)} Y_j^{(n)} + O(\Delta Y^2)$$

Obtenemos el siguiente sistema de ecuaciones algebraicas:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta Y_i}{\Delta t} &= \frac{Y_i^{(n+1)} - Y_i^{(n)}}{t^{(n+1)} - t^{(n)}} = -\sum_j \lambda_{ij} \left( Y_i^{(n+1)} Y_j^{(n)} + Y_i^{(n)} Y_j^{(n+1)} - Y_i^{(n)} Y_j^{(n)} \right) + \\ &+ \sum_{k,l} \lambda_{kl} \left( Y_k^{(n+1)} Y_l^{(n)} + Y_k^{(n)} Y_l^{(n+1)} - Y_k^{(n)} Y_l^{(n)} \right) + O(\Delta Y^2) \end{aligned} \quad (2.31)$$

De esta manera, se obtiene una ecuación por cada especie  $i = 1, \dots, N$ . Siguiendo este lineamiento, sólo hace falta pedir un paso de tiempo lo suficientemente corto como para que los incrementos  $\Delta Y^2$  sean despreciables. Resulta conveniente multiplicar por un factor pequeño el paso de tiempo utilizado para resolver las ecuaciones de estructura. De esta manera, se obtendrá un paso de tiempo de forma tal que los incrementos cuadráticos sean despreciables.

## 2.6. Tratamiento numérico de los procesos de difusión

La composición química en una estrella también puede variar debido a ciertos efectos microscópicos. Ante la presencia de gradientes en las abundancias de elementos químicos, se da un proceso de difusión química que tiende a suavizar estos gradientes. Aún en capas estelares químicamente homogéneas, tiene lugar el proceso de difusión térmica, donde los átomos más pesados pueden migrar hacia las regiones más calientes. Además, existe el proceso de difusión por presión, también llamado “gravitacional settling” o sedimentación, que tiende a llevar los elementos más pesados hacia las regiones de mayor presión. La sedimentación se da aún en capas isotermas, debido a los gradientes de presión (para más información ver Kippenhahn et al. (????)). También existe un efecto adicional que no será tenido en cuenta en nuestros cálculos, llamado levitación radiativa, que es debido al acoplamiento del campo de radiación con los átomos parcialmente ionizados y resulta en una fuerza neta dirigida hacia las regiones más externas, contrarrestando así el efecto producido por la sedimentación.

El código que se usó durante nuestro trabajo, como ya dijimos, fue el código LPCODE. Éste código incluye un tratamiento numérico de las ecuaciones de difusión, siguiendo los lineamientos usados por Iben & MacDonald (1985). Este código tiene en cuenta procesos de difusión química, sedimentación y difusión térmica. Cabe aclarar que esta última no fue tenida en cuenta por Iben & MacDonald (1985).

Para tratar la difusión se tienen en cuenta las siguientes suposiciones comunmente aceptadas en la literatura:

- Las fuerzas radiativas pueden ser despreciadas.
- Todas las partículas tienen una distribución de velocidades maxwelliana para la misma temperatura.
- Las velocidades medias maxwellianas son mucho mayores que las velocidades de difusión.
- Los campos magnéticos y la rotación estelar son despreciables.

Para el régimen de enana blanca, la levitación radiativa sólo afecta las capas superficiales y cuando la temperatura efectiva es muy alta, por ende puede ser despreciada para los análisis que realizaremos. Teniendo en cuenta estas suposiciones y; bajo la influencia de la gravedad, presiones parciales, gradientes térmicos y campos eléctricos, las velocidades de difusión en un gas de varias componentes  $i$ , satisfacen el siguiente conjunto de  $N-1$  ecuaciones: (Burgers, 1969)

$$\frac{dp_i}{dr} - \frac{\rho_i}{\rho} \frac{d\rho}{dr} - n_i Z_i e E = \sum_{j \neq i}^N K_{ij} (w_j - w_i) + \sum_{j \neq i}^N K_{ij} z_{ij} \frac{m_j r_i - m_i r_j}{m_i + m_j} \quad (2.32)$$

donde  $p_i$ ,  $\rho_i$ ,  $n_i$ ,  $m_i$ ,  $Z_i$  y  $w_i$  son, la presión parcial, la densidad, la densidad numérica, la masa, la carga eléctrica media y la velocidad de difusión respecto al centro de masa de la especie  $i$ . Cada especie  $i$  representa los distintos átomos más los electrones; de esta manera,  $N$  es el número de elementos distintos más los electrones. Los  $r_i$  representan los flujos residuales de calor,  $K_{ij}$  y  $z_{ij}$  son los coeficientes de resistencia y  $E$  es el campo eléctrico.

Además, también satisfacen las siguientes  $N$  ecuaciones del flujo de calor:

$$\begin{aligned}
 \frac{5}{2}n_i k_B \nabla T = & -\frac{5}{2} \sum_{j \neq i}^N K_{ij} z_{ij} \frac{m_j}{m_i + m_j} (w_j - w_i) - \frac{2}{5} K_{ii} z_{ii}'' r_i \\
 & - \sum_{j \neq i}^N \frac{K_{ij}}{(m_i + m_j)^2} (3m_i^2 + m_j^2 z'_{ij} + 0,8m_i m_j z''_{ij}) r_i \\
 & + \sum_{j \neq i}^N \frac{K_{ij} m_i m_j}{(m_i + m_j)^2} (3 + z'_{ij} - 0,8z''_{ij}) r_j
 \end{aligned} \tag{2.33}$$

donde  $k_B$  es la constante de Boltzmann, y  $z'_{ij}$  y  $z''_{ij}$  son los coeficientes de resistencia, que fueron tomados de Paquette et al. (1986a). Las cargas eléctricas medias  $Z_i$  fueron tratadas según el modelo de ionización por presión de Paquette et al. (1986b).

Los coeficientes de resistencia  $K_{ij}$  están relacionados con los coeficientes de difusión  $D_{ij}$  a través de la relación:

$$D_{ij} = k_B T \frac{n_i n_j}{n_i + n_j} K_{ij} \tag{2.34}$$

Las variables desconocidas que se pretende determinar son: el campo eléctrico  $E$ , las velocidades de difusión  $w_i$  y los flujos residuales de calor  $r_i$  para todos los iones y electrones. Éstas componen un conjunto de  $2N + 1$  incógnitas. Para completar el conjunto de ecuaciones usamos dos ecuaciones más, la condición de flujo de masa nulo respecto al centro de masa:

$$\sum_i A_i n_i w_i = 0 \tag{2.35}$$

y la condición de corriente eléctrica nula:

$$\sum_i Z_i n_i w_i = 0 \tag{2.36}$$

Podemos transformar la ecuación (2.32) para que quede en términos del gradiente de la densidad numérica. Considerando la ecuación de estado de un gas ideal, queda:

$$\frac{1}{n_i} \sum_{j \neq i}^N K_{ij} (w_j - w_i) + \sum_{j \neq i}^N K_{ij} z_{ij} \frac{m_i r_j - m_j r_i}{m_i + m_j} - Z_i e E = \alpha_i - k_B T \frac{d(\ln n_i)}{dr} \tag{2.37}$$

$$\alpha_i = -A_i m_H g - k_B T \frac{d(\ln T)}{dr} \tag{2.38}$$

con  $A_i$  la masa atómica,  $m_H$  la masa de H, y  $g$  la aceleración de la gravedad. En la ecuación (2.37), nos referimos al término  $\alpha_i$  del lado derecho de la igualdad como una componente debido a la sedimentación, mientras que el segundo término será una componente debido a la difusión química.

Para continuar, separamos estas componentes escribiendo a las incógnitas  $w_i$ ,  $r_i$  y  $E$  en términos de los gradientes de composición química (con expresiones similares para  $r_i$  y  $E$ ):

$$w_i = w_i^{gt} - \sum_{\text{iones } j} \sigma_{ij} \frac{d(\ln n_i)}{dr} \tag{2.39}$$

donde  $w_i^{gt}$  es la componente de la velocidad de difusión debida a la difusión térmica y a la sedimentación. La suma se extiende sólo sobre las especies de iones, excluyendo a los electrones. Los valores de  $w_i^{gt}$  y  $\sigma_{ij}$  son hallados usando las ecuaciones (2.34), (2.35), (2.36) y (2.37) mediante inversiones matriciales. El código LPCODE las resuelve usando el método de descomposición LU (Press et al., 1986).

La ecuación que gobierna el cambio en la densidad numérica de la especie  $i$  debido a procesos de difusión es:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 n_i w_i) \quad (2.40)$$

y reemplazando con la ecuación (2.39) obtenemos:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^2 \left( w_i^{gt} n_i - \sum_{\text{iones } j} \frac{n_i}{n_j} \sigma_{ij} \frac{\partial n_j}{\partial r} \right) \right] \quad (2.41)$$

Estas ecuaciones se resuelven numéricamente para las abundancias de los isótopos  $^1\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  y  $^{16}\text{O}$ . Para eso, escribimos esta última ecuación en diferencias finitas:

$$n_{i,k} - n_{i,k}^0 = \frac{\Delta t}{\Delta V_k} \left\{ -\left( r_{k+1/2}^2 w_{i,k+1/2}^{gt,0} n_{i,k+1/2} - r_{k-1/2}^2 w_{i,k-1/2}^{gt,0} n_{i,k-1/2} \right) + \sum_j \left[ r_{k+1/2}^2 S_{ij,k+1/2}^0 \frac{(n_{j,k+1} - n_{j,k})}{\Delta r_{k+1/2}} - r_{k-1/2}^2 S_{ij,k-1/2}^0 \frac{(n_{j,k} - n_{j,k-1})}{\Delta r_{k-1/2}} \right] \right\} \quad (2.42)$$

donde:

$$\Delta V_k = \frac{r_{k+1/2}^3 - r_{k-1/2}^3}{3} \quad (2.43)$$

$$r_{k+1/2}^3 = \frac{r_k^3 + r_{k+1}^3}{2} \quad (2.44)$$

$$n_{i,k+1/2} = \frac{n_{i,k} + n_{i,k+1}}{2} \quad (2.45)$$

$$S_{ij,k+1/2}^0 = \frac{n_{i,k+1/2}^0}{n_{j,k+1/2}^0} \sigma_{ij,k+1/2}^0 \quad (2.46)$$

Las cantidades con supraíndice 0 están evaluadas al comienzo del paso temporal y las que no tienen supraíndice están evaluadas al final de paso temporal. El índice  $k$  denota la capa en la que se está resolviendo, y el radio en el centro de la capa  $k$  ( $r_k$ ) no cambia durante el paso temporal. Las cantidades  $w_{i,k+1/2}^{gt,0}$  y  $\sigma_{ij,k+1/2}^0$  están evaluadas en los puntos medios entre las capas  $k$  y  $k+1$ .

El conjunto de ecuaciones (2.42) puede ser escrito como:

$$-\mathbf{A}_k n_{k+1} + \mathbf{B}_k n_k - \mathbf{C}_k n_{k-1} = D_k \quad (2.47)$$

donde las  $\mathbf{A}_k$ ,  $\mathbf{B}_k$  y  $\mathbf{C}_k$  son matrices y los  $n_k$  y  $D_k$  son vectores. De esta manera, cada capa está relacionada con sus dos capas adyacentes.

Las condiciones de contorno son: en el centro de la estrella  $\frac{\partial n_i}{\partial r} = 0$  y en la superficie  $n_i = 0$ . Aunque esta última es reemplazada por el requerimiento de que la fracción de masa de cada especie  $i$  sea uniforme a lo largo de la envoltura.

El sistema de ecuaciones lineales (2.47), cuyas  $K$  incógnitas son las  $n_k$ , es resuelto usando un procedimiento sencillo. Definimos las matrices  $\mathbf{E}_k$  y los vectores  $F_k$  de la siguiente manera:

$$n_k = \mathbf{E}_k n_{k+1} + F_k, \quad 0 \leq k \leq K - 1 \quad (2.48)$$

Por otro lado, la condición de borde en el centro de la estrella nos lleva a:

$$-\mathbf{A}_0 n_1 + \mathbf{B}_0 n_0 = D_0 \quad (2.49)$$

Y esta ecuación nos lleva a

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{B}_0^{-1} \mathbf{A}_0, \quad F_0 = \mathbf{B}_0^{-1} D_0 \quad (2.50)$$

Usamos la ecuación (2.47) para obtener relaciones de recurrencia; las cuales, siendo conocidas las cantidades:  $\mathbf{A}_k$ ,  $\mathbf{B}_k$ ,  $\mathbf{C}_k$  y  $D_k$ , y teniendo  $\mathbf{E}_{k-1}$  y  $F_{k-1}$  nos dan las cantidades  $\mathbf{E}_k$  y  $F_k$ . Las relaciones de recurrencia serán:

$$\mathbf{E}_k = \mathbf{G}_k^{-1} \mathbf{A}_k, \quad F_k = \mathbf{G}_k^{-1} (D_k + \mathbf{C}_k F_{k-1}) \quad (2.51)$$

con  $\mathbf{G}_k = \mathbf{B}_k - \mathbf{C}_k \mathbf{E}_{k-1}$

Una vez que obtuvimos  $\mathbf{E}_0$  y  $F_0$  de la ecuación (2.50), usando las ecuaciones de recurrencia podemos obtener todas las  $\mathbf{E}_k$  y  $F_k$ . La condición de contorno en el borde interno de la envoltura de la estrella, nos lleva a que  $\mathbf{E}_K = \mathbf{0}$  y  $F_k = n_K$ . De esta manera obtenemos  $n_K$ ; y, usando la ecuación (2.48) calculamos todos los  $n_k$  desde el  $K - 1$  hasta el 1.

Resulta relevante mencionar que, en cada paso temporal en la resolución de las ecuaciones de estructura, el programa resuelve las ecuaciones de difusión y calcula las nuevas abundancias químicas; acto seguido, calcula las variaciones en las abundancias químicas debido a reacciones nucleares (ver Sección 2.5) y convección, esta última en caso de que la hubiere. Además, las variaciones en las abundancias químicas debido a los procesos de difusión modifican la metalicidad  $Z$  de la estrella. Los cambios en la metalicidad conllevan variaciones en los coeficientes de opacidad y estas variaciones deben ser contempladas por el código LPCODE. Es por eso que, en dicho código están incluidas las tablas de opacidades radiativas de OPAL (Iglesias & Rogers, 1996a) para distintas metalicidades, de forma que las opacidades puedan interpolarse para una metalicidad cualquiera.

## 2.7. Física constitutiva de LPCODE

Ingredientes: una acera, una piedrita, un zapato, y un bello dibujo con tiza, preferentemente de colores.

---

Julio Cortázar, *Rayuela*

Para poder resolver las ecuaciones de estructura y evolución (2.1-2.4) junto con las ecuaciones de evolución química (2.20) es necesario conocer en detalle ciertas funciones que describen el material estelar:

$$\begin{aligned} \rho &= \rho(P, T, X_i) & \nabla_{\text{ad}} &= \nabla_{\text{ad}}(P, T, X_i) \\ \delta &= \delta(P, T, X_i) & c_p &= c_p(P, T, X_i) \\ \epsilon_{\text{nuc}} &= \epsilon_{\text{nuc}}(P, T, X_i) & \epsilon_\nu &= \epsilon_\nu(P, T, X_i) \\ \kappa &= \kappa(P, T, X_i) & \langle v\sigma \rangle_{ij} &= \langle v\sigma \rangle_{ij}(T, \rho) \end{aligned}$$



Algunas de ellas se relacionan mediante una ecuación de estado. En el código LPCODE se consideran varias ecuaciones de estado diferentes según la etapa evolutiva. Para las etapas previas a la de enana blanca, se utiliza la ecuación de estado del proyecto OPAL para composiciones ricas en H y He para la metalicidad considerada. Ésta tiene en cuenta, a bajas temperaturas y densidades, el fenómeno de ionización parcial en un gas ideal y la presión de radiación. Además, para el régimen de altas densidades contempla los fenómenos de degeneración de los electrones, presión de radiación, interacciones coulombianas y contribuciones iónicas. Para la etapa de enana blanca, el código utiliza dos ecuaciones de estado distintas. Para el régimen de baja densidad, en las capas externas, se utiliza la ecuación de estado de Magni & Mazzitelli (1979), que tiene en cuenta efectos de ionización parcial sujeta a diversos procesos de interacciones. A altas densidades, utiliza la ecuación de estado de Segretain et al. (1994), apropiada para plasmas completamente ionizados.

Durante la etapa de enana blanca el código tiene en cuenta los efectos de la difusión química y térmica, y de la sedimentación, como ya hemos descrito en secciones anteriores. Para enanas blancas con atmósferas ricas en H, las condiciones de contorno provienen de los modelos de atmósfera no gris provistos por Rohrmann et al. (2012) para temperaturas efectivas menores a 10,000 K. En cambio, para enanas blancas deficientes en H, en esta tesis se incorporaron condiciones de borde externas resultantes de los modelos de atmósfera no gris descritos en Rohrmann (2018), para temperaturas efectivas menores a 50,000 K.

A su vez, el código LPCODE tiene en cuenta las fuentes de energía durante el proceso de cristalización en el núcleo de la enana blanca, tanto el calor latente como la energía liberada por la separación de fase del carbono y oxígeno (Isern et al., 1997a, 2000). Éstos han sido incluidos siguiendo el diagrama de fase de Horowitz et al. (2010b). A su vez, en esta tesis se ha incorporado al código LPCODE la separación de fase del Oxígeno-Neón que ocurre durante la cristalización en enanas blancas ultramasivas y su consiguiente liberación de energía, siguiendo el diagrama de fase de Medin & Cumming (2010).

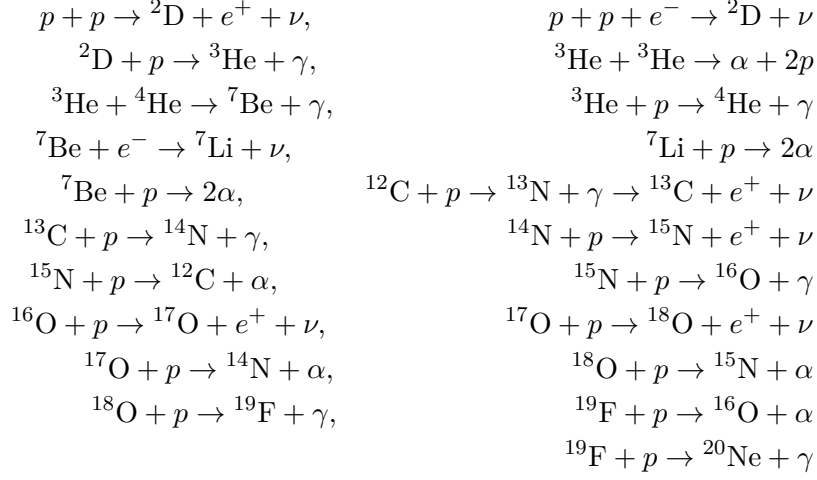
En cuanto a las opacidades radiativas necesarias para el modelado del transporte, el código utiliza las tablas de OPAL Iglesias & Rogers (1996b) para un amplio rango de metalicidades y temperaturas. A su vez, resulta importante destacar que, para los regímenes de bajas temperaturas, se consideran las opacidades moleculares para distintas proporciones de carbono y oxígeno. En ese sentido, se emplean las opacidades radiativas para bajas temperaturas calculadas por Ferguson et al. (2005) y presentadas en Weiss & Ferguson (2009), teniendo en cuenta las abundancias de metales, y también la proporción de carbono-oxígeno. En los regímenes de alta degeneración electrónica, el transporte conductivo se vuelve muy eficiente, y se utilizan las opacidades conductivas de Cassisi et al. (2007), las cuales abarcan un rango muy amplio de densidades.

Por otro lado, el código contempla la energía liberada por emisión de neutrinos. Se tienen en cuenta las tasas de emisión de neutrinos producidas por reacciones nucleares así como también por otros procesos. En particular, para la etapa de enana blanca, los procesos importantes serán dos: la emisión de neutrinos plasma, y los neutrinos producidos por bremsstrahlung. La primera se da cuando un plasmón decae en un par neutrino-antineutrino, y la segunda cuando un electrón es desacelerado en el campo coulombiano producido por el núcleo, y como consecuencia emite un par neutrino-antineutrino en lugar de un fotón. Las tasas de emisión de neutrinos por procesos par, foto y bremsstrahlung son tomadas de Itoh et al. (1996), mientras que las debidas a procesos plasma son tomadas de Haft et al. (1994).

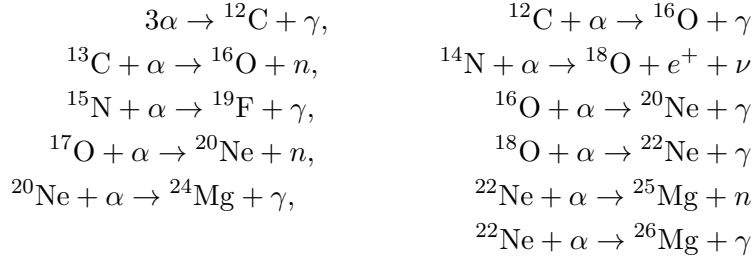
El código LPCODE considera 34 reacciones nucleares distintas para la quema de H (a través de la cadena protón-protón y del ciclo CNO), la quema de He y el encendido del C. Estas reacciones fueron suficientes para el desarrollo del presente trabajo, ya que calculamos secuencias evolutivas desde la ZAMS para estrellas de baja masa. Dichas reacciones nucleares

son:

Para la quema de H:



Para la quema de He:



Y para la quema de C:



En su gran mayoría, las tasas de las reacciones son tomadas de Caughlan & Fowler (1988), con la excepción de las tasas:  ${}^{12}\text{C} + p \rightarrow {}^{13}\text{N} + \gamma \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu$ ,  ${}^{13}\text{C}(p, \gamma){}^{14}\text{N}$ ,  ${}^{15}\text{N}(p, \gamma){}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{15}\text{N}(p, \alpha){}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{18}\text{O}(p, \alpha){}^{15}\text{N}$ ,  ${}^{18}\text{O}(p, \gamma){}^{19}\text{F}$ ,  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{16}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{20}\text{Ne}$ ,  ${}^{13}\text{C}(\alpha, n){}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{18}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{22}\text{Ne}$ ,  ${}^{22}\text{Ne}(\alpha, n){}^{25}\text{Mg}$  y  ${}^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma){}^{26}\text{Mg}$ , las cuales son extraídas de Angulo et al. (1999). Las especies nucleares consideradas en la red nuclear son H,  ${}^4\text{He}$ , D,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{13}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{N}$ ,  ${}^{15}\text{N}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{17}\text{O}$ ,  ${}^{18}\text{O}$ ,  ${}^{19}\text{F}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}$  y  ${}^{22}\text{Ne}$ .

## 2.8. Código de Pulsaciones no-radiales

Para los cálculos de pulsaciones en la aproximación adiabática, se usó el código de pulsaciones no-radiales adiabáticas LP-PUL. Este código fue desarrollado íntegramente en el seno del Grupo de Evolución Estelar y Pulsaciones, en el marco de la Tesis Doctoral del Dr. Alejandro Córscico. Este código ha sido empleado en numerosos estudios pulsacionales de estrellas enanas blancas variables (Córscico & Althaus, 2014a; Calcaferro et al., 2016), estrellas  $\delta$  Scuti y  $\gamma$  Doradus (Sánchez Arias et al., 2017) y estrellas GW Virgins (Córscico & Althaus, 2006). A su vez, se empleó en estudios adiabáticos de estrellas compactas como las subenanas (Battich et al., 2018). Dicho código de pulsaciones adiabático está basado en una modificación de la técnica de Newton-Raphson generalizada presentada en Kippenhahn et al. (1967), para resolver el conjunto de ecuaciones en diferencias que representan las ecuaciones diferenciales

de oscilaciones no-radiales, lineales y adiabáticas para estrellas con simetría esférica. Este sistema de ecuaciones, junto con las condiciones de contorno adecuadas para el centro y la superficie de la estrella, constituye un problema lineal de autovalores de cuarto orden, que requiere ser resuelto numéricamente (ver Unno et al. (1989) para más detalles).

Para calcular modos  $g$  en enanas blancas es necesario obtener el valor numérico de la frecuencia de Brunt-Väisälä. Con esta finalidad, se utiliza la expresión de Brassard et al. (1991):

$$N^2 = \frac{g^2 \rho}{P} \frac{\chi_T}{\chi_\rho} [\nabla_{\text{ad}} - \nabla + B], \quad (2.52)$$

donde  $\chi$  se refiere a la derivada parcial logarítmica de la presión con respecto a la temperatura o la densidad:

$$\chi_\rho = \left( \frac{\partial \ln P}{\partial \ln \rho} \right)_{T, \{X_i\}} \quad \chi_T = \left( \frac{\partial \ln P}{\partial \ln T} \right)_{\rho, \{X_i\}}. \quad (2.53)$$

El término de Ledoux  $B$  se calcula a través de:

$$B = -\frac{1}{\chi_T} \sum_1^{M-1} \chi_{X_i} \frac{d \ln X_i}{d \ln P}, \quad (2.54)$$

siendo  $X_i$  la abundancia de los elementos de la especie  $i$ ,  $n$  el número total de especies consideradas, y

$$\chi_{X_i} = \left( \frac{\partial \ln P}{\partial \ln X_i} \right)_{\rho, T, \{X_j \neq i\}}. \quad (2.55)$$

Este tratamiento es denominado tratamiendo de “Ledoux modificado” (Tassoul et al., 1990), el cual ha sido generalizado para incluir las variaciones en abundancia de las especies nucleares más abundantes en las enanas blancas típicas (H,  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$  y  $^{16}\text{O}$ ). El término de Ledoux  $B$  representa la mayor parte de la contribución a la frecuencia de Brunt-Väisälä debido a cambios en la composición química.

El código de pulsaciones adiabático LP-PUL trabaja en conjunto con el código de evolución estelar LPCODE descrito en las secciones anteriores. Para correrlo, primero, se elige un intervalo de temperaturas efectivas y un rango de períodos en los que se pretende obtener los modos. El código LPCODE calcula los modelos evolutivos hasta llegar al borde del intervalo de  $T_{\text{eff}}$  requerido. A partir de allí, el código LP-PUL llama a la rutina que busca los modos adiabáticos de pulsación, utilizando el método del discriminante (ver Unno et al. (1989)), barriendo el rango de períodos considerado. Una vez que se encuentra un modo, el programa genera una solución aproximada para las autofunciones y el autovalor adiabáticos. Esta solución es mejorada iterativamente haciendo uso de un método tipo Henyey. Cuando el programa termina el cálculo del modo, comienza nuevamente a buscar modos y el procedimiento se repite hasta que el rango de períodos haya sido completado. De esta manera, el programa ha encontrado los modos adiabáticos en el rango de períodos considerado para el primer modelo evolutivo. Acto seguido, el código evolutivo genera el modelo evolutivo correspondiente al siguiente valor de temperatura efectiva, y llama a la rutina de pulsaciones adiabáticas nuevamente, pero esta vez sin realizar una búsqueda de modos, pues utiliza los modos ya calculados para el modelo evolutivo anterior como soluciones iniciales del método iterativo, las cuales serán mejoradas hasta encontrar los modos para este nuevo modelo evolutivo. Este procedimiento se repite para todo el rango de temperaturas efectivas considerado.

Para cada modo, el código de pulsaciones adiabático LP-PUL calcula la frecuencia adimensional  $\omega_{\ell,k}$ , los períodos de pulsación  $\Pi_{\ell,k} = 2\pi/\sigma_{\ell,k}$ , los coeficientes de rotación  $C_{\ell,k}$ , la

energía cinética de oscilación  $E_{\ell,k}$ , las funciones de peso  $W_{\ell,k}$  y las autofunciones del desplazamiento ( $\xi_r$ ), de las variaciones en el campo gravitatorio ( $\Phi'$  y  $\frac{d\Phi'}{dr}$ ) y de la variación de la presión ( $P'$ ), donde  $k$  es el orden radial y  $\ell$  es el grado armónico.

Los cálculos de pulsaciones no-adiabáticas han sido realizados usando el código de pulsaciones LP-PUL no-adiabático (Córscico et al., 2006). Este código utiliza como soluciones iniciales aproximadas de entrada las soluciones adiabáticas obtenidas por el código numérico LP-PUL adiabático. Teniendo los modos adiabáticos para un determinado modelo evolutivo, el código no-adiabático itera para encontrar las soluciones no-adiabáticas utilizando un método de tipo Henyey. Cuando el programa terminó la iteración de todos los modos no-adiabáticos de un determinado modelo estelar, continúa con el siguiente modelo y así sucesivamente hasta barrer el rango de temperaturas efectivas considerado. Teniendo la autofrecuencia y las autofunciones no-adiabáticas, el código de pulsaciones calcula los períodos no-adiabáticos. Para determinar cuáles de todos los modos calculados son pulsacionalmente inestables, se calcula el llamado coeficiente de estabilidad normalizado  $\eta$ :

$$\eta = -\sigma_I/\sigma_R \quad (2.56)$$

donde  $\sigma_I = \Im(\sigma)$  y  $\sigma_R = \Re(\sigma)$ . Este coeficiente es obtenido de la solución de las ecuaciones de pulsación no-adiabáticas y nos permite determinar cuáles modos son inestables, es decir, aquellos con  $\eta > 0$

## Capítulo 3

# Quema estable de hidrógeno en enanas blancas

Los resultados presentados en este Capítulo se encuentran respaldados por una publicación en la revista A&A (Althaus et al., 2015b).

### 3.1. Introducción

Como ya hemos mencionado, las enanas blancas constituyen el destino final más común de la evolución estelar. Es por esto que proveen información valiosa acerca de la historia de sus estrellas progenitoras, de los procesos físicos que rigen la evolución estelar, de la historia de la formación estelar y acerca de las características de varias poblaciones estelares (ver Fontaine & Brassard (2008); Winget & Kepler (2008) y Althaus et al. (2010b)). En ese sentido, las enanas blancas son consideradas actualmente como uno de los mejores indicadores de edades de una amplia variedad de poblaciones estelares galácticas y de cúmulos abiertos y globulares (ver aplicaciones en Winget et al. (2009a); García-Berro et al. (2010a); Jeffery et al. (2011); Bono et al. (2013); Hansen et al. (2013)). El uso de las enanas blancas como relojes cósmicos para datar poblaciones estelares trae como consecuencia la necesidad de computar modelos evolutivos completos para este tipo de estrellas, teniendo en cuenta todas las fuentes y sumideros de energía, así como un tratamiento completo de la evolución de sus estrellas progenitoras (Renedo et al., 2010a; Salaris et al., 2010).

Es un hecho generalmente aceptado, que la evolución de una enana blanca es insensible a la cantidad de metales contenida en la estrella progenitora. Esto se debe a que las altas gravedades que caracterizan las atmósferas de las enanas blancas, hacen que todo el contenido de metales sea sedimentado en una escala de tiempo muy corta, dejando envolturas puras muy al comienzo de la etapa de enana blanca, y haciendo que la tasa de enfriamiento no sea afectada por la metalicidad (ver Sección 2.6). Una de las principales ventajas de la determinación de edades a través del uso de enanas blancas es justamente que esta determinación no es afectada por la metalicidad de la población. Sin embargo, la metalicidad del progenitor puede afectar la composición química del núcleo de una enana blanca, y esto trae aparejadas consecuencias en los tiempos de enfriamiento. En particular, debido a que la relación masa-inicial-masa-final sí depende de la metalicidad, dada una enana blanca de una determinada masa, según la metalicidad de la población la masa inicial de su progenitora puede ser diferente, y por ende se esperan diferentes perfiles de oxígeno según la metalicidad de la población.

En este Capítulo mostraremos que el rol de la metalicidad en la evolución de una enana blanca puede ser mucho más importante de lo que se creía hasta ahora. En un estudio explora-

### 3. Quema estable de hidrógeno en enanas blancas

**Tabla 3.1.** Propiedades básicas de las secuencias evolutivas con  $Z = 0,00003, 0,0001, 0,0005$  y  $0,001$ .  $M_{\text{ZAMS}}$ : masa inicial,  $M_{\text{WD}}$ : masa de la enana blanca resultante,  $\log M_{\text{H}}$ : logaritmo de la masa de H al momento de máxima temperatura efectiva, cuando comienza la secuencia de enfriamiento de enana blanca,  $t_{\text{SP}}$ : edad de la estrella al finalizar la secuencia principal (definido como el momento en que la abundancia central de H llega a  $10^{-6}$ ),  $t_{\text{He}}$ : edad al comienzo de la quema central de He,  $t_{\text{IPT}}$ : edad al primer pulso térmico,  $N_{\text{PT}}$ : número de pulsos térmicos, C/O: cociente entre las abundancias de carbono y oxígeno, en el momento en que la estrella ya ha abandonado la AGB y ha llegado a  $\log T_{\text{eff}} = 4$ .

$M_{\text{ZAMS}} (M_{\odot})$	$M_{\text{WD}} (M_{\odot})$	$\log M_{\text{H}} (M_{\odot})$	$t_{\text{SP}} (\text{Gaños})$	$t_{\text{He}} (\text{Gaños})$	$t_{\text{IPT}} (\text{Gaños})$	$N_{\text{PT}}$	C/O
$Z = 0,00003$							
0.80	0.50611	-4,253	11.828	12.602	12.701	3	16.221
0.90	0.52007	-3,983	7.741	8.312	8.403	3	10.618
0.95	0.53487	-3,859	6.388	6.888	6.978	2	31.084
1.00	0.53967	-3,982	5.330	5.771	5.859	3	20.180
1.50	0.61840	-3,949	1.304	1.485	1.623	12	23.882
1.75	0.68029	-4,224	0.773	0.903	1.042	19	23.647
2.00	0.77021	-4,376	0.504	0.586	0.711	25	12.736
$Z = 0,0001$							
0.80	0.51976	-3,220	11.863	12.741	12.844	1	0.270
0.85	0.53512	-3,304	9.500	10.269	10.367	3	0.301
0.90	0.54839	-3,360	7.694	8.347	8.440	3	0.295
0.95	0.56145	-3,435	6.329	6.901	6.998	4	0.324
1.00	0.56765	-3,461	5.269	5.793	5.886	4	0.332
1.25	0.61940	-3,652	2.462	2.793	2.886	8	0.325
1.50	0.66588	-3,851	1.276	1.486	1.580	12	0.264
2.00	0.73821	-4,347	0.581	0.605	0.749	23	11.477
2.50	0.82623	-4,648	0.342	0.348	0.421	35	13.355
$Z = 0,0005$							
0.80	0.50932	-3,231	12.008	13.124	13.242	1	0.241
0.85	0.54164	-3,424	9.551	10.520	10.622	3	0.296
0.90	0.54619	-3,432	7.801	8.601	8.706	3	0.240
1.00	0.56634	-3,512	5.335	5.955	6.059	5	0.267
1.25	0.60391	-3,717	2.392	2.797	2.898	7	0.304
1.50	0.65406	-3,904	1.337	1.539	1.638	12	0.298
2.00	0.71244	-4,245	0.610	0.633	0.799	20	3.202
2.50	0.81197	-4,485	0.357	0.364	0.441	31	1.289
$Z = 0,001$							
0.85	0.53846	-3,434	9.892	11.033	11.136	2	0.307
1.00	0.55946	-3,561	5.411	6.210	6.313	4	0.299
1.25	0.60195	-3,747	2.384	2.906	3.007	7	0.289
1.50	0.63962	-3,924	1.386	1.590	1.687	11	0.278
1.75	0.66940	-4,035	0.898	0.983	1.092	15	0.269
2.25	0.75394	-4,329	0.477	0.489	0.605	26	0.262

torio, Miller Bertolami et al. (2013a) calcularon por primera vez secuencias de enanas blancas resultantes de la evolución completa de sus estrellas progenitoras de muy baja metalicidad ( $Z = 0,0001$ ). Estos autores encontraron que, debido a la baja metalicidad de sus estrellas progenitoras, estas enanas blancas nacen con envolturas de H lo suficientemente gruesas como para llevar a cabo una quema estable de H en capa intensa. Específicamente, encontraron que, para esta metalicidad, y para enanas blancas con masas menores a  $\sim 0,6 M_{\odot}$ , la quema estable de H en capa constituye la principal contribución a la luminosidad total de la estrella, incluso a luminosidades tan bajas como  $\log(L/L_{\odot}) \simeq -3,2$ , retrasando los tiempos de enfriamiento de las enanas blancas por largos períodos de tiempo.

Estos descubrimientos se contraponen a la teoría estándar de evolución de enanas blancas, la cual desprecia toda quema nuclear residual. Está suposición habitualmente es válida, ya que la quema estable de H en capa usualmente es una fuente de energía menor en enanas blancas con luminosidades por debajo de  $\sim 100 L_{\odot}$ . Sin embargo, estrictamente la quema de H en capa nunca se apaga por completo y, dependiendo de la masa de la enana blanca y de la masa de H que queda como consecuencia de las etapas evolutivas previas (lo cual depende fuertemente de la metalicidad, ver Iben & MacDonald (1986a)), puede ser una fuente de energía no desperdiable. Cabe remarcar que, como se muestra en Miller Bertolami et al. (2013a), para evaluar correctamente el rol de la quema nuclear de H en la energética de las enanas blancas, se requiere el cálculo preciso de la evolución completa de sus estrellas progenitoras, especialmente de los pulsos térmicos en la AGB.

Motivados por estos importantes hallazgos, en esta tesis se presentan nuevos modelos evolutivos de enanas blancas para un amplio rango de metalicidades, que cubren las metalicidades esperadas en poblaciones estelares de baja metalicidad, como el halo galáctico, o la población de cúmulos globulares de nuestra galaxia. Estos modelos de enanas blancas son apropiados para la datación de poblaciones estelares viejas, pobres en metales. Hemos calculado la evolución completa de las enanas blancas consistentemente con la evolución completa de sus estrellas progenitoras, comenzando en la ZAMS, pasando por la quema central de H, el *flash* central de He (si lo hubiere), la quema central de He estable, la AGB completa incluyendo los pulsos térmicos y la etapa de post-AGB hasta la etapa de enana blanca. Con la finalidad de determinar para qué rango de metalicidades la quema residual de H es relevante para la evolución de la enana blanca, hemos considerado cuatro metalicidades diferentes para las estrellas progenitoras:  $Z = 0,001$ ,  $0,0005$ ,  $0,0001$ , y  $0,00003$ . Estos cálculos constituyen el primer conjunto de secuencias evolutivas completas de enanas blancas, resultantes de progenitores de baja metalicidad, que cubren el rango de masas iniciales más importantes y, consecuentemente, cubren el rango de masas de enanas blancas más relevante. Es importante remarcar que, el hecho de haber calculado la evolución completa de las estrellas progenitoras, nos permite disponer de modelos iniciales de enanas blancas auto-consistentes. Esto implica que, la masa de H residual en la envoltura, y la masa del *shell* de He, fueron obtenidas de cálculos evolutivos completos, en lugar de haber sido incorporadas artificialmente en los modelos iniciales de enanas blancas, tomando valores típicos.

## 3.2. Tratamiento numérico y física constitutiva

Los cálculos numéricos presentados en este Capítulo, fueron realizados utilizando el código de evolución estelar LPCODE. En el Capítulo 2 se describió detalladamente la física constitutiva del código, las ecuaciones de evolución estelar y el tratamiento numérico adoptado. A continuación describiremos rápidamente las consideraciones más importantes para este trabajo. Para empezar, la mezcla extra debido al *overshooting* en los bordes convectivos ha sido considerada durante la quema central de H y He, y despreciada durante los pulsos térmicos

en la AGB y durante la etapa de enana blanca. El no considerar *overshooting* durante los pulsos térmicos será un punto crucial de este trabajo. La inestabilidad de los *breathing pulses*, que tiene lugar llegando al final de la quema central de He, ha sido suprimida. La red nuclear considerada es la descrita en la Sección 2.7. Las opacidades conductivas y radiativas han sido tomadas de OPAL (Iglesias & Rogers, 1996a) y de Cassisi et al. (2007), respectivamente. Para el régimen de baja temperatura, se usaron las opacidades moleculares radiativas de Ferguson et al. (2005), presentadas en Weiss & Ferguson (2009), que consideran diferentes cocientes C/O. Estas opacidades son sumamente necesarias para calcular correctamente la evolución durante la AGB de las estrellas progenitoras, la cual resulta crucial para este trabajo. En el código LPCODE, las opacidades moleculares han sido computadas adoptando las tablas de opacidades para las abundancias de metales y los cocientes C/O. La implementación de estas tablas ha sido hecha por interpolaciones cuadráticas en  $R = \rho/T_6^3$ ,  $T$  y  $X_H$ , respectivamente, y con interpolaciones lineales en  $N_C/N_O$ .

La ecuación de estado considerada durante la secuencia principal es la de OPAL para composiciones ricas en H y He. Ésta tiene en cuenta el efecto de la metalicidad considerada. Para el cómputo de la etapa de enana blanca, se usó la ecuación de estado de Magni & Mazzitelli (1979), para el régimen de baja densidad, mientras que para el dominio de alta densidad se usó la ecuación de estado de Segretain et al. (1994), la cual tiene en cuenta todas las contribuciones importantes en las fases líquidas y sólidas. A su vez, hemos tenido en cuenta la difusión química, térmica y la sedimentación gravitatoria de los siguientes elementos:  $^1\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  y  $^{16}\text{O}$ , ver Sección 2.6. La difusión constituye un ingrediente importante al evaluar la quema de H, ya que lleva el H hacia regiones más calientes, propiciando la quema nuclear (Iben & MacDonald, 1986a, 1985).

Para el régimen de enana blanca y para temperaturas efectivas por debajo de los 10,000 K, se han considerado condiciones de borde externas resultantes de resolver modelos de atmósfera no-gris (Rohrman et al., 2012). En nuestras simulaciones hemos tenido en cuenta todas las fuentes y sumideros de energía relevantes, incluyendo la liberación de energía por calor latente y separación de fase durante la cristalización, siguiendo el diagrama de fase de Horowitz et al. (2010a). Debido a la baja metalicidad de nuestros modelos, la difusión del  $^{22}\text{Ne}$  como fuente extra de energía no ha sido considerada, ya que no se espera un efecto notable en los tiempos de enfriamiento. En particular, la quema de H ha sido considerada hasta luminosidades tan bajas como  $\log(L/L_\odot) \approx -4$ . Todas estas fuentes de energía han sido calculadas consistentemente y localmente acopladas a las ecuaciones de evolución estelar (ver Capítulo 2 para una descripción detallada).

Para poder evaluar correctamente el rol de la quema nuclear en las enanas blancas, es sumamente necesario el cálculo completo de las etapas evolutivas previas que llevan a la formación de nuestras enanas blancas. La versión actual del código LPCODE supera considerablemente a las versiones anteriores de este código. En particular, supera ampliamente la versión utilizada para realizar los cálculos de Renedo et al. (2010a), tanto en la microfísica, como en el tratamiento numérico para seguir la evolución de la estrella progenitora a través de los pulsos térmicos en la AGB. En particular, en estos cálculos previos, era necesario modificar artificialmente el perfil de opacidad cerca de la base de la envoltura convectiva, a fin de evitar dificultades numéricas llegando al final de los pulsos térmicos en la AGB. En el presente trabajo, todos los progenitores han evolucionado naturalmente a través de los pulsos térmicos en la AGB, es decir, que no hemos forzado a nuestros modelos evolutivos a abandonar los pulsos térmicos a fin de obtener estructuras de enanas blancas realistas.

Como ya hemos mencionado, en el cálculo de los progenitores de nuestros modelos de enanas blancas hemos despreciado la mezcla extra por *overshooting* en los pulsos térmicos en la AGB. La razón de esta elección radica en que estamos interesados en proveer secuencias

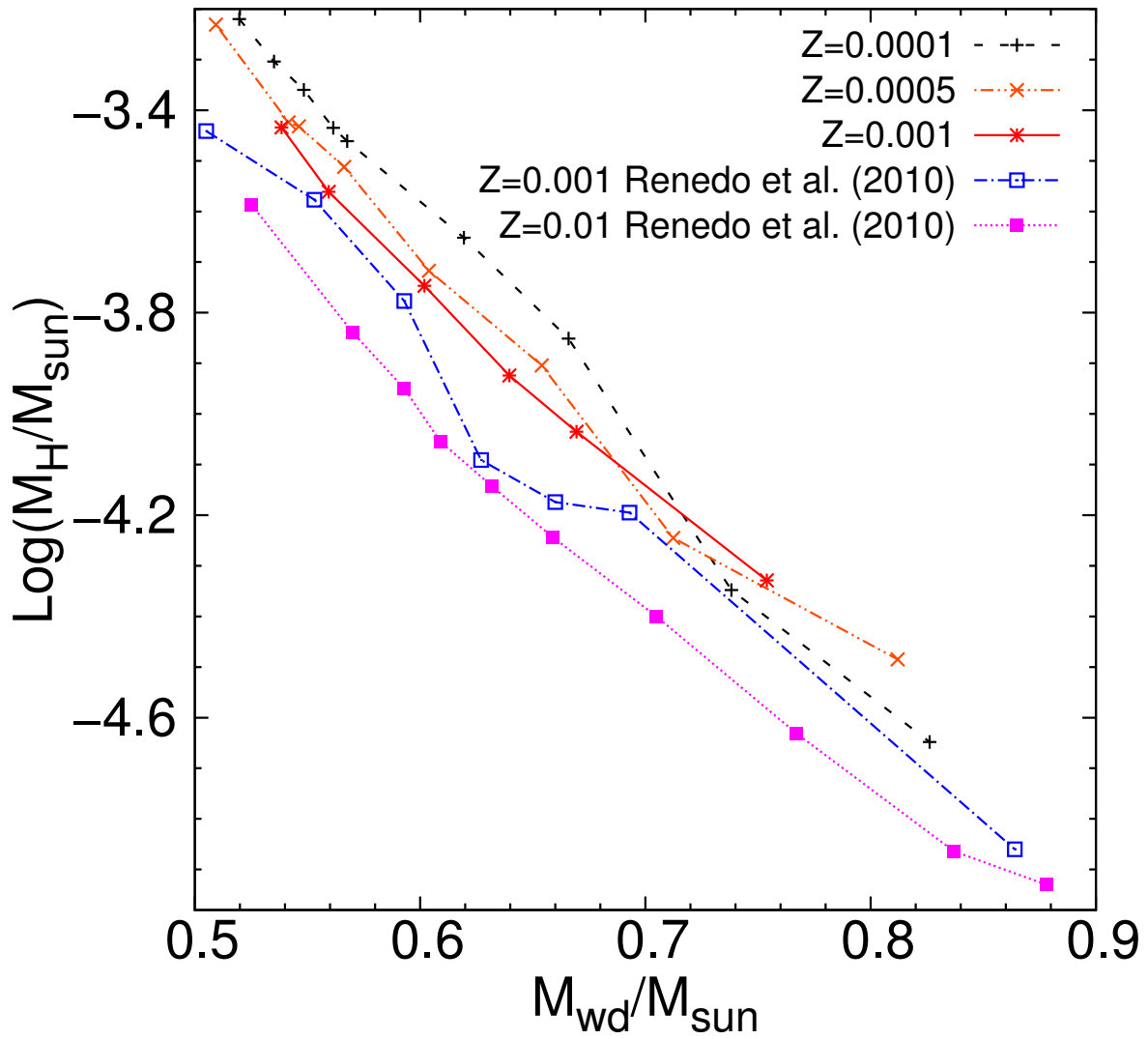


evolutivas de enanas blancas en las que la quema nuclear residual de H tenga el mayor efecto posible en los tiempos de enfriamiento. Como consecuencia de esta elección, la masa del núcleo de nuestros modelos progenitores crece gradualmente durante los pulsos térmicos en la AGB. Esto se debe a que, la ausencia de mezcla extra en la base de la *pulse driven convective zone* inhibe la ocurrencia del tercer *dredge-up*, favoreciendo el crecimiento del núcleo (Weiss & Ferguson, 2009). Es por esto que la pérdida de masa juega un papel preponderante en la determinación de la masa final del núcleo hacia el final de la AGB, y por ende, en la relación masa-inicial-masa-final. En este trabajo, se consideró la tasa de pérdida de masa durante la rama de las gigantes rojas de Schröder & Cuntz (2005). Para la etapa de AGB, también se usó Schröder & Cuntz (2005) para pulsos térmicos con períodos menores a 50 días. Para períodos más largos, se toma el máximo de las tasas de Schröder & Cuntz (2005) y Groenewegen et al. (2009) para estrellas ricas en oxígeno, y el máximo de las tasas de Schröder & Cuntz (2005) y Groenewegen et al. (1998) para estrellas ricas en carbono. En todas nuestras secuencias evolutivas, la pérdida de masa ha sido suprimida cuando la estrella llega a  $\log T_{\text{eff}} = 4$  durante la etapa post-AGB. Esta consideración no afecta la masa final de H que caracteriza a la enana blanca, como mostraremos más adelante.

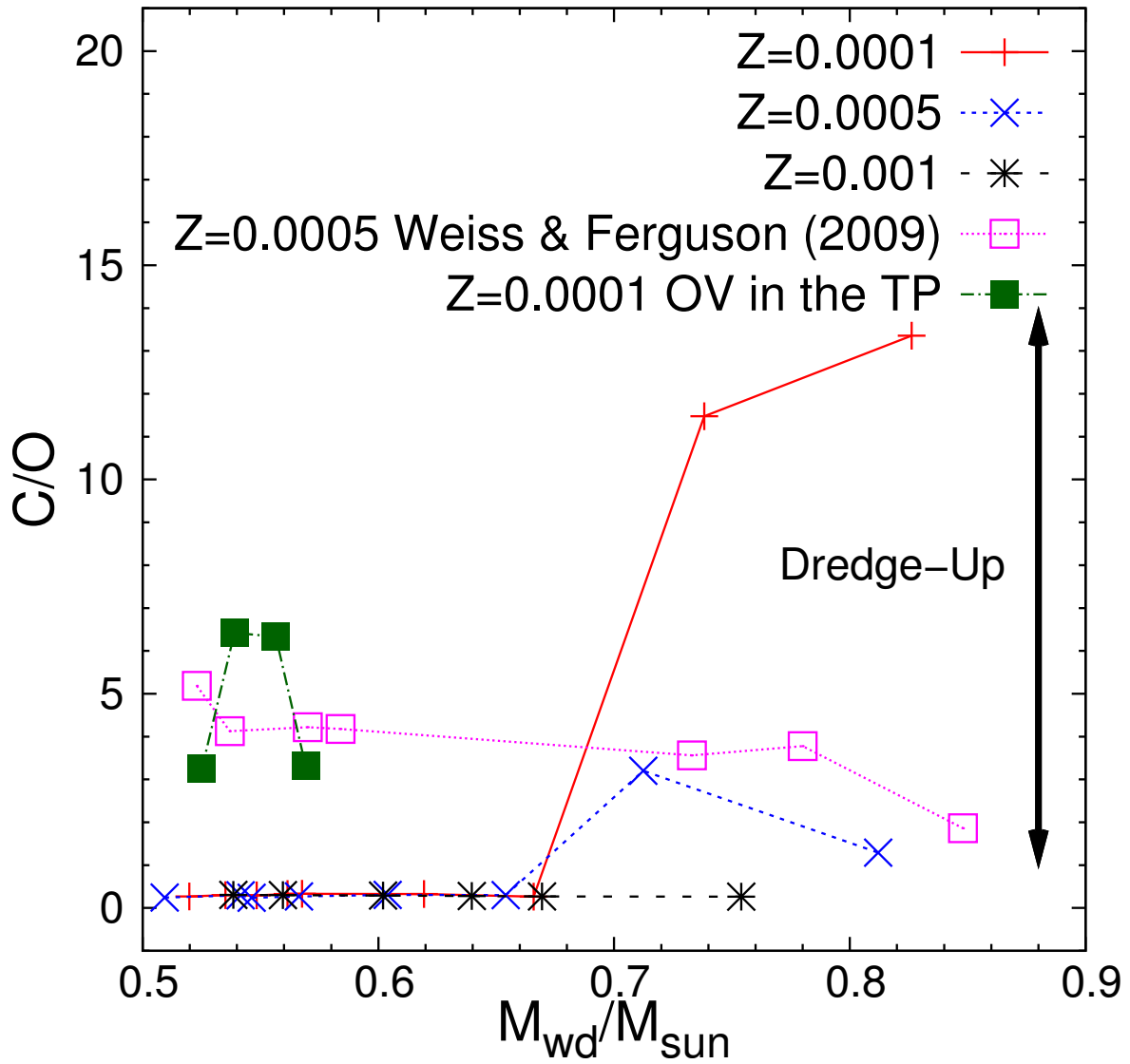
Los modelos iniciales de nuestras secuencias de enanas blancas corresponden a modelos estelares derivados del cálculo completo de las etapas evolutivas previas de sus estrellas progenitoras. Hemos considerado cuatro metalicidades para las estrellas progenitoras:  $Z = 0,001, 0,0005, 0,0001$  y  $0,00003$ . Las abundancias iniciales de H en la ZAMS son, respectivamente, 0.752, 0.7535, 0.7547, y 0.7549. Se calcularon un total de 30 secuencias evolutivas consistentemente desde la ZAMS, pasando por la quema central de H y de He, los pulsos térmicos durante la AGB, y la etapa de nebulosa planetaria. Éstas comprenden un rango de masas iniciales desde 0.8 a  $2,5 M_{\odot}$ . Las masas iniciales de los progenitores en la ZAMS, junto con las masas de las enanas blancas resultantes y otras cantidades que serán discutidas en detalle más adelante, están listadas en la tabla 3.1. Todas nuestras secuencias evolutivas de enanas blancas han sido calculadas hasta luminosidades tan bajas como  $\log(L/L_{\odot}) = -5,0$ . A su vez, hemos calculado secuencias evolutivas adicionales para estimar el impacto de la tasa de pérdida de masa adoptada y del *overshooting* considerado durante la AGB (y el consecuente tercer *dredge-up* en progenitores de baja masa), en la masa total de H, ver Sección 3.3.1.

Como mostraremos más adelante, en ausencia de episodios de tercer *dredge-up* durante la AGB, la mayor parte de la evolución de enanas blancas resultantes de progenitores de baja masa ( $M \lesssim 1,25 M_{\odot}$ ) y baja metalicidad, es dominada por la quema residual estable de H. En particular, la ocurrencia del tercer *dredge-up* reduce la masa final de H con la que las enanas blancas entran en la secuencia de enfriamiento y, como consecuencia, el rol de la quema nuclear de H en la evolución de la enana blanca es fuertemente reducido (ver Sección 3.3.1). Contrariamente al caso de estrellas de alta metalicidad, para las cuales existe evidencia observacional directa de la ocurrencia del tercer *dredge-up* en estrellas AGB con masas mayores a  $M \sim 1,5 M_{\odot}$  (Lebzelter et al., 2008), para estrellas con bajo contenido en metales no hay evidencia directa de episodios de tercer *dredge-up*, especialmente para el caso de estrellas AGB de baja masa.

Sin embargo, en la literatura existe cierta evidencia de la ocurrencia del tercer *dredge-up* en estrellas con muy bajo contenido de metales, provista por las observaciones de estrellas con envolturas enriquecidas en carbono de baja metalicidad (llamadas estrellas CEMP). De todas maneras, no hay un consenso claro sobre el origen del enriquecimiento en carbono de las estrellas CEMP. Un escenario posible involucra un sistema binario formado por una estrella de baja masa (la observada hoy día) y su compañera, una más masiva que le donó carbono en un evento de transferencia de masa. Este escenario requiere que la estrella masiva



**Figura 3.1.** Logaritmo de la masa total de H (en masas solares) al momento de máxima temperatura efectiva de la secuencia enfriamiento, en función de la masa de la enana blanca para  $Z = 0,0001, 0,0005$  y  $0,001$ . A su vez, se muestran las predicciones de Renedo et al. (2010a) para progenitores con  $Z = 0,001$  y  $Z = 0,01$ .



**Figura 3.2.** Cociente entre las abundancias de carbono y oxígeno hacia el final de los pulsos térmicos en la AGB, en función de la masa de la enana blanca resultante de progenitores con  $Z = 0,0001, 0,0005$ , y  $Z = 0,001$  (línea continua, punteada y a trozos, respectivamente). Además, se muestra con cuadrados coloreados las predicciones para nuestra secuencias de baja masa resultantes de progenitores con  $Z = 0,0001$ , si se considera *overshooting* durante los pulsos térmicos en la AGB. Los resultados de Weiss & Ferguson (2009) para progenitores con  $Z = 0,0005$  se muestran con cuadrados vacíos.

esté en el rango adecuado de masas, para llegar a la AGB con una producción semejante de carbono y elementos producidos por procesos-s, es decir, entre 1.3 y 6  $M_{\odot}$  (Carollo et al., 2014). Es por esto que este escenario está asociado a estrellas progenitoras masivas y de masa intermedia, y no a estrellas de baja masa como las que son relevantes para nuestro estudio. Es importante notar que, la evidencia brindada por las estrellas CEMP de la ocurrencia del tercer *dredge-up* es concordante con los resultados de nuestros cálculos evolutivos para progenitores con metalicidad  $Z = 0,0001$ , los cuales predicen el enriquecimiento de carbono en las capas externas para masas estelares mayores a  $\sim 1,5 M_{\odot}$ , aún cuando hemos despreciado el *overshooting* (ver Tabla 3.1).

La evidencia brindada por observaciones de las estrellas CEMP no es suficiente para aseverar la ocurrencia del tercer *dredge-up* en estrellas AGB de baja masa y baja metalicidad. Desde el punto de vista teórico, encender el *overshooting* en la base de la envoltura convectiva, artificialmente trae aparejada la ocurrencia del tercer dredge-up (Mowlavi, 1999). A su vez, las inferencias observacionales de la relación masa-inicial-masa-final para estrellas de metalicidad solar sugieren que el *overshooting* en la AGB debería ser considerablemente menor que el *overshooting* durante la quema central de H (Salaris et al., 2009). Esta evidencia observacional es concordante con argumentos hidrodinámicos simples, que sugieren que la penetración de la envoltura convectiva hacia la transición H-He debe ser menor. En efecto, Meakin & Arnett (2007) proponen que el número de Richardson ( $Ri_B$ ) puede ser usado como una estimación adimensional de la “rigidez” de una capa estable ante la posible penetración de una capa turbulenta. Este número, por ende, puede ser usado para acotar la eficiencia de los episodios de mezcla extra. A fin de estimar la ocurrencia de episodios de tercer *dredge-up* en nuestras secuencias evolutivas hemos calculado  $Ri_B$  a lo largo de la transición H/He de nuestra secuencia evolutiva de  $M_{ZAMS} = 0,90M_{\odot}$  y  $Z = 0,0001$ , siguiendo el tratamiento provisto por Meakin & Arnett (2007):

$$Ri_B = \frac{\Delta b L}{\sigma^2} \quad (3.1)$$

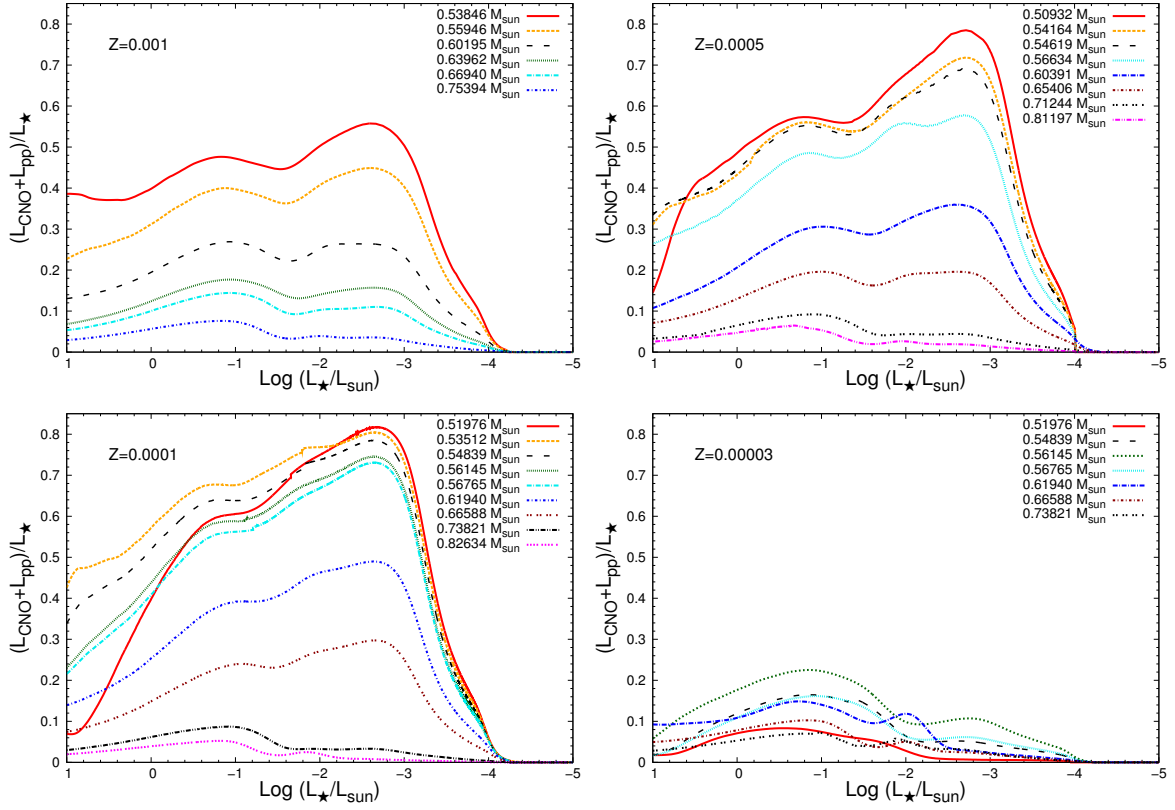
$$\Delta b = \int_{r_{Schw}}^{r_i} N^2 dr \quad (3.2)$$

en donde  $r_i$  es la capa en donde queremos estimar la eficiencia de la penetración,  $r_{Schw}$  es la frontera de la zona convectiva que nos da el criterio de Schwarzschild, y  $L$  es la longitud de la mezcla para los movimientos turbulentos horizontales. Asumimos que  $L_{horizontal} \approx L_{vertical} \approx H_p = P/(\rho g)$ , donde  $H_p$  es la altura de escala de presión.  $\sigma$  es la velocidad de turbulencia paralela a la interface (horizontal), la cual asumimos que es igual a la vertical.  $L$  y  $\sigma$  se evalúan en  $r_{Schw}$ ,  $\sigma$  se obtiene de hacer el cociente entre el coeficiente de difusión  $D$  y la longitud característica de la mezcla  $l$ .  $N^2$  es la frecuencia de Brunt-Väisälä, dada por:

$$N^2 = g \left( \frac{1}{\Gamma_1} \frac{d \ln P}{dr} - \frac{d \ln \rho}{dr} \right) \quad (3.3)$$

donde  $\Gamma_1 = \frac{\chi_{\rho}}{1 - \nabla_{ad} \chi_T}$ ,  $\chi_{\rho} = \frac{\rho}{d \ln \rho / dr}$  y  $\chi_T = -\frac{d \ln T / dr}{d \ln P / dr}$ .

Esta estimación de  $Ri_B$  fue realizada en el momento en el que la zona convectiva externa alcanza su máxima profundidad, y eso sucede durante el segundo pulso térmico en la secuencia de  $M_{ZAMS} = 0,90M_{\odot}$  y  $Z = 0,0001$ , que es cuando se espera que ocurra el tercer *dredge-up*. Los valores obtenidos dan del orden de  $\sim 1$  en la zona rica en H, y llegan hasta  $\sim 5 \times 10^5$  en la zona enriquecida en carbono por la *pulse driven convection zone*. Comparando con los valores obtenidos para el océano, los cuales sugieren que la penetración ocurre hasta valores de  $Ri_B \sim 10^5 - 10^6$ , consideramos que el valor que obtuvimos no es lo suficientemente pequeño



**Figura 3.3.** Fracción de la luminosidad total de la enana blanca debida a las reacciones nucleares de H para las cuatro metalicidades consideradas en este trabajo. Nótese que para  $Z = 0,0001$  y  $Z = 0,0005$ , la quema nuclear residual de H se vuelve la fuente principal de energía de enanas blancas poco masivas, incluso a bajas luminosidades.

como para asegurar que una importante cantidad de carbono sea dragada hacia la superficie (Meakin & Arnett, 2007). Es por esto que, este simple argumento hidrodinámico no garantiza que sucedan episodios de tercer *dredge-up*. En ese sentido, consideramos que la ocurrencia de episodios de tercer *dredge-up* debe ser testada observacionalmente, y, para poder evaluar su eficiencia, es importante calcular secuencias evolutivas despreciando el *overshooting* durante los pulsos térmicos en la AGB.

### 3.3. Resultados evolutivos

En todas nuestras secuencias, la evolución comienza en la ZAMS y se sigue a través de las etapas de quema central estable de H y He, la totalidad de los pulsos térmicos en la AGB, la etapa de nebulosa planetaria a altas temperaturas efectivas y, finalmente, la secuencia de enfriamiento de enana blanca, hasta que la estrella llega a muy bajas luminosidades superficiales. La mayoría de nuestras secuencias experimentan el *flash* central de He en el *tip* de la rama de las gigantes rojas, y los subflashes subsiguientes, antes de que la estrella alcance la quema central estable de He. Este camino evolutivo se da en estrellas de baja masa. La masa de la enana blanca final, en unidades de masa solar, de todas nuestras secuencias se muestra en la Tabla 3.1, junto con los tiempos evolutivos en Giga-años ( $10^9$  años) de las etapas más

relevantes de las estrellas progenitoras. A su vez, en esta tabla se indica la masa total residual de H al al comienzo de la etapa de enana blanca <sup>1</sup>, el número de pulsos térmicos durante la AGB, y el cociente final de las abundancias de carbono y oxígeno (C/O) después de que la estrella ha abandonado la AGB.

La Tabla 3.1 muestra que la cantidad total de H residual que deja la evolución previa decrece conforme aumenta la masa de la enana blanca, como era de esperarse. Este hecho resulta de suma ayuda para entender la dependencia con la masa estelar que tiene la importancia de la quema nuclear de H, como se explicará más adelante. Otra tendencia que puede verse fácilmente en la Tabla 3.1, es que la cantidad de H residual en la enana blanca está sumamente ligada a la metalicidad del progenitor. Esto está relacionado con un resultado ya conocido de que, progenitores de baja metalicidad terminan la etapa de AGB con envolturas más masivas (Iben & MacDonald, 1986a), dando lugar a la formación de enanas blancas con envolturas gruesas de H. En efecto, hemos encontrado que, en general, para una dada masa de la enana blanca, se espera un contenido de H mayor para enanas blancas con metalicidades más bajas, con la excepción de las secuencias de muy baja metalicidad ( $Z = 0,00003$ ). Este resultado puede verse en detalle en la Fig. 3.1, que muestra la masa total de H, en unidades solares, al comienzo de la etapa de enana blanca para nuestros modelos con  $Z = 0,0001, 0,0005$  y  $0,001$ , en función de la masa de la enana blanca. A su vez, se muestran las predicciones de Renedo et al. (2010a) para progenitores con  $Z = 0,001$  y  $Z = 0,01$ . Es de esperarse que, modelos con envolturas de H más masivas, presenten una quema nuclear residual de H más intensa que aquellos que tienen envolturas delgadas. O dicho de otra manera, se espera que enanas blancas resultantes de progenitores de más baja metalicidad tengan una quema nuclear de H más importante.

En la Sección 3.3.1, mostraremos que para una determinada metalicidad del progenitor, la cantidad de H con la que el remanente entra en la etapa de enana blanca está íntimamente ligado a la ocurrencia del tercer *dredge-up* durante los pulsos térmicos en la AGB. Durante el tercer *dredge-up*, la envoltura de la estrella se vuelve enriquecida en carbono como consecuencia de la penetración de la convección superficial en regiones ricas en carbono. En ese sentido, en la Figura 3.2, se muestra el cociente de las abundancias finales de carbono y oxígeno, al final de la etapa de AGB, en función de la masa de la enana blanca, para  $Z = 0,0001, 0,0005$ , y  $0,001$ . El cociente C/O es un indicador de la ocurrencia o no del tercer *dredge-up*. Puesto que este proceso implica un enriquecimiento de carbono en las capas externas, si el valor de C/O es mayor a 1 puede asegurarse que la estrella experimentó un tercer *dredge-up*. La Figura 3.2 muestra que, para metalicidades más bajas, el efecto del tercer *dredge-up* en el cociente C/O es más pronunciado. Queremos remarcar que, nuestros cálculos evolutivos arrojan como resultado que nuestras secuencias evolutivas no experimentan tercer *dredge-up*, a excepción de las dos secuencias más masivas, aquellas con masas iniciales  $2,0$  y  $2,5 M_{\odot}$ , para  $Z = 0,0001$  y  $Z = 0,0005$ . La ocurrencia del tercer *dredge-up* en estos modelos se ve claramente en la Figura 3.2, donde se ve un repentino aumento en el cociente C/O final, para una masa de la enana blanca de  $\sim 0,65 M_{\odot}$ . El tercer *dredge-up* trae aparejada una fuerte reducción de la masa residual de H, como puede inferirse del cambio en la pendiente de las curvas correspondientes en la Figura 3.1. Dado que el rol de la quema nuclear durante la evolución de la enana blanca está íntimamente ligado a la masa residual de H que ésta tenga, que es esencialmente función de la ocurrencia o no del tercer *dredge-up* y de la metalicidad del progenitor, nuestros valores obtenidos para las envolturas de H deben ser considerados como cotas superiores. Efectivamente, como ya hemos mencionado, hemos despreciado el *overshooting* en los pulsos térmicos de la AGB. En particular, en nuestras simulaciones, el tercer *dredge-up* es mucho

---

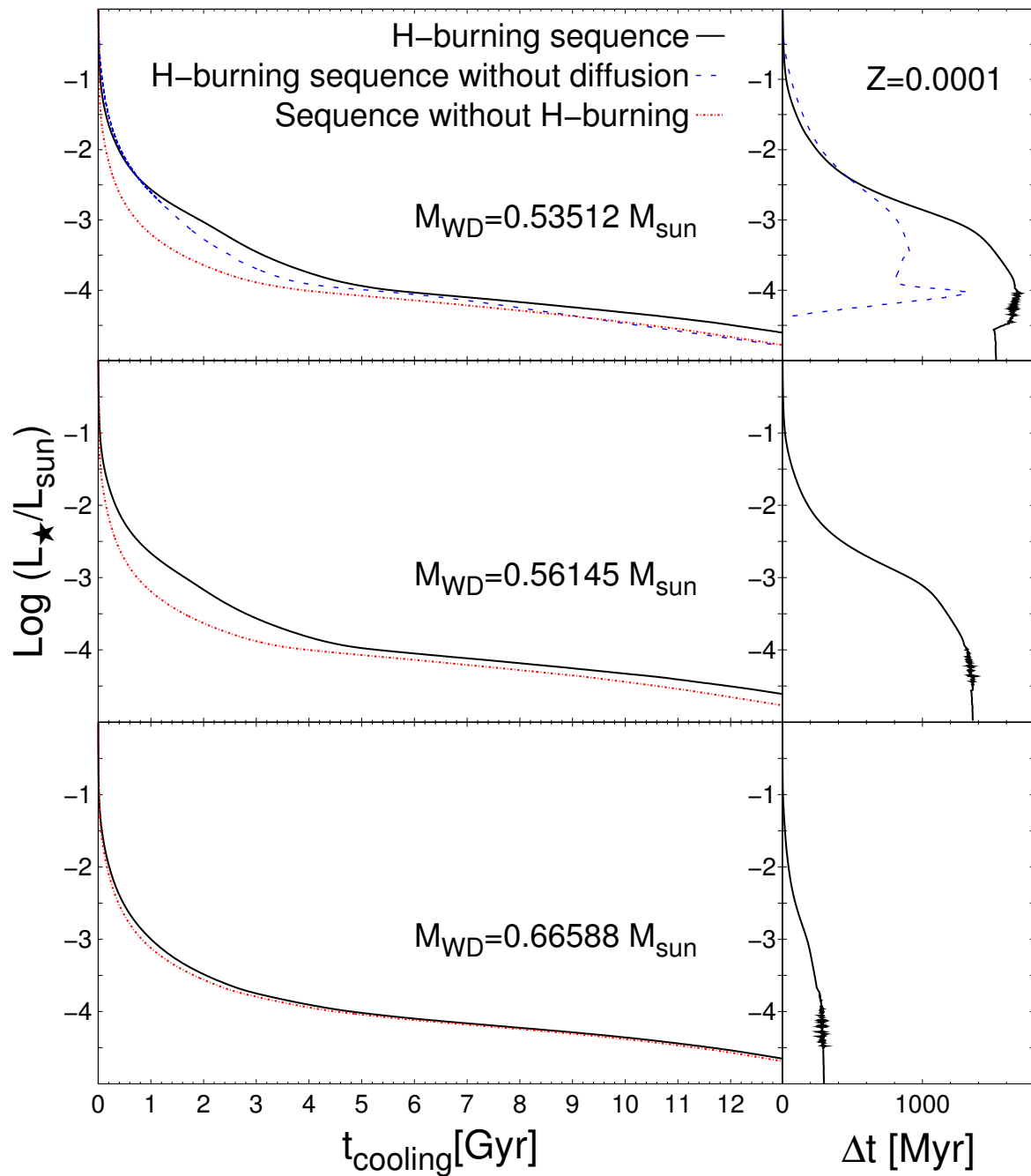
<sup>1</sup>Definimos el comienzo de la etapa de enana blanca como el momento en el que la estrella alcanza el máximo de temperatura efectiva

menos eficiente si se suprime el *overshooting* en esta etapa. Es por esto que, nuestra elección de haber despreciado el *overshooting* en los pulsos térmicos favorece la formación de enanas blancas con altos contenidos de H (ver Sección 3.3.1).

En relación a este hecho, queremos mencionar que la masa de H que deja la evolución previa al comienzo de la etapa de enana blanca (listada en la Tabla 3.1), es independiente de la ocurrencia de pérdida de masa en la etapa de nebulosa planetaria. Como ya hemos mencionado, en todas nuestras secuencias evolutivas, la pérdida de masa ha sido suprimida cuando el remanente estelar llega a  $\log T_{\text{eff}} = 4$ . Para testear el impacto de pérdida de masa adicional, hemos recalculado la evolución post-AGB de nuestra secuencia de  $0,80 M_{\odot}$  y  $Z = 0,0005$ , desde esta temperatura efectiva pero ahora considerando pérdida de masa durante toda la etapa de nebulosa planetaria, incluyéndola también en la parte más caliente de la etapa de enana blanca. Para computar esta pérdida de masa, seguimos la prescripción dada por Bloeker (1995), de los resultados de Pauldrach et al. (1988), adecuada para estrellas centrales de nebulosas planetarias. Hemos encontrado que, la masa de H con la cual la estrella entra al track de enfriamiento de enana blanca no es alterada por la inclusión de pérdida de masa durante esas etapas mencionadas. La pérdida de masa durante estas etapas incrementa la rapidez de la evolución del remanente post-AGB, ya que la envoltura de H es reducida no solamente por la quema nuclear si no también por la pérdida de masa. De todas formas, el remanente llega a una determinada temperatura efectiva con el mismo contenido de H, independientemente de si se considera o no la pérdida de masa después de que el remanente alcanzó  $\log T_{\text{eff}} = 4$ .

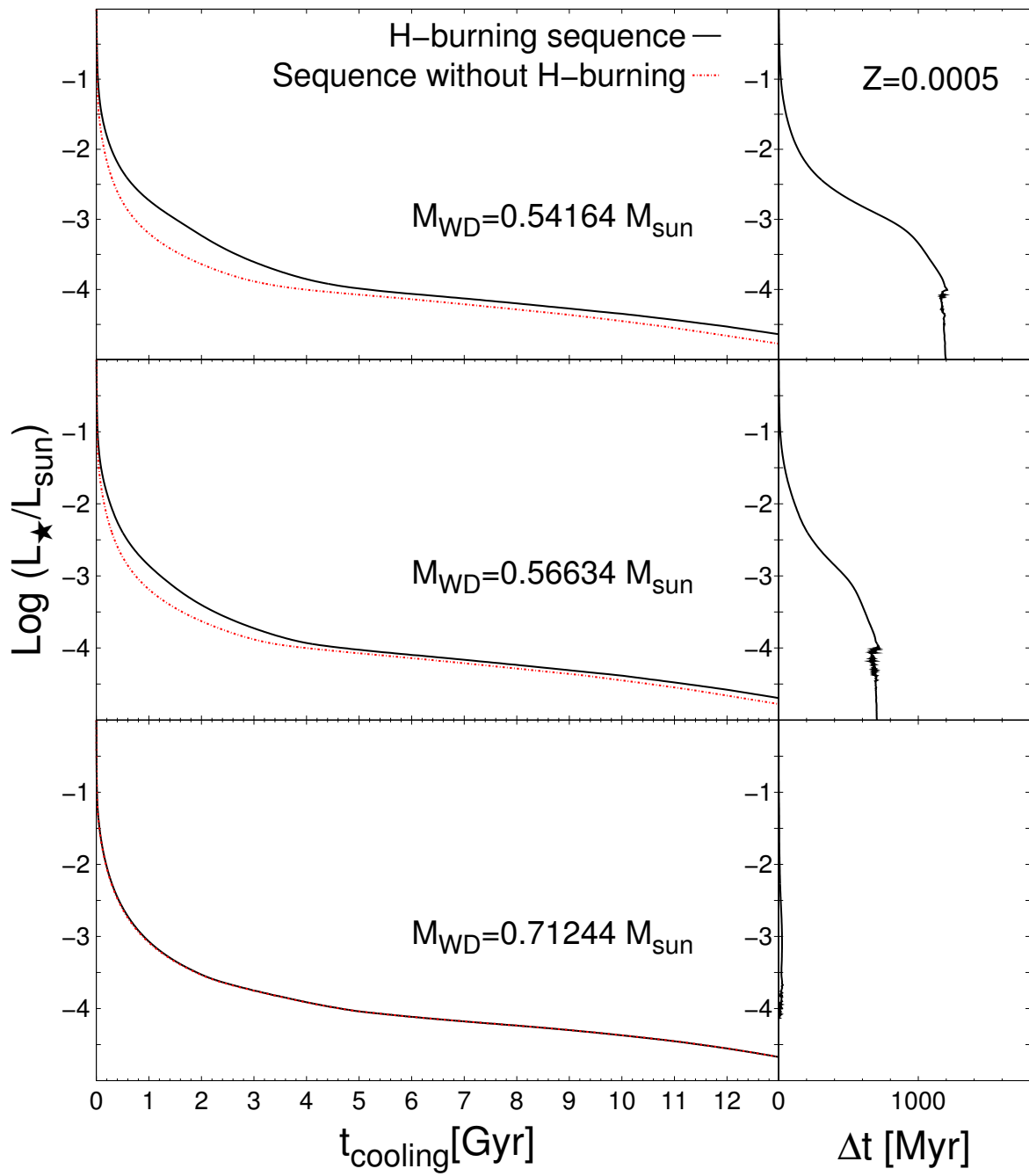
Es importante remarcar que, las masas residuales de H en nuestras secuencias de  $Z = 0,001$  son levemente mayores a las encontradas en el estudio previo de (Renedo et al., 2010a) para esa metalicidad (ver Fig. 3.1). Esta discrepancia puede deberse a varias mejoras numéricas y físicas realizadas en el código LPCODE durante los últimos años. En particular, contrariamente a lo obtenido en ese estudio previo, en nuestro trabajo no se ha forzado a los modelos evolutivos a abandonar los pulsos térmicos en la AGB antes de tiempo, ni tampoco se ha alterado artificialmente la opacidad en la base de la envoltura convectiva a fin de obtener configuraciones iniciales de enanas blancas realistas (ver Sección 3.2). Es decir que nuestras secuencias evolutivas han sido calculadas autoconsistentemente a lo largo de esta etapa y durante la partida de la AGB.

Es de esperarse que la quema nuclear residual de H sea más relevante en enanas blancas provenientes de progenitores de baja metalicidad, ya que éstas nacen con envolturas de H más masivas. Este hecho ya había sido propuesto por Miller Bertolami et al. (2013a), quienes encontraron que, para enanas blancas provenientes de progenitores con metalicidad  $Z = 0,0001$ , la quema nuclear estable de H es una de las principales fuentes de energía de enanas blancas de baja masa, por largos períodos de tiempo. Los cálculos realizados en esta tesis muestran que esto aún se cumple para enanas blancas provenientes de progenitores con metalicidades tan altas como  $Z \approx 0,001$ . Este hecho puede verse en la Fig. 3.3, donde se muestra la fracción de la luminosidad total que resulta de la contribución de la quema nuclear de H, a lo largo de la etapa de enana blanca, para las cuatro metalicidades consideradas. Puede verse claramente que la luminosidad de enanas blancas poco masivas resultantes de progenitores con metalicidades en el rango  $0,0001 \lesssim Z \lesssim 0,001$ , está completamente dominada por la quema nuclear, incluso a bajas luminosidades. En efecto, nótese que para enanas blancas con  $M \lesssim 0,6 M_{\odot}$ , la energía liberada por la quema nuclear de H es la principal fuente de energía a luminosidades intermedias. ( $-3,2 \lesssim \log(L/L_{\odot}) \lesssim -1$ ). En cambio, para enanas blancas resultantes de progenitores con  $Z = 0,00003$ , el rol de la quema nuclear residual de H es mucho menos relevante. A esas metalicidades tan bajas, las secuencias evolutivas de las estrellas progenitoras experimentan un *flash* de H durante el primer pulso térmico en la AGB, y, como resultado,



**Figura 3.4.** Impacto de la quema nuclear residual de H en los tiempos de enfriamiento de tres secuencias de enanas blancas elegidas, resultantes de progenitores con  $Z = 0,0001$ . Paneles izquierdos: La línea continua muestra la evolución en el caso canónico, en el cual se considera la quema nuclear residual de H. La línea punteada muestra una secuencia adicional calculada despreciando artificialmente la quema nuclear. Para la secuencia de enana blanca de  $0,53512 M_{\odot}$  también hemos mostrado el caso en el que se considera la quema nuclear de H, pero los procesos de difusión son despreciados (línea a trazos). Paneles derechos: Se muestra el retraso en los tiempos de enfriamiento inducidos por considerar la quema nuclear.





**Figura 3.5.** Lo mismo que la Fig. 3.4 pero para los modelos de enanas blancas con progenitores con  $Z = 0,0005$ .

### 3. Quema estable de hidrógeno en enanas blancas

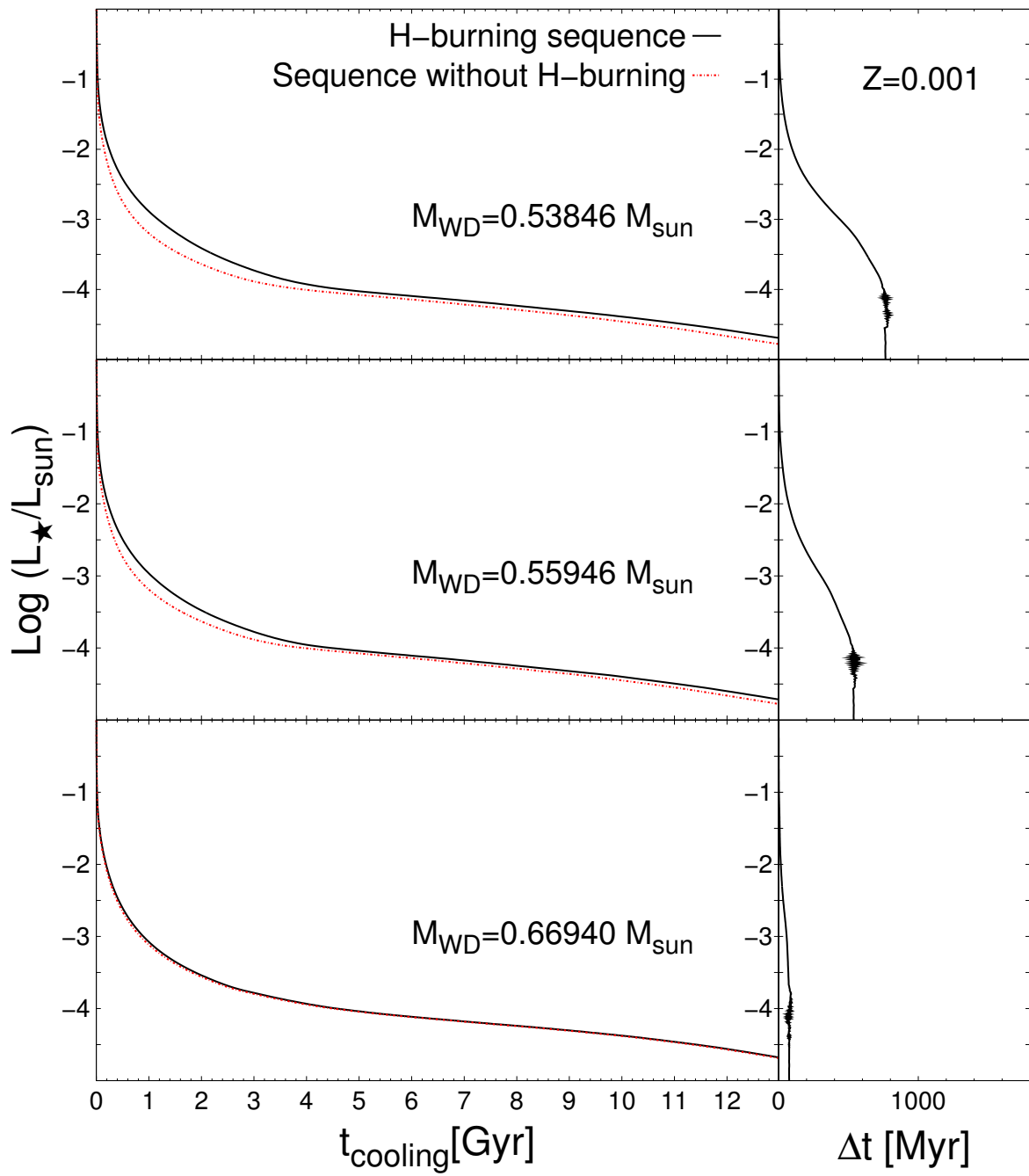
---

se da un fuerte enriquecimiento de carbono en las capas externas (ver Tabla 3.1), a la vez de que las envolturas de H se ven fuertemente reducidas. Es por esto que estas secuencias no llegan a tener una quema estable de H considerable. En resumen, nuestros cálculos arrojan como resultado que, progenitores con metalicidades menores a  $Z \sim 0,00003$ , no van a formar enanas blancas con una quema nuclear de H apreciable.

El impacto de la quema nuclear residual de H en los tiempos de enfriamiento de las enanas blancas se muestra en las Figuras. 3.4, 3.5, y 3.6 para metalicidades de los progenitores  $Z = 0,0001$ ,  $0,0005$  y  $0,001$ , respectivamente, y para tres modelos de enanas blancas seleccionados. La línea continua representa los tiempos de enfriamiento (en Giga-años) de la secuencia canónica que considera la quema nuclear de H, mientras que la línea punteada representa una secuencia adicionalmente calculada suprimiendo artificialmente la quema nuclear. En los paneles derechos se muestran los retrasos (en millones de años) introducidos por considerar la quema nuclear de H. Claramente, la quema nuclear trae aparejados importantes retrasos en los tiempos de enfriamiento, comparado con el caso de enanas blancas resultantes de progenitores de metalicidad solar, en las cuales la quema nuclear no juega un papel preponderante, y la mayor parte de la energía viene de la contribución de la energía térmica almacenada en los iones. El retraso en los tiempos de enfriamiento es aún más notorio para enanas blancas resultantes de progenitores con metalicidad  $Z = 0,0001$  – ver Miller Bertolami et al. (2013a) –, pero también para enanas blancas resultantes de progenitores con metalicidades más altas ( $Z = 0,0005$ ). El hecho de desprestigiar la quema nuclear trae como consecuencia una subestimación de los tiempos de enfriamiento, en más de un factor 2 a luminosidades intermedias. Aún a luminosidades tan bajas como  $\log(L/L_{\odot}) \sim -4$ , la quema residual de H lleva a un incremento en los tiempos de enfriamiento de enanas blancas poco masivas del 20 – 40 % (ver Tabla 3.2). Nótese también que, para las enanas blancas más masivas, el impacto en los tiempos de enfriamiento es mucho menor. Para el caso de progenitores con metalicidad ( $Z = 0,001$ ), el retraso introducido por la quema residual de H también es visible y, como era de esperarse, es más relevante que el hallado en los cálculos previos de Renedo et al. (2010a) para la misma metalicidad. En nuestros cálculos, la quema de H incrementa los tiempos de enfriamiento en un 10 – 20 % a luminosidades tan bajas como  $\log(L/L_{\odot}) \sim -4$ , para el caso de enanas blancas poco masivas. Es claro que, la quema nuclear estable de H en enanas blancas poco masivas de baja metalicidad, constituye una fuente principal de energía que no puede ser despreciada, y esto trae aparejado un fuerte retraso en sus tiempos de enfriamiento.

Para estimar el efecto de los procesos de difusión en la quema de H, hemos recalculado nuestro modelo de enana blanca de  $0,53512 M_{\odot}$  con  $Z = 0,0001$ , en la situación extrema de desprestigiar por completo los procesos de difusión, pero aún considerando la quema nuclear. El resultado de estos cálculos es mostrado en la Figura 3.4 con una línea azul a trozos. Nótese que, aún en este caso extremo, se obtienen retrasos importantes en los tiempos de enfriamiento debido a la quema de H.

En la Figura 3.7 se muestra la evolución de la masa de H para tres secuencias evolutivas de enanas blancas con  $Z = 0,0001$ . La masa inicial de H decrece, casi en un factor 2, durante el período en el cual la quema de H suministra la mayor parte de la luminosidad superficial. Sin embargo, ni bien la masa de H decae por debajo de un determinado valor límite, el cual depende de la masa de la enana blanca, la presión en la base de la envoltura no es capaz de seguir soportando las reacciones nucleares y, por ende, el valor de la masa de H se vuelve constante. Con fines comparativos, hemos mostrado también la evolución de la masa de H para la secuencia de enana blanca de  $0,53512 M_{\odot}$ , en la cual los procesos de difusión se han despreciado (línea rayada). En ausencia de procesos de difusión, una mayor cantidad de H se quema a altas luminosidades, comparada con el caso en el cual sí se consideran procesos de

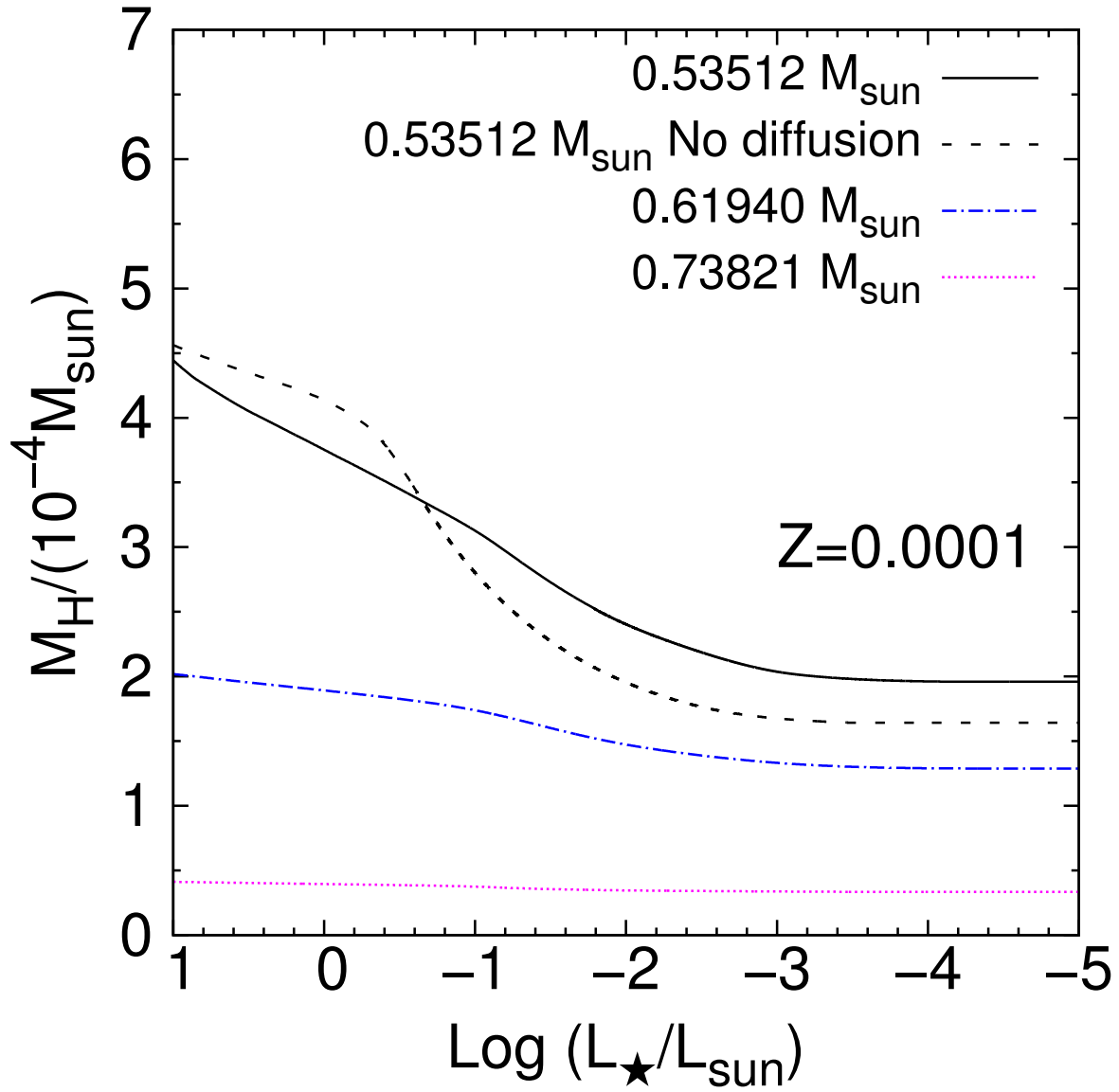


**Figura 3.6.** Lo mismo que la Fig. 3.4 pero para los modelos de enanas blancas con progenitores con  $Z = 0,001$ .

### 3. Quema estable de hidrógeno en enanas blancas

**Tabla 3.2.** Edades de las secuencias de enanas blancas considerando la quema nuclear de H, y sus correspondientes retrasos en las edades comparadas con secuencias que desprecian la quema nuclear.

$-\log(L/L_\odot)$	$t_{\text{cool}}$ (Gaño)		
	$Z = 0,0001$		
	$0,535 M_\odot$	$0,561 M_\odot$	$0,666 M_\odot$
1.0	0.04	0.03	0.02
2.0	0.40	0.33	0.21
3.0	1.95	1.67	1.01
3.5	3.13	2.81	2.05
4.0	5.61	5.30	4.81
4.5	12.05	11.97	11.68
5.0	16.53	16.09	15.58
$-\log(L/L_\odot)$	$\delta t$ (Gaño)		
1.0	0.03	0.02	0.00
2.0	0.25	0.18	0.04
3.0	1.21	0.92	0.18
3.5	1.53	1.17	0.23
4.0	1.68	1.31	0.28
4.5	1.58	1.36	0.29
	$Z = 0,0005$		
$-\log(L/L_\odot)$	$t_{\text{cool}}$ (Gaño)		
	$0,542 M_\odot$	$0,566 M_\odot$	$0,712 M_\odot$
1.0	0.03	0.03	0.01
2.0	0.29	0.27	0.19
3.0	1.54	1.23	0.92
3.5	2.66	2.28	1.92
4.0	5.24	4.78	4.66
4.5	11.74	11.32	11.57
5.0	16.19	15.51	15.28
$-\log(L/L_\odot)$	$\delta t$ (Gaño)		
1.0	0.02	0.01	0.00
2.0	0.14	0.11	0.01
3.0	0.79	0.48	0.02
3.5	1.06	0.62	0.02
4.0	1.21	0.71	0.01
4.5	1.18	0.70	0.00
	$Z = 0,001$		
$-\log(L/L_\odot)$	$t_{\text{cool}}$ (Gaño)		
	$0,538 M_\odot$	$0,559 M_\odot$	$0,669 M_\odot$
1.0	0.03	0.02	0.01
2.0	0.26	0.22	0.19
3.0	1.20	1.07	0.91
3.5	2.26	2.09	1.88
4.0	4.68	4.62	4.58
4.5	11.37	11.16	11.45
5.0	15.75	15.38	15.40
$-\log(L/L_\odot)$	$\delta t$ (Gaño)		
1.0	0.01	0.01	0.00
2.0	0.11	0.07	0.01
3.0	0.45	0.31	0.06
3.5	0.63	0.43	0.07
4.0	0.75	0.53	0.09
4.5	0.78	0.54	0.07

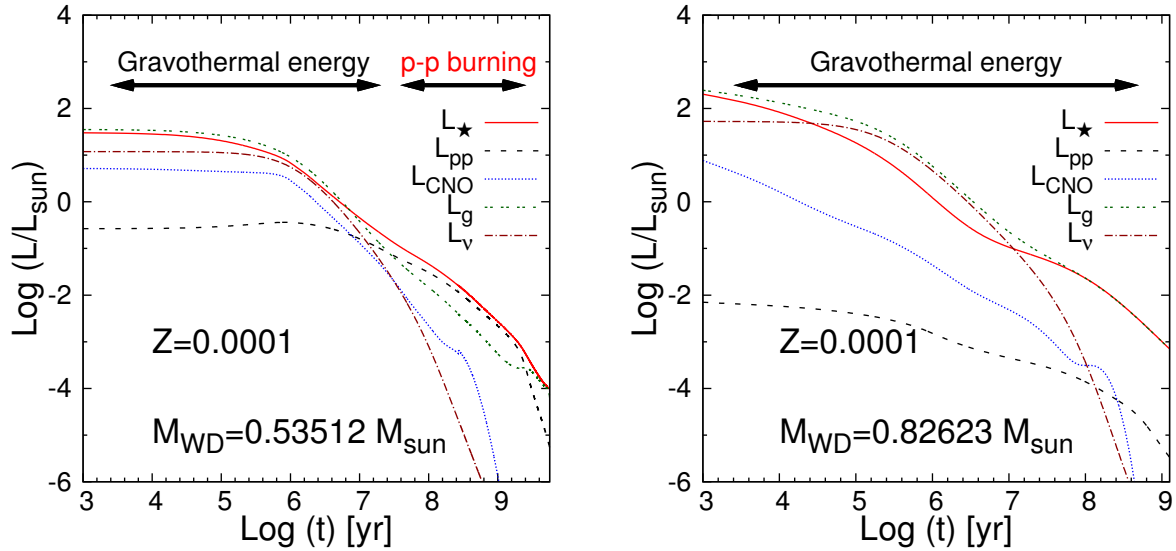


**Figura 3.7.** Evolución de la masa de H contenida en la enana blanca, como función de la luminosidad, para los modelos de enanas blancas de  $0.53512$ ,  $0.61940$ , y  $0.73821 M_{\odot}$  (línea continua, línea de punto y raya, y línea punteada, respectivamente) A su vez, se muestra la masa de H para la secuencia de enana blanca de  $0,53512 M_{\odot}$ , en la cual se han suprimido todos los procesos de difusión (línea rayada). La metalicidad de los progenitores de todos estos modelos es  $Z = 0,0001$ .

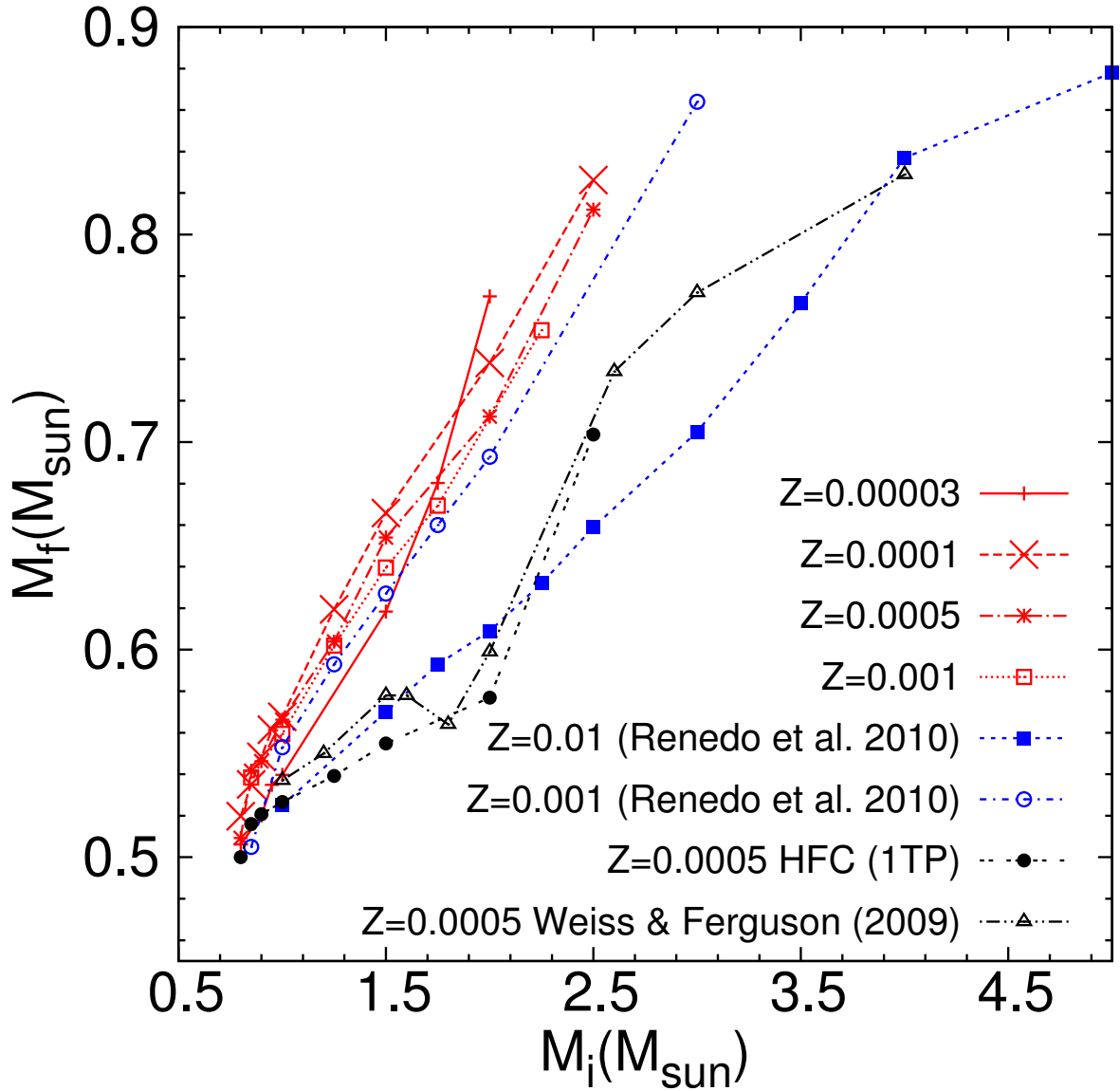
difusión.

En la Figura 3.8 se muestra la dependencia temporal de las diferentes contribuciones a la luminosidad de una enana blanca durante la secuencia de enfriamiento, para los modelos de  $0,53512 M_{\odot}$  y  $0,82623 M_{\odot}$ . Estas secuencias son el resultado de estrellas progenitoras con  $Z = 0,0001$  y masas de  $0,85$  y  $2,5 M_{\odot}$ , respectivamente. Para la secuencia más masiva, excepto a muy altas luminosidades, la quema nuclear de H nunca llega a ser una fuente de energía relevante. En cambio, la situación para la enana blanca de  $0,53512 M_{\odot}$  es bastante diferente. En este modelo, la energía liberada por reacciones de la cadena protón-protón, se vuelve la principal fuente de energía de la estrella por un largo período de tiempo en las etapas avanzadas de la secuencia de enfriamiento, suministrando una contribución energética bastante mayor a la contribución de la energía gravotérmica, hasta edades tan avanzadas como  $\log t \sim 9,4$ . El impacto de la quema de H vía protón-protón en la curva de enfriamiento resultante (línea continua) es evidente. En efecto, nótese que hacia el final de la etapa de quema vía protón-protón, hay un cambio en la pendiente de la curva de enfriamiento, hasta que la cristalización se enciende en el centro de la enana blanca, y el proceso de enfriamiento se vuelve a enlentecer (para luminosidades superficiales menores a  $\log(L/L_{\odot}) \sim -4$ ). Esto es causado por la liberación de energía por calor latente y por la separación de fase del carbono-oxígeno durante la cristalización. La contribución a la luminosidad de la energía generada por la quema de H vía el bi-ciclo CNO solamente es relevante durante los primeros  $10^6$  años de evolución de la enana blanca. De todas formas, salvo a muy altas luminosidades, esta contribución es siempre menor que la contribución gravotérmica, la cual gobierna la evolución durante los primeros momentos de la etapa de enana blanca.

Como ya hemos mencionado, las secuencias evolutivas calculadas en este trabajo han sido obtenidas de la evolución completa de sus estrellas progenitoras, incluyendo el cómputo completo de los pulsos térmicos en la AGB. En efecto, no hemos forzado a nuestros modelos a abandonar la AGB tempranamente con el fin de obtener configuraciones iniciales realistas para los modelos de enanas blancas. Es por esto que consideramos que vale la pena mostrar la relación masa-inicial-masa-final obtenida en nuestros cálculos evolutivos. Esto se muestra en la Figura 3.9, en la cual se comparan nuestras masas de enana blanca en función de la masa inicial en la ZAMS, con los resultados de Renedo et al. (2010a) para progenitores de  $Z = 0,01$  y  $Z = 0,001$ , y con lo obtenido por Weiss & Ferguson (2009) para  $Z = 0,0005$ . A su vez, se incluye la masa del núcleo libre de H al momento en que ocurre el primer pulso térmico, en función de la masa inicial del progenitor para nuestros modelos con  $Z = 0,0005$ . Es importante remarcar que Weiss & Ferguson (2009) consideraron *overshooting* en los pulsos térmicos, y esta consideración inhibe sustancialmente el crecimiento del núcleo. Entonces, en este caso, no se espera que la masa final de la estrella sea muy diferente de la masa del núcleo libre de H al primer pulso térmico. Teniendo en mente esta consideración, vale la pena notar la buena concordancia entre la masa de nuestro núcleo libre de H al primer pulso térmico, con la masa final encontrada por Weiss & Ferguson (2009). Comparando nuestras dos curvas para  $Z = 0,0005$ , resulta claro que, en ausencia de *overshooting* en los pulsos térmicos, como asumimos en nuestro estudio, la masa del núcleo libre de H crece considerablemente durante los pulsos térmicos en la AGB. Como consecuencia, en este caso, la masa final dependerá fuertemente de la tasa de pérdida de masa adoptada. Esto explica la pendiente abrupta que se obtiene en nuestra relación masa-inicial-masa-final, pues se esperan menores tasas de pérdida de masa cuanto más baja sea la metalicidad. Sin embargo, debemos remarcar que la relación masa-inicial-masa-final, no puede ser predicha teóricamente con exactitud, ya que depende fuertemente de dos procesos en la AGB que no están del todo bien entendidos, uno son los vientos estelares, y el otro es la mezcla extra en los bordes convectivos durante los pulsos térmicos.



**Figura 3.8.** Dependencia temporal de las contribuciones a la luminosidad de nuestros modelos de enanas blancas de  $0,53512 M_{\odot}$  y  $0,82623 M_{\odot}$ , provenientes de progenitores con metalicidad  $Z = 0,0001$ . Se muestran la luminosidad superficial  $L_{\star}$  (línea continua), las luminosidades debidas a la cadena protón-protón  $L_{pp}$  (línea a trozos) y al bi-ciclo CNO  $L_{CNO}$  (línea punteada), la pérdida de energía por emisión de neutrinos  $L_{\nu}$  (línea de raya-punto), y la energía gravotérmica (compresión más térmica)  $L_g$  (línea de puntos dobles). La principal fuente de energía también está indicada con flechas arriba de cada panel. El tiempo es medido en años desde el momento en que la estrella alcanza la máxima temperatura efectiva. Las masas estelares de los progenitores de estas estrellas son  $0,85$  y  $2,5 M_{\odot}$  respectivamente.



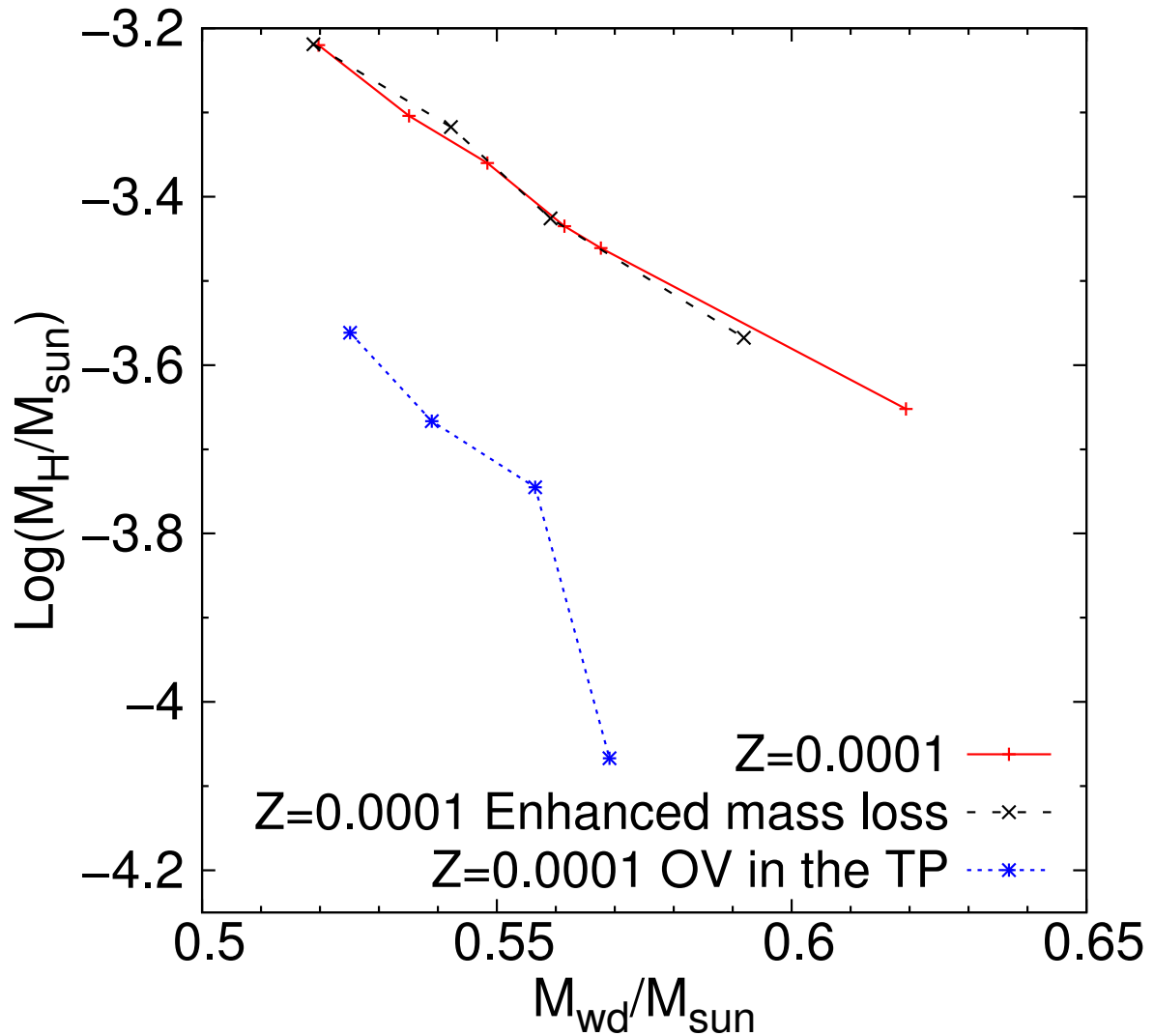
**Figura 3.9.** Relaciones masa-inicial-masa-final teóricas, resultado de nuestros cálculos. Adicionalmente, están graficados los resultados de Renedo et al. (2010a) para progenitores con  $Z = 0,01$  y  $Z = 0,001$ , la masa del núcleo libre de H al momento del primer pulso térmico en nuestras secuencias con  $Z = 0,0005$ , y la relación masa-inicial-masa-final Weiss & Ferguson (2009) de para la misma metalicidad.



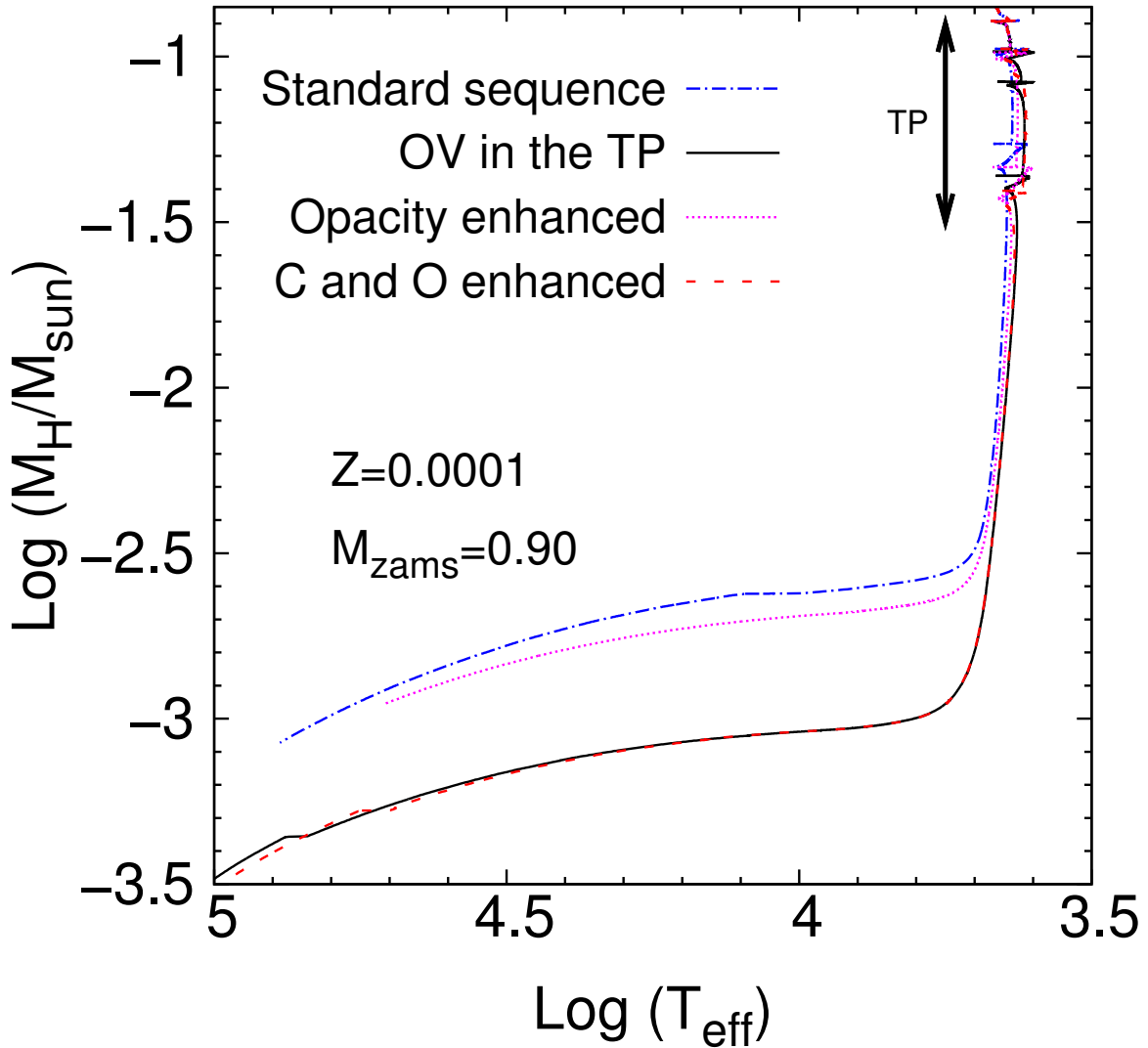
### 3.3.1. La importancia de la tasa de pérdida de masa y del *overshooting*

Hemos mostrado que la masa de H que queda al comienzo de la etapa de enana blanca es independiente de la ocurrencia de pérdida de masa durante la etapa de nebulosa planetaria. En esta Sección, exploraremos el rol que juega la pérdida de masa durante los pulsos térmicos en la AGB en determinar el valor final de la masa de H contenida al comienzo de la etapa de enana blanca, y consiguientemente, en determinar la importancia de la quema nuclear residual de H. Nos concentraremos en los modelos de enanas blancas en los cuales hemos encontrado que la quema de H es la principal fuente de energía de la enana blanca. Con esa finalidad, hemos recalculado la evolución completa de nuestros progenitores con  $Z = 0,0001$  y masas  $0.80, 0.90, 1.0,$  y  $1,25 M_{\odot}$ , desde el primer pulso térmico en la AGB, hasta el comienzo de la etapa de enana blanca; aumentando artificialmente la tasa de pérdida de masa en un factor dos. La masa de H resultante al comienzo de la etapa de enana blanca predicha por estos experimentos se encuentra graficada en la Figura 3.10 con línea rayada. Estas predicciones son comparadas con nuestros resultados obtenidos para progenitores estándar con  $Z = 0,0001$ , con la pérdida de masa sin aumentar. Como era de esperarse, aumentar la tasa de pérdida de masa trae como consecuencia que las masas de las enanas blancas resulten menores. Es decir, modifica la relación masa-inicial-masa-final. Sin embargo, nótese, que para una determinada masa de la enana blanca, la masa de H contenida es la misma, independientemente de la tasa de pérdida de masa adoptada durante los pulsos térmicos y la etapa de post-AGB. En efecto, la concordancia en la relación masa de H versus masa de la enana blanca es sorprendentemente buena. Este importante experimento muestra que el contenido de H con el cual una enana blanca de una masa determinada comienza la secuencia de enfriamiento, es independiente de la tasa de pérdida de masa adoptada durante la evolución de la estrella progenitora. Por ende, nuestras predicciones de que la quema nuclear de H es la principal fuente de energía durante la mayor parte de la evolución de enanas blancas de masas bajas, son válidas sin importar la tasa de pérdida de masa dada durante la evolución previa en los pulsos térmicos y la etapa post-AGB.

Por otra parte, veremos que la ocurrencia del tercer *dredge-up* durante los pulsos térmicos sí reduce la abundancia de final de H, y consecuentemente impacta los tiempos de enfriamiento. Para mostrar esto, hemos recalculado algunas de nuestras secuencias, pero ahora considerando *overshooting* desde el comienzo de los pulsos térmicos en la AGB. Es un hecho sabido que, a bajas metalicidades, el *overshooting* favorece la ocurrencia del tercer *dredge-up*, incluso para masas estelares muy bajas (Weiss & Ferguson, 2009). Con esa finalidad, hemos computado la evolución de las estrellas progenitoras con  $Z = 0,0001$  y masas  $0.85, 0.90, 1.0$  y  $1,25 M_{\odot}$  desde el primer pulso térmico, incluyendo *overshooting* en todos los bordes convectivos, considerando el parámetro de *overshooting*  $f = 0,015$  – ver Renedo et al. (2010a); Weiss & Ferguson (2009) para más detalles –. De esta manera, todas estas secuencias experimentan un importante tercer *dredge-up*, con el consecuente incremento en el cociente de las abundancias de carbono y oxígeno (C/O). (ver Fig. 3.2). Nótese que los cocientes C/O llegan a valores tan altos como 3–6, bien de acuerdo con las predicciones de Weiss & Ferguson (2009) para progenitores con  $Z = 0,0005$ . El enriquecimiento de carbono en la envoltura por más de tres órdenes de magnitud como resultado de episodios de tercer *dredge-up*, trae aparejada una intensa quema de H vía CNO, reduciendo fuertemente las envolturas finales de H de las enanas blancas, como puede apreciarse en la Figura 3.10. Nótese que, se espera una reducción en la masa de H final de más de un factor dos, si ocurre el tercer *dredge-up*. Esto reduciría fuertemente el impacto de la quema nuclear residual de H durante el régimen de enana blanca. Se concluye que, la ocurrencia de un tercer *dredge-up* durante los pulsos térmicos en la AGB en estrellas de baja masa (debido, por ejemplo, a la ocurrencia de *overshooting*), impide que la quema de H sea una fuente de energía relevante para las enanas blancas frías resultantes de



**Figura 3.10.** Logaritmo de la masa total de H (en unidades solares), al momento de máxima temperatura efectiva, versus la masa de la enana blanca. La línea punteada (continua) muestra las predicciones para nuestros progenitores de  $Z = 0,0001$  al considerar (despreciar) *overshooting* durante los pulsos térmicos en la AGB. Adicionalmente, se muestran los resultados para el caso en el que la tasa de pérdida de masa durante los pulsos térmicos en la AGB y la etapa de post-AGB ha sido artificialmente aumentada (línea a trazos).



**Figura 3.11.** Evolución del contenido residual de H, en unidades solares, en función de la temperatura efectiva para nuestro modelo progenitor de masa inicial  $0,9 M_{\odot}$  y  $Z = 0,0001$ , durante los pulsos térmicos en la AGB y la etapa de post-AGB. Nuestra secuencia estándar está graficada usando una línea raya-punto. La secuencia incluyendo *overshooting* en los pulsos térmicos en la AGB está graficada con una línea continua. Se incluyen dos secuencias adicionales artificiales: una en la cual enriquecimiento de carbono y oxígeno predicho por el tercer *dredge-up* sólo es considerado en el cálculo de la opacidad de la envoltura (línea punteada), y la otra en la cual las abundancias de carbono y oxígeno han sido alteradas de acuerdo las predicciones del tercer *dredge-up* (línea a trazos), ver texto para más detalles.

progenitores de baja metalicidad. En ese sentido, dado que el tercer *dredge-up* es fuertemente reducido en las secuencias presentadas en este trabajo (debido a la decisión de no considerar *overshooting*), el contenido final de H en nuestras secuencias de enanas blancas y el consecuente el rol preponderante que juega la quema nuclear en los tiempos de enfriamiento de nuestras enanas blancas, deben ser considerados como cotas superiores.

A fin de interpretar mejor el impacto del *overshooting* en el contenido final de H, hemos recalculado la evolución de nuestro progenitor de  $0,9 M_{\odot}$  con  $Z = 0,0001$ , desde el primer pulso térmico, pero esta vez despreciando el *overshooting* (y consiguientemente sin ocurrencia del tercer *dredge-up*), pero teniendo en cuenta el enriquecimiento en carbono y oxígeno predicho por el tercer *dredge-up*, únicamente en el cálculo de la opacidad de la envoltura. Es decir, se han modificado artificialmente las abundancias de carbono y oxígeno en el cálculo de la opacidad, pero los valores reales de las abundancias de carbono y oxígeno no han sido alterados. El resultado de esta prueba se muestra en la Fig. 3.11, en la cual se grafica la evolución del contenido residual de H (en unidades solares), en términos de la temperatura efectiva durante los pulsos térmicos y la etapa post-AGB (línea punteada). De esta Figura resulta claro que la mayor parte de la reducción de la envoltura de H que caracteriza a las secuencias que consideran *overshooting* no es el resultado de un efecto de la opacidad.

Otra secuencia artificial de prueba ha sido calculada despreciando el *overshooting*, en la cual las abundancias de carbono y oxígeno en la totalidad de la envoltura del modelo han sido modificadas de acuerdo a las predicciones esperadas por el tercer *dredge-up* (línea rayada). En esta prueba, estamos despreciando cualquier otra consecuencia del *overshooting* en la evolución. Claramente, es el enriquecimiento químico en la envoltura el responsable de que las envolturas de H sean más delgadas, no como un efecto inducido por la opacidad, si no debido a un incremento en la quema de H vía el bi-ciclo CNO.

### 3.4. Resumen y conclusiones

En vista de los recientes hallazgos de que la quema nuclear residual estable de H en enanas blancas de baja masa, resultantes de progenitores con  $Z = 0,0001$  es la principal fuente de energía durante la mayor parte de su evolución (Miller Bertolami et al., 2013a), en este Capítulo se presentaron nuevas secuencias evolutivas de enanas blancas resultantes de progenitores de baja metalicidad. Estas nuevas secuencias resultan apropiadas para el estudio de enanas blancas en poblaciones de baja metalicidad, como el halo galáctico o cúmulos globulares. Se han calculado secuencias de enfriamiento de enanas blancas, consistentemente con la evolución completa de sus estrellas progenitoras a través de todas las etapas evolutivas, incluyendo la ZAMS, la rama de las gigantes rojas, el *flash* central de He (si es que este tuviera lugar), la quema central estable de He, la AGB completa incluyendo los pulsos térmicos, y la etapa post-AGB. Hemos considerado cuatro metalicidades diferentes para el progenitor:  $Z = 0,001$ ,  $0,0005$ ,  $0,0001$  y  $0,00003$ . Estos cálculos constituyen los primeros cálculos evolutivos completos de enanas blancas resultantes de progenitores de baja metalicidad, cubriendo el rango relevante de masas iniciales y masas finales de las enanas blancas. Un aspecto importante de nuestras secuencias, es que las masas de las envolturas ricas en H, y de las capas de He fueron obtenidas de cálculos evolutivos, en lugar de haber sido impuestas a modelos iniciales de enanas blancas artificiales, tomando valores típicos. Para el cálculo de estas secuencias evolutivas, se ha despreciado el *overshooting* en los pulsos térmicos de la AGB. Esta consideración, inhibe fuertemente la ocurrencia del tercer *dredge-up*. Independientemente del hecho de que la evidencia no es completamente clara a favor o en contra de la posible ocurrencia de *overshooting* en los pulsos térmicos (menos aún en el caso de estrellas de baja metalicidad), la razón de haber tomado esta decisión radica en que estamos interesados en proveer secuencias

de enanas blancas en las cuales la quema nuclear residual de H tenga su máximo impacto en los tiempos de enfriamiento.

Hemos encontrado que, en ausencia de episodios de tercer *dredge-up*, la mayor parte de la evolución de enanas blancas de baja masa resultantes de progenitores en el rango  $0,00003 \lesssim Z \lesssim 0,001$  es gobernada por la quema estable de H. En efecto, encontramos que para enanas blancas con  $M \lesssim 0,6 M_{\odot}$  la energía liberada por la quema de H constituye la principal fuente de energía a luminosidades intermedias ( $-3,2 \lesssim \log(L/L_{\odot}) \lesssim -1$ ), induciendo importantes retrasos en los tiempos de enfriamiento. A luminosidades intermedias, en enanas blancas de baja masa, la quema residual estable de H incrementa los tiempos de enfriamiento en un factor mayor a 2 e, incluso a  $\log(L/L_{\odot}) \sim -4$ , estos retrasos llegan a un 20 – 40 %.

A su vez, hemos mostrado que nuestra predicción de que la quema estable de H puede ser la principal fuente de energía durante la mayor parte de la evolución de enanas blancas de baja masa, resultantes de progenitores de baja metalicidad, sigue siendo válida independientemente de la tasa de pérdida de masa adoptada durante los pulsos térmicos y la etapa de post-AGB y nebulosa planetaria. Sin embargo, hemos encontrado que la masa de H de la enana blanca resultante, se vuelve considerablemente pequeña (disminuye en un factor dos), como resultado de la ocurrencia del tercer *dredge-up* en la etapa AGB. En ese sentido, encontramos que el enriquecimiento de carbono en la envoltura, producto del tercer *dredge-up*, impide que la quema nuclear residual sea la principal fuente de energía de las enanas blancas de baja masa resultantes de progenitores de baja metalicidad.

El hecho de que la quema estable de H sea principal fuente de energía de enanas blancas resultantes de progenitores de baja metalicidad, abre la posibilidad de que esta quema estable pueda afectar las propiedades pulsacionales de estas enanas blancas. En ese sentido, la quema de H puede ser lo suficientemente intensa como para excitar modos-*g* debido al mecanismo- $\varepsilon$ . La existencia de modos-*g* de bajo orden desestabilizadas por el mecanismo- $\varepsilon$  debido a la quema nuclear en pre-enanas-blancas calientes ricas en H ha sido reportada por Maeda & Shibahashi (2014). A su vez, en Córscico & Althaus (2014b) se ha presentado evidencia de modos desestabilizados por el mecanismo- $\varepsilon$  en enanas blancas con núcleos de He. El estudio no-adiabático de las propiedades pulsacionales de los modelos presentados en este Capítulo constituye un aspecto importante que debe ser explorado en detalle, ya que estas estrellas pueden proveer por primera vez evidencia de modos desestabilizados por el mecanismo- $\varepsilon$  en enanas blancas estándar frías con núcleos de carbono-oxígeno. La detección de modos desestabilizados por la quema nuclear de H en enanas blancas en entornos de baja metalicidad, como cúmulos globulares o el halo galáctico, pueden proveer evidencia observacional de la quema nuclear de H en este tipo de estrellas, permitiendo a su vez estimar la eficiencia de episodios de tercer *dredge-up* en estrellas AGB de baja metalicidad. Estos aspectos también han sido explorados en esta tesis doctoral y serán descriptos en el Capítulo 5.

Por otra parte, de acuerdo a nuestras simulaciones las enanas blancas de baja masa en poblaciones de baja metalicidad, como son los cúmulos globulares, deberían ser caracterizadas por una intensa quema de H, lo suficientemente importante como para dejar huellas en la función de luminosidad de estos cúmulos. En particular, NGC 6397, cúmulo globular viejo pobre en metales ( $[\text{Fe}/\text{H}] = -2,1$ ), cuya función de luminosidad ha sido propuesta como una herramienta para acotar la física de las enanas blancas (Winget et al., 2009a) resulta de suma relevancia en este contexto. En efecto, este cúmulo puede ser usado para testear la ocurrencia de una quema nuclear estable de H en sus enanas blancas, lo cual, en vista de los resultados mencionados en este Capítulo, puede ser usado para restringir la eficiencia de episodios de tercer *dredge-up*, y el consecuente enriquecimiento de carbono en estrellas AGB de baja metalicidad. El siguiente Capítulo trata justamente del estudio de las enanas blancas este cúmulo y de su interés a la hora de testear la quema nuclear en enanas blancas.



## Capítulo 4

# Enanas blancas del cúmulo NGC 6397

vi la reliquia atroz de lo que deliciosamente había sido Beatriz Viterbo, vi la circulación de mi sangre oscura, vi el engranaje del amor y la modificación de la muerte, vi el Aleph, desde todos los puntos, vi en el Aleph la tierra, y en la tierra otra vez el Aleph y en el Aleph la tierra, vi mi cara y mis vísceras, vi tu cara y sentí vértigo y lloré, porque mis ojos habían visto ese objeto secreto y conjetural, cuyo nombre usurpan los hombres, pero que ningún hombre ha mirado: el inconcebible universo.

---

Jorge Luis Borges, *El Aleph*

Los resultados presentados en este Capítulo se encuentran respaldados por una publicación en la revista A&A (Torres et al., 2015).

### 4.1. Introducción

Los modelos teóricos presentados en el Capítulo anterior, junto con los resultados exploratorios de Miller Bertolami et al. (2013b), predicen que a luminosidades moderadamente bajas, ocurre una quema nuclear estable de H en capa en enanas blancas descendientes de progenitores de baja metalicidad. En particular, hemos mostrado que para un rango de metalicidades  $0,00003 \lesssim Z \lesssim 0,001$ , y en ausencia de enriquecimiento de carbono debido a episodios de tercer *dredge-up* durante los pulsos térmicos en la AGB, la envoltura de H con la que nacen las enanas blancas de baja masa ( $M \lesssim 0,6M_{\odot}$ ) es lo suficientemente masiva como para que la quema nuclear estable de H sea la fuente de energía más importante de la estrella por largos períodos de tiempo. Aunque en algunos casos esta fuente de energía puede ser desperciada, debería tener efectos no-despreciables sobre las determinaciones de edades de cúmulos viejos de baja metalicidad.

Una manera de validar estos resultados es contrastarlos con las propiedades colectivas observadas en enanas blancas pertenecientes a poblaciones de baja metalicidad. En este contexto, parte de este trabajo de tesis doctoral consistió precisamente en llevar a cabo un estudio comparativo entre la función de luminosidad de las enanas blancas observada en el cúmulo globular NGC 6397 y la función de luminosidad de las enanas blancas predicha por nuestras nuevas secuencias de enanas blancas.

En la literatura existen varios estudios que, haciendo uso de la población de enanas blancas, permiten determinar edades precisas tanto de cúmulos abiertos como de cúmulos globulares. Por ejemplo, García-Berro et al. (2010b) determinaron la edad del cúmulo abierto

viejo y rico en metales NGC 6791 usando la terminación de la secuencia de enfriamiento (Bedin et al., 2005, 2008a,b), pudiendo así resolver la discrepancia antes existente entre las edades determinadas por la secuencia principal y por las enanas blancas. Pero éste no es el único cúmulo para el cual hay determinaciones precisas de edades a través del uso de las enanas blancas. Otros ejemplos de esto son los cúmulos abiertos jóvenes M 67 (Bellini et al., 2010), NGC 2158 (Bedin et al., 2010), y NGC 6819 (Bedin et al., 2015b), los cúmulos globulares M4 (Hansen et al., 2002; Bedin et al., 2009),  $\omega$  Centauri (Bellini et al., 2013), y NGC 6397 (Hansen et al., 2013), o el cúmulo globular rico en metales 47 Tuc (Goldsbury et al., 2012; García-Berro et al., 2014).

NGC 6397 es el segundo cúmulo globular más cercano al Sol, y ha sido observado a fondo por el *Hubble Space Telescope*. Como consecuencia, disponemos de imágenes profundas y de alta calidad de dicho cúmulo, que nos han permitido estudiar no sólo la secuencia principal más baja, si no también la secuencia de enfriamiento de las enanas blancas. NGC 6397 es un cúmulo globular viejo, pobre en metales, siendo su metalicidad  $[Fe/H] = -1,8$  (Hansen et al., 2013), lo que equivale a  $Z = 0,0003$ , aunque en la literatura existen algunas discrepancias acerca del valor preciso de su metalicidad (Richer et al., 2008). Lo mismo sucede con la edad de este cúmulo. Por ejemplo, Hansen et al. (2007) analizaron la posición del *cut-off*<sup>1</sup> de la función de luminosidad de sus enanas blancas y, comparando con modelos teóricos de enanas blancas, obtuvieron una edad de  $T_c = 11,47 \pm 0,47$  Giga-años. Dos años más tarde, Winget et al. (2009b), ajustaron simultáneamente las regiones de secuencia principal, pre-enana-blanca y enana blanca del diagrama color-magnitud de dicho cúmulo, y obtuvieron una edad de  $T_c = 12,0^{+0,5}_{-1,0}$  Giga-años. Estas edades, las cuales se basan en modelos evolutivos de enanas blancas, requieren ser comparadas con las obtenidas a través del ajuste de la luminosidad del *turn-off* de la secuencia principal – ver Richer et al. (2008) para una discusión de los diferentes métodos y estimaciones de la edad de NGC 6397. En particular, es necesario remarcar que, usando este método, Gratton et al. (2003) derivó una edad de  $13,9 \pm 1,1$  Giga-años. Esto llevó a Strickler et al. (2009) a afirmar que esta edad era compatible con la posible existencia de una presunta población de enanas blancas muy viejas ricas en He. Por otro lado, Anthony-Twarog & Twarog (2000) obtuvieron una edad de  $12,0 \pm 0,8$  Giga-años y Chaboyer et al. (2001) una de  $13,4 \pm 0,8$  Giga-años. Más recientemente, Correnti et al. (2018) encontraron una edad de  $12,6 \pm 0,7$  Giga-años utilizando fotometría en el infrarojo. Comparando los resultados de todos estudios, podemos afirmar que la edad precisa de NGC 6397 sigue siendo un interrogante, y necesita ser evaluada independientemente usando los *tracks* evolutivos más nuevos de enanas blancas para la metalicidad apropiada. A su vez, cabe aclarar que NGC 6397 comparte otras características interesantes con otros cúmulos globulares de nuestra galaxia (Pasquini et al., 2014), como el inusual enriquecimiento de litio presente en algunas de sus estrellas, o la posible existencia de poblaciones múltiples (di Criscienzo et al., 2010; Milone et al., 2012). Por todas estas condiciones, resulta de crucial importancia derivar una edad independiente para este cúmulo globular.

Por otra parte, NGC 6397 es uno de los pocos cúmulos globulares para los cuales, además de su diagrama color-magnitud, tenemos también una función de luminosidad de sus enanas blancas confiable, y esto nos permite investigar en detalle todos estos aspectos que hemos mencionado. En efecto, Winget et al. (2009b) usaron el perfil de la función de luminosidad de las enanas blancas de este cúmulo para acotar propiedades importantes de los interiores de las enanas blancas. Estos autores encontraron que, para ajustar el perfil de la función de luminosidad de las enanas blancas, era necesario o bien considerar una abundancia baja de oxígeno en el perfil interno del núcleo de carbono-oxígeno típico de las enanas blancas, o bien

---

<sup>1</sup>El *cut-off* en la función de luminosidad de las enanas blancas es una caída abrupta en la cantidad de estrellas observadas a bajas luminosidades, consecuencia de la edad finita de la población.



que la temperatura de cristalización del plasma denso en carbono-oxígeno sea bastante mayor que la temperatura de cristalización de un plasma monocomponente, que era la que se usaba en aquel momento para computar la cristalización. La causa de esto radica en que cuando el plasma de carbono-oxígeno cristaliza, la abundancia de oxígeno en el sólido aumenta, y esto lleva a una redistribución del oxígeno en el núcleo. Como bien hemos explicado en la Sección 1.2.4, esta redistribución libera una enorme cantidad de energía produciendo un retraso en los tiempos de enfriamiento. Winget et al. (2009b) encontraron que, para lograr un buen ajuste a las observaciones, los efectos de la separación de fase durante la cristalización deberían ser minimizados. Por ende, o bien la energía de la separación de fase debe liberarse a luminosidades más altas, es decir, a temperaturas más altas del núcleo, o bien la abundancia de oxígeno en el interior profundo de las enanas blancas típicas debe ser menor. Esto constituye un aspecto importante, ya que una abundancia de oxígeno menor implica una menor sección eficaz de la reacción nuclear  $C^{12}(\alpha, \gamma)O^{16}$  que lleva a su formación, la cual es actualmente una de las mayores incertezas de la evolución estelar. Esto traería aparejado consecuencias sobre la evolución de las estrellas progenitoras (Salaris et al., 1997a). A su vez, ya que el valor preciso de la sección eficaz de la reacción  $C^{12}(\alpha, \gamma)O^{16}$  es aún sujeto de un activo debate – ver, por ejemplo, Avila et al. (2015) –, cualquier evidencia por más pequeña que sea ayuda a restringir su valor.

En este Capítulo analizaremos la población de enanas blancas del cúmulo globular de baja metalicidad NGC 6397, haciendo hincapié en estudiar la posibilidad de que las enanas blancas de baja metalicidad puedan estar caracterizadas por una quema nuclear apreciable. Con esa finalidad, hemos utilizado un código de síntesis de poblaciones estelares basado en técnicas Monte Carlo, que incorpora los cálculos más confiables de enanas blancas de baja metalicidad (aquellos descritos en el Capítulo 3), una detallada descripción de las principales propiedades de NGC 6397, así como también un modelado preciso de los errores observacionales. En la sección siguiente describiremos dicho código.

Hemos estudiado el rol de la quema nuclear de H en enanas blancas, los efectos de la función inicial de masa adoptada, los posibles efectos de la segregación de masa sobre la población de enanas blancas, y la fracción de enanas blancas deficientes en H. Todo esto fue realizado a través de un análisis detallado de la función de luminosidad, de la distribución de color, y del diagrama color-magnitud de la población de enanas blancas de NGC 6397.

## 4.2. Código de síntesis de poblaciones estelares

El código de síntesis de poblaciones está basado en técnicas Monte Carlo, y ha sido extensamente usado para el estudio de la población de enanas blancas del disco (García-Berro et al., 1999; Torres et al., 2001) y el halo galáctico (Torres et al., 2002a; García-Berro et al., 2004a). Una versión mejorada de este código de síntesis de poblaciones ha sido empleado recientemente para modelar las propiedades de la población de enanas blancas y estrellas binarias de secuencia principal del disco galáctico (Camacho et al., 2014). Finalmente, y de manera relevante para este trabajo, este código ha sido usado satisfactoriamente para el modelado de cúmulos abiertos de nuestra galaxia como NGC 6791 (García-Berro et al., 2010b, 2011b), y de cúmulos globulares, como 47 Tuc (García-Berro et al., 2014). Descripciones detalladas del simulador Monte Carlo pueden ser encontradas en estos trabajos. Es por esto que, en esta sección, simplemente resumiremos sus características principales.

Estrellas enanas blancas sintéticas son generadas aleatoriamente siguiendo una distribución inicial de masa tipo Salpeter. En este trabajo, también hemos utilizado la función de masa llamada “universal” de Kroupa (2001). Para el rango de masas relevantes para nuestro estudio, esta función inicial de masa es totalmente equivalente a una ley de potencia

#### 4. Enanas blancas del cúmulo NGC 6397

**Tabla 4.1.** Test  $\chi^2$  de la función de luminosidad, distribución de color y diagrama color-magnitud para diferentes edades, duración del *burst* de formación estelar y fracción de binarias. Se listan los valores de  $\chi^2$  reducidos y normalizados, que es el valor de  $\chi^2_\nu$  sobre su valor mínimo.

$\chi^2$ test	$\chi^2_{F814W,\nu}/\chi^2_{\min}$			$\chi^2_{F606W-F814W,\nu}/\chi^2_{\min}$			$\chi^2_{N,\nu}/\chi^2_{\min}$		
	$T_c = 11,0$ (Giga-años)								
$\Delta t$ (Giga-años)	1.0	2.0	3.0	1.0	2.0	3.0	1.0	2.0	3.0
$f_{\text{BIN}} = 0,00$	9.42	11.31	12.68	2.69	3.60	4.67	4.17	5.33	5.88
$f_{\text{BIN}} = 0,02$	9.72	11.48	12.79	2.62	3.54	4.47	4.18	5.29	5.90
$f_{\text{BIN}} = 0,04$	9.71	11.38	12.86	2.65	3.56	4.63	4.16	5.31	5.97
$f_{\text{BIN}} = 0,06$	9.62	11.53	12.84	2.58	3.54	4.49	4.16	5.36	5.82
	$T_c = 12,0$ (Giga-años)								
$\Delta t$ (Giga-años)	1.0	2.0	3.0	1.0	2.0	3.0	1.0	2.0	3.0
$f_{\text{BIN}} = 0,00$	4.43	5.92	7.33	1.24	1.68	2.40	1.71	2.50	3.28
$f_{\text{BIN}} = 0,02$	4.49	5.95	7.54	1.28	1.62	2.37	1.78	2.44	3.23
$f_{\text{BIN}} = 0,04$	4.44	6.02	7.52	1.26	1.67	2.36	1.72	2.41	3.20
$f_{\text{BIN}} = 0,06$	4.38	6.07	7.39	1.30	1.63	2.31	1.71	2.45	3.13
	$T_c = 13,0$ (Giga-años)								
$\Delta t$ (Giga-años)	1.0	2.0	3.0	1.0	2.0	3.0	1.0	2.0	3.0
$f_{\text{BIN}} = 0,00$	1.95	2.11	2.86	1.24	1.08	1.16	1.43	1.17	1.48
$f_{\text{BIN}} = 0,02$	2.05	2.14	2.92	1.34	1.07	1.16	1.42	1.10	1.45
$f_{\text{BIN}} = 0,04$	1.90	2.09	2.94	1.32	1.08	1.15	1.38	1.12	1.41
$f_{\text{BIN}} = 0,06$	1.87	2.07	2.97	1.34	1.11	1.17	1.37	1.13	1.40
	$T_c = 14,0$ (Giga-años)								
$\Delta t$ (Giga-años)	1.0	2.0	3.0	1.0	2.0	3.0	1.0	2.0	3.0
$f_{\text{BIN}} = 0,00$	4.00	2.04	1.18	2.40	1.75	1.29	2.59	1.93	1.34
$f_{\text{BIN}} = 0,02$	3.81	2.10	1.11	2.52	1.82	1.28	2.60	1.84	1.39
$f_{\text{BIN}} = 0,04$	3.72	1.90	1.08	2.46	1.78	1.30	2.61	1.81	1.28
$f_{\text{BIN}} = 0,06$	3.61	1.82	1.07	2.52	1.79	1.33	2.54	1.86	1.38

con dos ramas de exponentes  $-\alpha$ , con  $\alpha = 1,3$  para  $0,08 \leq M/M_\odot < 0,5$  y  $\alpha = 2,30$  para  $M/M_\odot \geq 0,5$ . De todas formas, por completitud y simplicidad, también hemos usado la clásica función de masa tipo Salpeter (Salpeter, 1955) en la Sección 4.4.3. Esta función de masa es una ley de potencias con sólo un índice, el cual hemos considerado como un parámetro libre para ajustar a las observaciones. El rango de masas en la ZAMS elegido es aquel necesario para producir progenitores de enanas blancas con masas adecuadas para NGC 6397. En particular, un límite inferior de  $M > 0,5 M_\odot$  garantiza que suficientes enanas blancas son producidas para un amplio rango de edades del cúmulo. Dentro de este rango de masa, ambas funciones iniciales de masa son equivalentes con el valor estándar del exponente  $\alpha = 2,35$ .

Hemos adoptado una edad del cúmulo,  $T_c$ , que cae dentro de un intervalo entre 11.0 y 14.5 Giga-años. Esto se hace para tener en cuenta el rango más amplio de edades estimadas de NGC 6397. A su vez, hemos empleado una tasa de formación estelar constante, que consiste en un *burst* de duración  $\Delta t$ . La duración del *burst* comprende un amplio rango de valores desde 0.0 a 4.0 Giga-años, para asegurarnos que todas las posibilidades sean exploradas. Finalmente, hemos adoptado una fracción máxima de binarias sin resolver compuestas por dos enanas blancas de  $f_{\text{BIN}} \leq 8\%$ . Este límite superior es consistente con los valores provistos por

Hansen et al. (2007) y Davis et al. (2008). Las masas de las componentes individuales de los sistemas binarios fueron aleatoriamente impuestas de acuerdo a una distribución constante. De todas formas, los resultados demostraron no ser sensibles a la elección de la distribución de masa. A su vez, hemos considerado que la mitad de estos sistemas binarios están compuestos por una enana blanca con núcleo de He y otra con núcleo de carbono-oxígeno. Mientras que al resto de los sistemas binarios los consideramos compuestos por dos enanas blancas típicas de carbono-oxígeno. Para las enanas blancas con núcleos de He adoptamos una masa media de  $0,4 M_{\odot}$  con una desviación gaussiana de  $0,15 M_{\odot}$ .

Una vez que sabemos qué estrellas tuvieron tiempo de llegar a la etapa de enana blanca, interpolamos sus propiedades fotométricas usando los modelos provistos en el Capítulo 3, para las enanas blancas ricas en H con núcleos de carbono y oxígeno. De estos modelos teóricos de enanas blancas, hemos elegido aquellos con  $Z = 1,0 \times 10^{-4}$  y  $Z = 5,0 \times 10^{-4}$ , y hemos interpolado los valores de temperatura efectiva y luminosidad provistas por éstos modelos, para tener valores estimados para una metalicidad  $Z = 3,0 \times 10^{-4}$ . Es importante remarcar que estos modelos son derivados de la historia evolutiva completa de sus estrellas progenitoras. De esta manera, estos modelos nos proveen una relación masa-inicial-masa-final autoconsistente. Para enanas blancas más masivas con núcleos de oxígeno-neón, hemos empleado los modelos de Althaus et al. (2005a) and Althaus et al. (2007a). Para enanas blancas con núcleos de He se usaron las secuencias de enfriamiento de Serenelli et al. (2001), mientras que para enanas blancas deficientes en H se utilizaron los modelos evolutivos de Bergeron et al. (2011), y los colores de Sirianni et al. (2005). Si bien durante esta tesis se derivaron edades más realistas de enanas blancas deficientes en H (ver Capítulo 7) y de enanas blancas ultramasivas con núcleos de O-Ne (ver Capítulo 8), éstas aún no habían sido calculadas al momento de realizar esta simulación de NGC 6397. Un detalle importante aquí presente es que, para mantener nuestra consistencia, las masas de las enanas blancas sintéticas resultantes fueron interpoladas usando la relación masa-inicial-masa-final provista por los modelos evolutivos calculados en el Capítulo 3. De todas formas, dado que esta relación masa-inicial-masa-final no es del todo confiable (ver Sección 3.3.1), también hemos realizado estas simulaciones considerando la relación masa-inicial-masa-final semiempírica de las enanas blancas de campo de Catalán et al. (2008a,b). Los resultados obtenidos son esencialmente iguales.

Por último, los errores fotométricos fueron asignados aleatoriamente de acuerdo a la distribución observada. En particular, para cada enana blanca sintética, los errores fotométricos fueron impuestos considerando una banda que aumente hiperbólicamente limitada por  $\sigma_1 = 0,2(m_{F814W} - 31,0)^{-2}$  y  $\sigma_u - 0,06 = 1,7(m_{F814W} - 31,0)^{-2}$ , la cual ajusta bien a las observaciones de Hansen et al. (2007) para la magnitud  $m_{F814W}$ . Para el resto de las magnitudes hemos empleado expresiones similares.

### 4.3. Los datos observacionales

Los datos observados con los cuales comparamos nuestros modelos de síntesis de la población fueron obtenidos de Hansen et al. (2007), y consisten en una serie de imágenes tomadas por el campo de la Advanced Camera for Surveys (ACS), ubicado a  $5'$  al sureste del centro del cúmulo. Los puntos cero de las magnitudes instrumentales son 32.414 para  $m_{F814W}$  y 33.321 para  $m_{F606W}$ . Además, para remover fuentes extendidas, se usó un parámetro *sharp* menor a 0,02 y un parámetro *round* menor a 0,02. En la Figura 4.1 se muestra el diagrama color-magnitud sin pulir de la muestra. Los objetos con  $m_{F814W} < 2,3(m_{F606W} - m_{F814W}) + 22,5$  están muy por debajo de la secuencia principal y pueden ser considerados como candidatos a enanas blancas (puntos negros en el panel de arriba a la derecha de la Figura 4.1). Para

magnitud 27, la completitud de la muestra es del 80 %, y para magnitudes mayores, este valor decrece continuamente llegando al 50 % para magnitud 28. La línea negra en el panel de arriba a la izquierda de esta Figura representa este límite.

Aún no ha sido publicado un set de observaciones de tercera época para obtener movimientos propios más profundos, lo cual resultaría sumamente útil para discriminar enanas blancas con magnitud débil. Consecuentemente, y con el fin de evitar contaminación por galaxias, hemos aplicado un set de cortes en los colores (representados por las líneas azules en el diagrama color-magnitud de la Figura 4.1). Los objetos por debajo de la línea azul en la Figura 4.1, no fueron considerados en nuestro análisis. Finalmente, hemos construido una función de luminosidad y distribución de color “limpias” – paneles izquierdo e inferior de la Figura 4.1, respectivamente –, teniendo en cuenta estos cortes adicionales en los colores (líneas azules).

## 4.4. Resultados

### 4.4.1. El diagrama color-magnitud

Empezaremos por discutir la forma general del diagrama color-magnitud, y las distribuciones correspondientes de magnitudes y colores. Toda esta información está mostrada en la Figura 4.1 para un modelo en el que adoptamos una edad de  $T_c = 12,8$  Giga-años, un *burst* de formación de duración  $\Delta t = 1,0$  Giga-años, y una fracción de binarias del  $f_{\text{BIN}} = 4\%$ , el cual consideraremos como nuestro modelo de referencia. El panel de arriba a la derecha de esta Figura muestra las estrellas observadas, así como también nuestras enanas blancas sintéticas. Los resultados de nuestra población de estrellas sintéticas está graficado usando puntos rojos en el diagrama color-magnitud, mientras que sus distribuciones en color y magnitud se muestran en líneas rojas en la Fig. 4.1. Para obtener el diagrama color-magnitud mostrado en esta Figura, hemos ajustado la posición de la rama alta de la secuencia de enfriamiento degenerada, obteniendo un módulo de distancia aparente  $(m - M)_{\text{F814W}} = 12,42^{+0,05}_{-0,09}$  y un exceso de color  $E(\text{F606W} - \text{F814W}) = 0,22 \pm 0,02$ . Estos valores concuerdan con los obtenidos por Richer et al. (2013), y las referencias que estos autores mencionan.

Como puede verse, el acuerdo entre nuestro modelo de referencia y las observaciones es excelente. De todas formas, en nuestro modelado hemos ido un poco más lejos y hemos realizado un análisis  $\chi^2$  usando la siguiente estrategia. Hemos computado tests  $\chi^2$  independientes para las distribuciones de magnitud ( $\chi^2_{\text{F814W}}$ ) y de color ( $\chi^2_{\text{F606W-F814W}}$ ). Adicionalmente, hemos calculado el número de enanas blancas dentro de cada una de las regiones delimitadas por las líneas verdes en el diagrama color-magnitud de la Fig. 4.1 – las cuales son las mismas regiones de este diagrama usadas por Hansen et al. (2013) para comparar las observaciones con las simulaciones – y hemos hecho un test  $\chi^2$  adicional,  $\chi^2_N$ . Así, hemos obtenido para cada uno de los tres tests  $\chi^2$  independientes, el valor de  $\chi^2$  reducido,  $\chi^2_\nu = \chi^2/\nu$ , donde  $\nu$  el número de grados de libertad,  $\nu = N - p - 1$ , siendo  $N$  el número de bins y  $p$  el número de parámetros libres. Entonces los valores de  $\chi^2$  reducidos fueron normalizados al valor mínimo para cada uno de los tests y sumados en cuadratura. Empleando este procedimiento, solamente un estimador debe ser minimizado para encontrar el modelo que mejor ajusta a todas las distribuciones. Claramente, esta estrategia es equivalente a un método de máxima verosimilitud, y por eso los resultados de ambas aproximaciones son consistentemente similares. Con propósitos ilustrativos, en la Tabla 4.1 se lista un conjunto de valores representativos de los diferentes tests y parámetros libres estudiados aquí. Vale la pena mencionar que, aunque hayamos usado un test  $\chi^2$ , nuestro objetivo final es estimar valores de los parámetros libres que mejor ajustan a los datos observacionales, en vez de obtener un acuerdo de probabilidad

absoluta de nuestros modelos con los datos observacionales.

En la Fig. 4.2 se muestra, usando una escala de grises, la distribución de probabilidad para diferentes pares de los parámetros libres estudiados – la edad del cúmulo,  $T_c$ , la duración del *burst*,  $\Delta t$ , y la fracción de binarias,  $f_{\text{BIN}}$ . Además, se grafican usando líneas rojas las curvas que encierran las regiones de niveles de confianza del 68 %, 90 % y 95 %. Finalmente, nuestro modelo que mejor ajusta es marcado con una cruz roja y nuestro modelo de referencia con una cruz blanca. Usando el procedimiento antes explicado, encontramos que el modelo que mejor ajusta a los datos observacionales tiene las siguientes propiedades. La edad del cúmulo es  $T_c = 13,9$  Giga-años, la duración de *burst* es  $\Delta t = 3,3$  Giga-años y la fracción de binarias del cúmulo es  $f_{\text{BIN}} = 4$  %. Un punto importante acerca de nuestro modelo de mejor ajuste es el largo valor del tiempo que dura el *burst*, 3.3 Giga-años. Un *burst* tan largo es bastante inusual en la mayoría de los cúmulos globulares, con la excepción de dos,  $\omega$  Centauri – ver Villanova et al. (2014) para una discusión reciente de este aspecto – y M54 (Siegel et al., 2007). De todas maneras, queremos remarcar que los intentos anteriores de modelar la función de luminosidad de las enanas blancas de NGC 6397 solamente pudieron ajustar satisfactoriamente cuando se consideraba una tasa de formación estelar constante durante toda la vida del cúmulo (Winget et al., 2009b). Sin embargo, creemos que el valor obtenido para el *burst* usando este procedimiento es totalmente irreal, y que nuestro modelo de referencia, para el cual hemos adoptado un *burst* típico de 1.0 Giga-año es más realista.

Mirando los paneles superior e inferior de la Fig. 4.2 se ve claramente que no hay una correlación entre la fracción de binarias adoptada y la duración del *burst* o la edad del cúmulo. En ese sentido,  $f_{\text{BIN}}$  puede ser considerado como un parámetro libre independiente. Entonces su valor no tendrá efectos considerables sobre los resultados finales. Caso contrario, en el panel del medio de la Fig. 4.2 se ve una clara correlación entre la duración del *burst* y la edad del cúmulo. Efectivamente, edades menores que la de nuestro modelo de mejor ajuste son posibles si tomamos valores menores de la duración del *burst*, y edades mayores que la de nuestro modelo de mejor ajuste son posibles si tomamos valores mayores de la duración del *burst*. En efecto, edades tan bajas como 12.8 Giga-años son compatibles con las observaciones, a un 95 % de nivel de confianza, si el *burst* inicial de formación estelar duró 1.0 Giga-año. Incluso una edad del cúmulo de 12.4 Giga-años es compatible a un 90 % de nivel de confianza, si la duración del *burst* de formación estelar es de 0.1 Giga-años. Incluso, si adoptamos  $\Delta t = 0,0$  Giga-años, la edad del cúmulo nos da de  $12,34_{-0,4}^{+0,5}$  Giga-años, en concordancia con otras estimaciones previas de la edad (Hansen et al., 2013). Todo esto se debe al máximo muy plano en las distribuciones de probabilidades graficadas en la Fig. 4.2.

Dado que esta discusión constituye un aspecto importante, hemos indagado sobre el origen de esta correlación sin razón física, entre la edad del cúmulo y la duración del *burst*, que obtenemos a través del uso de la función de luminosidad de las enanas blancas. Hemos encontrado que la principal razón de esta correlación radica en que las estrellas observadas con  $m_{\text{F814W}} \geq 26$  tienen grandes errores fotométricos. Entonces, la posición precisa del máximo de la función de luminosidad no puede ser determinada en detalle. Por ende, las determinaciones de edades basadas en el uso de la función de luminosidad observada, están fuertemente influenciadas por los errores fotométricos. Además, un episodio de formación estelar tan extendido habría impactado en la morfología de los diagramas color-magnitud de las estrellas de secuencia principal de NGC 6397. Hoy en día, con la fotometría de alta precisión de los datos recolectados por el Hubble Space Telescope (Milone et al., 2012), esto debería ser detectable, y claramente no es el caso. En conclusión, creemos que el conjunto de datos fotométricos adoptados aún no es el apropiado para realizar este tipo de análisis, y que existen argumentos fuertes para sospechar que la duración del *burst* es en realidad menor que la obtenida por nuestro análisis. Es por esto que, de ahora en más, nos quedaremos con

el valor de nuestro modelo de referencia, que contempla un *burst* de 1.0 Giga-año.

Finalmente, hemos comprobado la sensibilidad de nuestros resultados al módulo de distancia y al enrojecimiento. En particular, hemos variado el enrojecimiento en  $\pm 0,02$ , que son los errores nominales en su determinación, y hemos encontrado que la edad derivada del cúmulo al adoptar nuestro modelo de referencia varía en  $\pm 0,02$  Giga-años. Hemos repetido este mismo procedimiento para el valor del módulo de distancia, y hemos encontrado que, en este caso, la edad del cúmulo varía en  $\pm 0,3$  Giga-años. Además, fijando la duración del *burst* de formación estelar, hemos obtenido una estimación conservativa del error asociado a la edad del cúmulo y a la fracción de binarias. Hemos obtenido  $\sigma_{T_c} = {}^{+0,50}_{-0,75}$  Giga-años, y  $\sigma_{f_{\text{BIN}}} = {}^{+0,14}_{-0,04}$ . Como análisis final, hemos estudiado la robustez de nuestros resultados a la completitud de la muestra observada. En particular, hemos descartado el 20% de nuestras enanas blancas sintéticas con magnitudes menores a 26, mientras que para magnitudes entre 26 y 28 hemos asumido que la completitud decrece linealmente hasta un 50%, y hemos removido las enanas blancas sintéticas correspondientes. Así, hemos computado la función de luminosidad de enanas blancas y la distribución de color de la muestra resultante, y obtuvimos que los resultados eran esencialmente los mismos. De esta manera, concluimos que la edad derivada de nuestro modelo de referencia es robusta.

#### 4.4.2. El rol de la quema nuclear

En vista de los resultados descritos en el Capítulo anterior, recordamos que la quema nuclear de H en la envoltura de enanas blancas puede ser una importante fuente de energía, especialmente para enanas blancas derivadas de progenitores de baja metalicidad. Esto se debe a que, en caso de que no ocurra el tercer *dredge-up*, progenitores de baja metalicidad terminan la AGB con envolturas de H gruesas, (Iben & MacDonald, 1986b), resultando en enanas blancas con envolturas de H gruesas. Como consecuencia, se espera que en enanas blancas resultantes de progenitores de baja metalicidad, la quema nuclear residual de H sea una fuente de energía importante. En particular, Renedo et al. (2010b) encontraron que en enanas blancas resultantes de progenitores con metalicidad sub-solar, la quema nuclear de H contribuye en un 30% al valor de la luminosidad, cuando la enana blanca está entre luminosidades  $L \sim 10^{-2} L_{\odot}$  y  $10^{-3} L_{\odot}$ . Esta contribución resulta aún más importante cuando la metalicidad del progenitor es muy baja ( $Z = 0,0001$ ) y la masa de la enana blanca es menor a  $\sim 0,6 M_{\odot}$ . En estos casos, la quema nuclear de H se vuelve la principal fuente de energía de la enana blanca hasta luminosidades tan bajas como  $\log(L/L_{\odot}) \simeq -3,2$  (Miller Bertolami et al., 2013b). Por ejemplo, si consideramos una enana blanca típica con  $M_{\text{WD}} = 0,6 M_{\odot}$ , descendiente de un progenitor con la metalicidad de NGC 6397, a ésta le tomaría cerca de 1,04 Giga-años llegar a luminosidades  $\log(L/L_{\odot}) \simeq -3,2$  cuando no se considera la quema nuclear. En cambio, al considerar la quema nuclear, a esta enana blanca le tomaría  $\sim 1,49$  Giga-años llegar a esas luminosidades. Aunque para luminosidades más bajas estas diferencias se vuelven menos relevantes, la quema nuclear de H aún puede jugar un papel significativo en darle forma a la función de luminosidad de las enanas blancas a luminosidades intermedias. Dado el módulo de distancia de NGC 6397, estas luminosidades corresponden a magnitudes aparentes  $m_{\text{F814W}} \approx 24 \sim 26$ , en la zona caliente de la función de luminosidad de las enanas blancas.

Para estimar el posible efecto de la quema nuclear residual de H, hemos utilizado un segundo conjunto de secuencias evolutivas de enanas blancas en las cuales esta fuente de energía fue despreciada. Otra vez, hemos construido una grilla de secuencias para diferentes masas, y hemos interpolado para obtener la metalicidad precisa de NGC 6397, tomando el valor del *burst* de formación estelar como  $\Delta t = 1,0$  Giga-años, como ya hemos discutido. Así hemos puesto en funcionamiento una vez más nuestro simulador Monte Carlo para el mismo

rango de parámetros libres y obteniendo el  $\chi^2$  combinado, para cada simulación, empleando el método descrito en la Sección 4.4.1. La función de luminosidad de las enanas blancas, el digrama color-magnitud y la distribución de colores de nuestro modelo de mejor ajuste se muestra en la Fig. 4.3. Aunque el acuerdo entre la muestra simulada y la observada es, en líneas generales, otra vez bastante bueno para las diferentes distribuciones de la Fig. 4.3, el ajuste de algunas características de las distribuciones observadas es peor que el que obtuvimos para el modelo que sí incluía quema nuclear residual. Por ejemplo, como puede verse en las Figuras 4.1 y 4.3, el pequeño pico secundario de la función de luminosidad de enanas blancas observada en  $m_{F814W} \approx 26,75$  ajusta mejor cuando se consideran las secuencias que incluyen quema nuclear. Además, cuando no se considera quema nuclear, hay un exceso de enanas blancas simuladas más rojas que  $m_{F606W-F814W} \approx 1,2$ , como puede verse en el panel de abajo de la Fig. 4.3. De acuerdo a estos resultados, para el resto de los cálculos presentados en este Capítulo, vamos a emplear las secuencias evolutivas en las cuales se considera la quema nuclear.

#### 4.4.3. Función inicial de masa

La función inicial de masa es un ingrediente esencial para modelar las propiedades observadas de los cúmulos globulares. La función inicial de masa más comunmente usada consiste en una ley de potencias con un exponente característico  $\alpha$ ,  $\Phi(M) \propto M^{-\alpha}$ , donde  $M$  es la masa en la ZAMS. Es generalmente aceptado que el valor de  $\alpha$  no difiera mucho de 2.35 (Salpeter, 1955). De todas maneras, se ha sugerido que la función inicial de masa de NGC 6397 podría tener una pendiente más plana – ver (Richer et al., 2008) y las referencias allí citadas – y en esta Sección exploraremos esta posibilidad.

Como hemos hecho previamente, consideramos el modelo descrito en la Sección 4.4.1 pero esta vez tomando a  $\alpha$  como un parámetro libre para ajustar, el cual permitimos que varíe entre 1.35 y 3.35, y, como ya hemos hecho antes, calculamos el valor combinado de  $\chi^2$ . En la Fig. 4.4 se muestran los resultados de este procedimiento. El modelo que mejor ajusta corresponde a  $\alpha = 1,95$ . El resto de los valores de los parámetros libres para este modelo de mejor ajuste son similares a los obtenidos cuando considerábamos una función inicial de masa estándar tipo Salpeter con  $\alpha = 2,35$  – ver Sección 4.4.1. De todas formas, incluir  $\alpha$  como un nuevo parámetro libre no produce mejoras sustanciales al ajuste. Por ende, concluimos que, a menos que se empleen datos observacionales más restrictivos, el uso de un valor estándar de  $\alpha$  describe adecuadamente las propiedades observadas de la población de NGC 6397.

#### 4.4.4. La fracción de enanas blancas deficientes en H

Aunque las observaciones indican que la fracción de enanas blancas deficientes en H (no-DA) en NGC 6397 es pequeña, del orden de  $f_{\text{no-DA}} \sim 4\%$  (Hansen et al., 2007; Strickler et al., 2009), vale la pena explorar cuáles son sus efectos en el diagrama color-magnitud. Con esa finalidad, en la Fig. 4.5 se muestran los resultados de haber considerado una fracción irrealista de enanas blancas no-DA del 20%. Cuando se usan fracciones menores al 20%, se encuentran muy pocas enanas blancas no-DA. Por eso, esta Figura debe ser considerada como un caso extremo para ilustrar los efectos de variar la fracción de enanas blancas no-DA.

Como hemos hecho previamente en las secciones anteriores, consideramos el modelo descrito en la Sección 4.4.1 pero ahora considerando a  $f_{\text{non-DA}}$  como un parámetro libre para ajustar, y computamos el correspondiente valor combinado de  $\chi^2$ , pero esta vez manteniendo fija la fracción de binarias en 0.04, el valor de mejor ajuste obtenido previamente. El valor hallado para la fracción de enanas blancas no-DA que mejor ajusta los datos observacionales es  $f_{\text{no-DA}} = 0$ . Como consecuencia, nuestro análisis concuerda con las observaciones que

dicen que NGC 6397 tiene una fracción despreciable de enanas blancas no-DA. De todas formas, cabe remarcar que pequeñas fracciones de enanas blancas no-DA se ajustan a los datos observacionales con un nivel de confianza del 95 %.

#### 4.4.5. Segregación de masa en NGC 6397

Otro aspecto importante que vale la pena investigar es la evolución dinámica de NGC 6397. La evolución dinámica de los cúmulos globulares está principalmente gobernada por la atracción gravitatoria entre estrellas individuales, aunque la interacción entre la evolución de sus estrellas individuales y los encuentros binarios también juega un papel importante. La gran densidad de masa estelar en los núcleos de cúmulos globulares favorece los encuentros binarios. En estas interacciones dinámicas, la estrella más masiva usualmente le transfiere energía cinética a la menos masiva. Eventualmente, las estrellas más masivas se agrupan en el núcleo del cúmulo, mientras que las menos masivas se mueven hacia las afueras del cúmulo, o incluso escapan de él.

Dado que la muestra observada de enanas blancas empleada en este estudio fue seleccionada del campo de la ACS, el cual está ubicado a 5' al sureste del centro del cúmulo, es razonable esperar que la segregación de masa pueda jugar un papel. Además, el tiempo de evaporación de NGC 6397 es  $\sim 3$  Giga-años (Heyl et al., 2012), implicando que una fracción importante de estrellas, en particular aquellas con masas bajas, pueden haber escapado del cúmulo. De todas formas, la existencia de segregación de masa en NGC 6397 es aún controversial – ver, por ejemplo Martinazzi et al. (2014), y las referencias allí provistas – y un estudio empleando enanas blancas ayudaría a esclarecer este aspecto. Aunque un estudio exhaustivo de la evolución dinámica de NGC 6397 usando las propiedades de su población de enanas blancas está más allá de los objetivos de esta tesis, vale la pena realizar una simple aproximación, ya que la comparación entre las propiedades de la población simulada y la muestra observada puede brindar información sobre la existencia de segregación de masa.

Para testear cómo la segregación de masa afecta la población de enanas blancas de NGC 6397 hemos procedido de la siguiente manera. El panel de abajo de la Fig. 4.6 muestra la distribución de masa de las enanas blancas en función de la magnitud de nuestra población sintética. Los puntos negros denotan las típicas enanas blancas con núcleos de carbono-oxígeno, y los puntos grises las enanas blancas con masas o más grandes que un valor límite variable  $M_u$  (línea roja de arriba) o más pequeñas que un valor límite variable  $M_l$  (línea roja de abajo). Además, se muestra la función de luminosidad de enanas blancas observadas, como una línea negra en el panel de arriba de la Fig. 4.6, mientras que la línea gris es usada para representar la función de luminosidad de enanas blancas de nuestra muestra sintética. Por último, la línea roja muestra la función de luminosidad de enanas blancas con masas  $M_l < M < M_u$ .

Como puede verse en la Fig. 4.6, la parte brillante de la función de luminosidad ( $m_{F814W} \simeq 23 \sim 26$ ) es dominada por estrellas de baja masa. Al variar el corte de masa mínima, hemos ajustado la parte brillante de la función de luminosidad, y obtuvimos que el valor de  $M_l$  que mejor ajusta a la función de luminosidad es  $0,535 M_\odot$ . Por otra parte, las enanas blancas más masivas dominan la región más allá del máximo de la función de luminosidad de las enanas blancas. Ajustando el valor de la masa límite máxima, la altura de la función de luminosidad puede ser ajustada. El valor para la masa límite máxima obtenido de esta manera es  $0,905 M_\odot$ . Estos dos valores son los que se muestran con líneas rojas horizontales en la Fig. 4.6. Nótese que la función de luminosidad de las enanas blancas obtenida después de apicar estos dos cortes de masas (línea roja en el panel superior de la Fig. 4.6) ajusta extremadamente bien la función de luminosidad observada. De hecho, para el modelo particular analizado en la Fig. 4.6, el cual corresponde a una edad del cúmulo de 12,8 Giga-años, a un *burst* de duración



Tabla 4.2. Determinaciones de edad de NGC 6397.

$T_c$ (Giga-año)	Referencia
$12,0 \pm 0,8$	Anthony-Twarog & Twarog (2000)
$13,4 \pm 0,8$	Chaboyer et al. (2001)
$13,9 \pm 1,1$	Gratton et al. (2003)
$11,47 \pm 0,47$	Hansen et al. (2007)
$12,0^{+0,5}_{-1,0}$	Winget et al. (2009b)
$13,50 \pm 0,50$	Dotter et al. (2010)
$13,00 \pm 0,25$	VandenBerg et al. (2013)
$12,6 \pm 0,7$	Correnti et al. (2018)
$12,8^{+0,5}_{-0,75}$	Este trabajo

de 1,0 Giga-año y una fracción de binarias del 10 %, el valor del  $\chi^2$  reducido es 1.20, cuando se aplican los cortes en las masas. Este número debe ser comparado con el obtenido cuando no se aplican los cortes de masas, que es  $\chi^2 = 1,67$ , indicando un ajuste mucho mejor. Obviamente estos cortes reducen el tamaño de la muestra de enanas blancas. Concluimos que la segregación de masa afecta el ajuste fino de la función de luminosidad.

## 4.5. Conclusiones

En este Capítulo se explica el estudio realizado sobre la población de enanas blancas de NGC 6397. Este estudio fue llevado a cabo empleando un moderno código Monte Carlo de síntesis de poblaciones estelares, que incorpora las descripciones más avanzadas de los errores observacionales y de procedimientos de selección y las secuencias de enfriamiento de enanas blancas apropiadas para la metalicidad de este cúmulo descritas en el Capítulo anterior. Hemos comparado los resultados de nuestras simulaciones con la muestra observacional más reciente de la población de enanas blancas de este cúmulo, obtenida usando observaciones del *Hubble Space Telescope*. En particular, nuestras simulaciones fueron comparadas con la apariencia del diagrama color-magnitud, la distribución de color y con la función de luminosidad de enanas blancas de manera cuantitativa, obteniendo distribuciones de probabilidad para cada par de los parámetros libres más importantes del ajuste. Éstos son la edad del cúmulo, la duración del *burst* de formación estelar inicial y la fracción de binarias sin resolver. Además, hemos estudiado otros ingredientes claves del modelado de la población de enanas blancas de NGC 6397. Éstos incluyen la distancia y el enrojecimiento adoptado para el cúmulo, el rol de la completitud de la muestra observada, la relación masa-inicial-masa-final, los modelos de enanas blancas adoptados, la fracción de enanas blancas no-DA y el impacto de la segregación de masa. Nuestros resultados concuerdan muy bien con los datos observacionales, y son muy independientes de las suposiciones del modelo. De todas formas, las distribuciones de probabilidad muestran máximos anchos y chatos, lo que impide obtener simultáneamente determinaciones precisas de la edad del cúmulo y del *burst* de formación estelar. El origen de estos máximos chatos radica en el tamaño considerable de los errores fotométricos de los actuales datos observacionales.

La edad de NGC 6397 obtenida a través de la secuencia de enfriamiento de enanas blancas es  $12,8^{+0,50}_{-0,75}$  Giga-años. La incerteza en la edad del cúmulo que se introduce por la incerteza en el módulo de distancia es  $\pm 0,3$  Giga-años, mientras que la introducida por la incerteza en el enrojecimiento es despreciable si se la compara con ésta. Estas estimaciones concuerdan con las estimaciones obtenidas a través del uso del *turn off* de la secuencia principal (ver

Tabla 4.2). Específicamente, nuestras determinaciones para la edad son ligeramente menores que las más recientes determinaciones usando estrellas de secuencia principal. En efecto Vandenberg et al. (2013) obtienen una edad de  $13,00 \pm 0,25$  Giga-años, y Dotter et al. (2010) derivan una de  $13,50 \pm 0,50$  Giga-años, un poco mayor a las estimaciones previas. Por ejemplo, Gratton et al. (2003) obtuvieron  $13,9 \pm 1,1$  Giga-años y Chaboyer et al. (2001) derivaron una edad de  $13,4 \pm 0,8$  Giga-años. De todas formas, nuestra estimación de edad es concordante con la de Anthony-Twarog & Twarog (2000), quienes obtuvieron una edad de  $12,0 \pm 0,8$  Giga-años y con la de Correnti et al. (2018), de  $12,6 \pm 0,7$  Giga-años. Nuestra estimación de la edad para NGC 6397 es significativamente más vieja que la de Hansen et al. (2007),  $11,47 \pm 0,47$  Giga-años, y Winget et al. (2009b),  $12,0^{+0,5}_{-1,0}$  Giga-años, quienes la obtuvieron ajustando la posición del *cut-off* de la función de luminosidad. Esta discrepancia puede ser parcialmente atribuida al hecho de que en nuestro trabajo se usaron secuencias evolutivas actualizadas. Esto incluye, no solamente las secuencias de enanas blancas, si no también los tiempos de vida en la secuencia principal de las estrellas progenitoras, y la relación masa-inicial-masa-final, la cual hemos considerado para la metalicidad de NGC 6397. De todas formas, el uso de secuencias evolutivas confiables no es la única razón para esta discrepancia, ya que otros factores, como la forma en la que la población sintética de enanas blancas es generada, teniendo en cuenta todos los sesgos observacionales conocidos y los procedimientos de selección, también son importantes para obtener edades confiables.

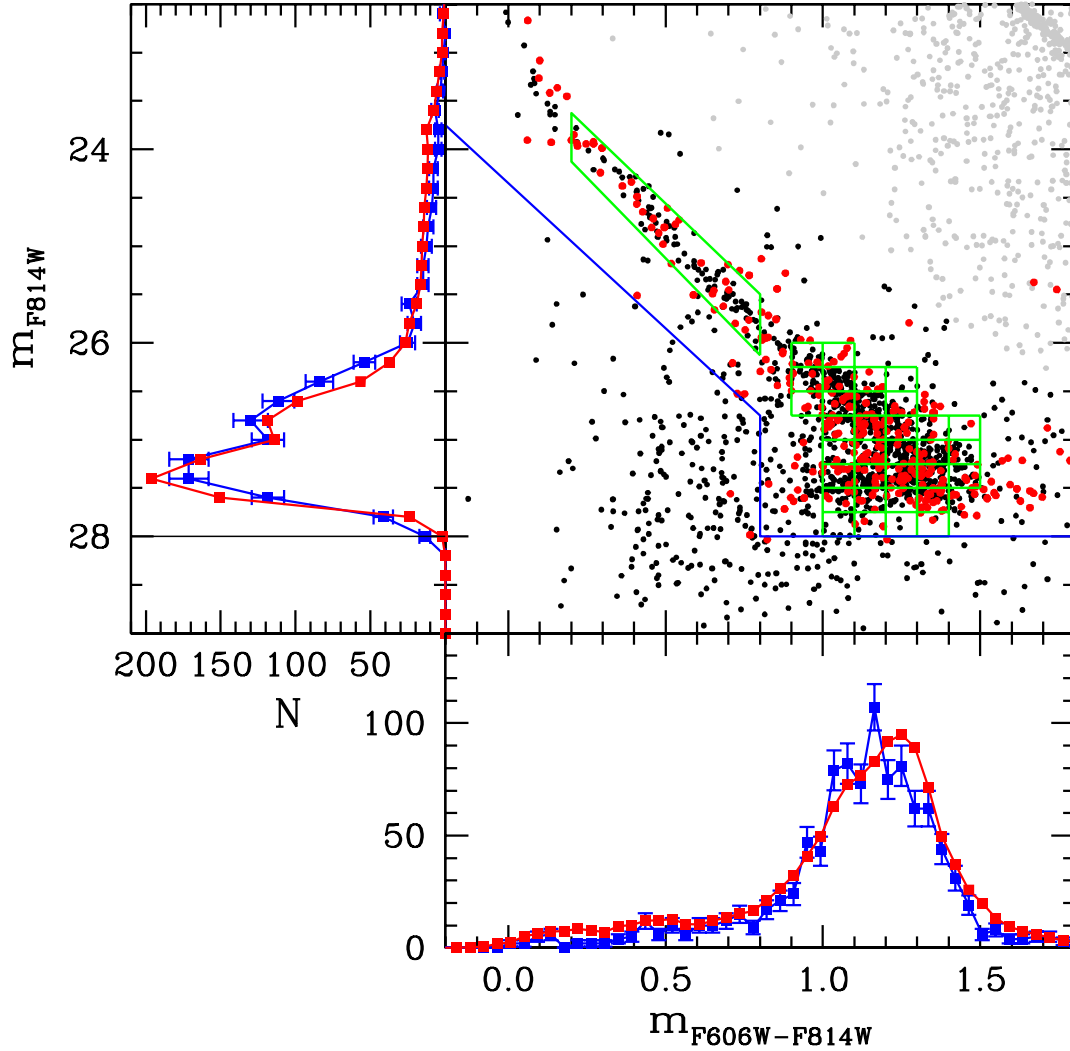
Otro resultado de nuestro estudio es que hemos encontrado que la fracción de binarias es cercana a 0. El porcentaje de binarias de nuestro modelo de mejor ajuste ( $\sim 4,0\%$ ) es similar al obtenido para estrellas de secuencia principal – ver Tablas 2 y 3 de Milone et al. (2012).

Habiendo estimado la edad y el porcentaje de binarias sin resolver de NGC 6397, hemos procedido a estudiar otras propiedades importantes del modelo. Comenzamos por estudiar el rol de la quema estable de H en enanas blancas provenientes de progenitores de baja metalicidad. Con esa finalidad, hemos calculado secuencias evolutivas en las cuales la quema nuclear fue artificialmente suprimida. Los resultados de este experimento indican que, aunque usando estas secuencias se pueden obtener buenos ajustes a las propiedades de la población de enanas blancas de NGC 6397, el ajuste es mejor cuando se consideran secuencias evolutivas que incluyen la quema nuclear de H. Este resultado es de suma importancia, ya que el encontrar evidencias de la quema nuclear en entornos de baja metalicidad, nos permite acotar la no ocurrencia del tercer *dredge-up* en estrellas AGB de baja masa y baja metalicidad. Como hemos mostrado en el Capítulo 3, en ausencia de episodios de tercer *dredge-up* durante la AGB, la evolución de enanas blancas resultantes de progenitores de baja masa ( $M \lesssim 1,25 M_{\odot}$ ) y baja metalicidad, es dominada por la quema nuclear estable de H. Actualmente ni los modelos teóricos ni las observaciones brindan indicios concluyentes de la ocurrencia del tercer *dredge-up* en estrellas AGB de baja metalicidad. En vista de nuestros resultados de que las enanas blancas de baja masa de NGC 6397 deben tener una quema nuclear de H significativa, concluimos que sus progenitores de baja masa no deben haber sufrido enriquecimiento de carbono en su envoltura debido a episodios de tercer *dredge-up* durante su evolución en la AGB.

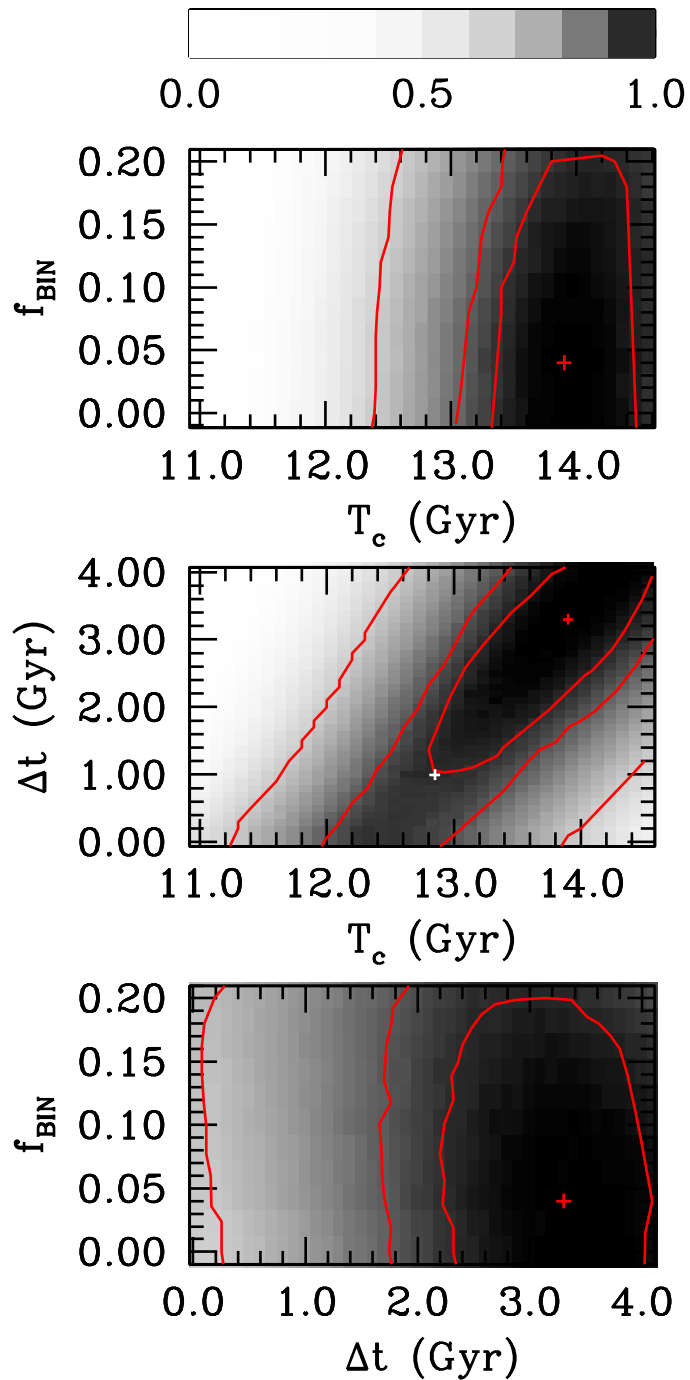
A su vez, hemos estudiado la pendiente de la función inicial de masa. Con esa finalidad, hemos realizado una serie de simulaciones en las cuales hemos variado el índice de la ley de potencias de la función inicial de masa, y hemos encontrado que, aunque una pendiente menos empinada ajustaría ligeramente mejor las propiedades de la muestra observada, el valor estándar de la función de masa de Salpeter ajusta igual de bien esta propiedades, con un nivel de confianza del 95%. A su vez, estudiamos el impacto de adoptar una fracción diferente de enanas blancas no-DA, y encontramos que nuestro modelo de mejor ajuste se corresponde con una fracción despreciable de enanas blancas no-DA, en acuerdo con las observaciones.

Por último, hicimos un intento preliminar de estimar los efectos de la segregación de masa en la población de enanas blancas de NGC 6397. Del ajuste de la parte más brillante y la parte más débil de la función de luminosidad obtuvimos que enanas blancas con masas mayores a  $0,905 M_{\odot}$  o menores a  $0,535 M_{\odot}$  no están presentes en la muestra observada, posiblemente como consecuencia de la segregación de masa. Cuando tenemos en cuenta esto en la población simulada, el acuerdo entre los datos teóricos y los datos observacionales es excelente.

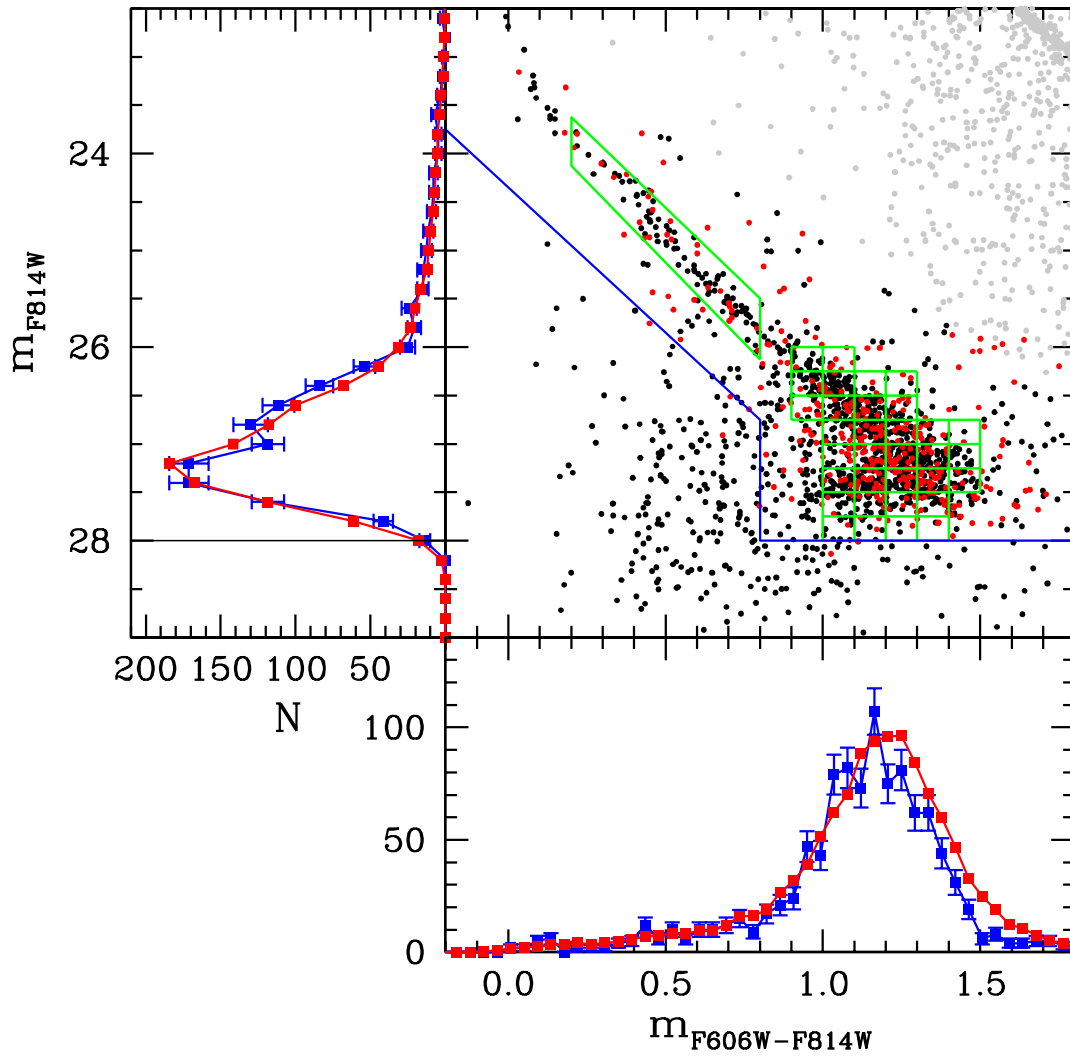
En resumen, hemos realizado el estudio más completo y novedoso de síntesis de la población de enanas blancas del cúmulo globular NGC 6397. Este estudio nos ha permitido imponer importantes restricciones a las características de este cúmulo, y obtener una estimación de su edad. Además, hemos encontrado una evidencia observacional de la quema nuclear residual de H en entornos de baja metalicidad, en concordancia con los modelos teóricos presentados en el Capítulo 3. Sin embargo, cabe remarcar que una mejora en el conjunto de datos observacionales de este cúmulo, con menores errores fotométricos para las enanas blancas con magnitudes  $\gtrsim 27$ , resultaría de suma ayuda para obtener mejores estimaciones de su edad, de su historia de formación estelar y de la ocurrencia de la quema nuclear residual de H.



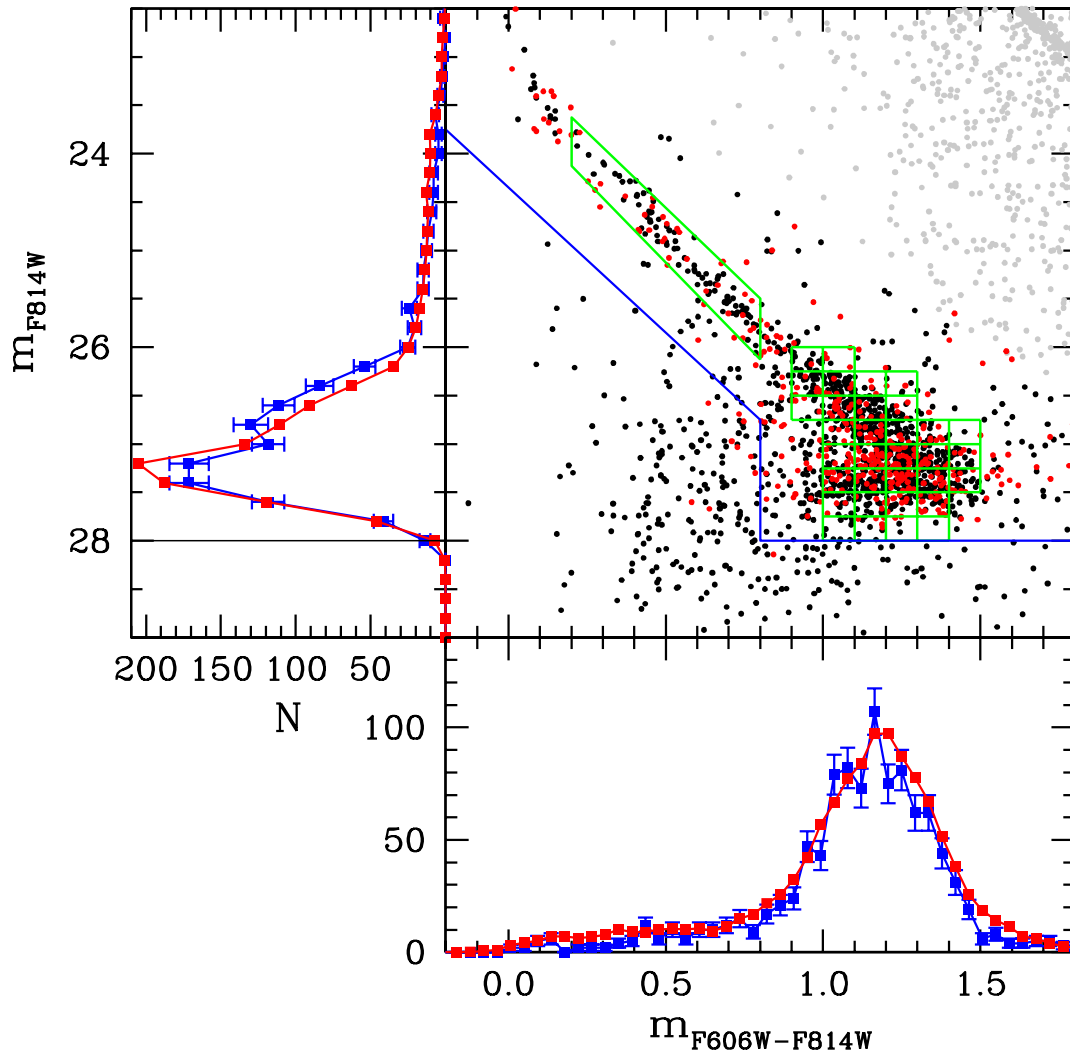
**Figura 4.1.** Función de luminosidad, diagrama color-magnitud y distribución de color de las enanas blancas de NGC 6397, de nuestro modelo de mejor ajuste. Los puntos grises representan las estrellas de secuencia principal observadas, los puntos negros corresponden a enanas blancas obesrvadas, y los puntos rojos son los resultados de nuestras simulaciones. Los cuadrados verdes representan las regiones del diagrama color-magnitud en las cuales hemos realizado el test  $\chi^2$ , mientras que las líneas finas azules corresponden a los cortes adoptados para computar las distribuciones. Las curvas rojas corresponden a a las distribuciones simuladas, mientras que las azules son las distribuciones observadas computadas utilizando nuestros cortes.



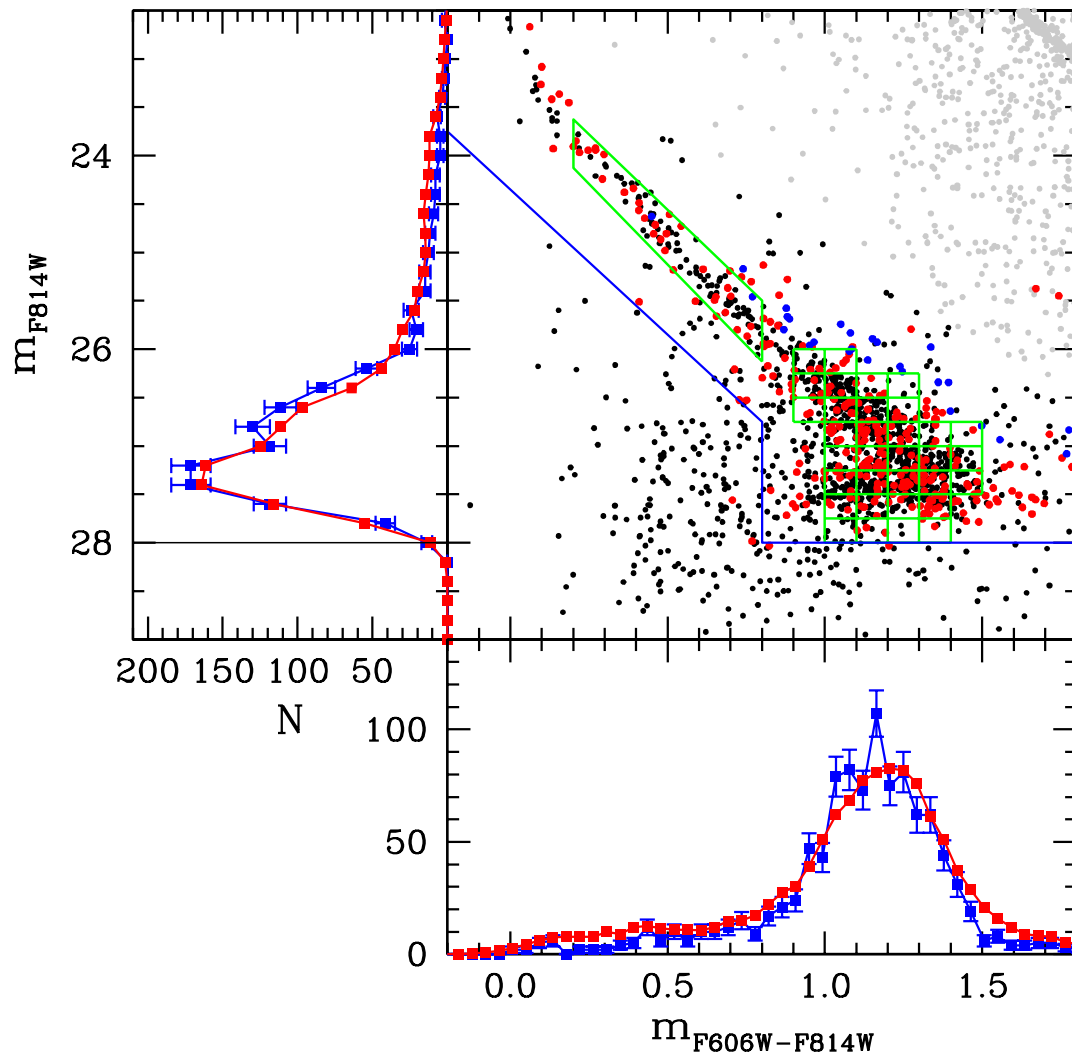
**Figura 4.2.** Distribución de la densidad de probabilidad para diferentes pares de parámetros libres (escala de grises). Los valores que mejor ajustan están marcados con cruces rojas, mientras que las líneas rojas representan los niveles de confianza del 68%, 90% y 95%. Las cruces blancas corresponden a nuestro modelo de referencia.



**Figura 4.3.** Lo mismo que la Fig. 4.1 pero para el modelo que no incluye quema nuclear residual de H, ver Sección. 4.4.2.

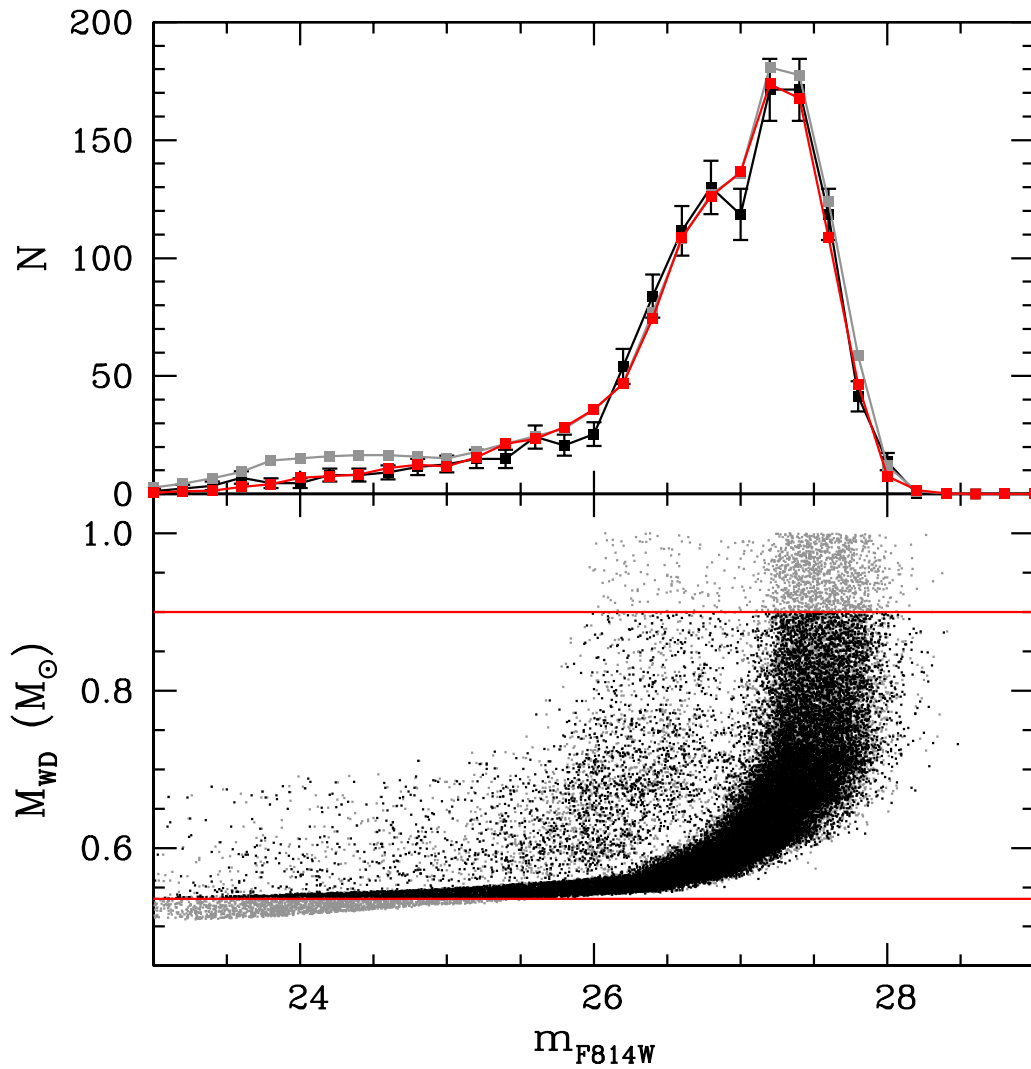


**Figura 4.4.** Lo mismo que la Fig. 4.1 pero para el modelo en el cual la pendiente de la función inicial de masa es variable (ver Sección 4.4.3 para más detalles).



**Figura 4.5.** Lo mismo que la Fig. 4.1 pero para un modelo en el cual hemos adoptado una fracción de enanas blancas deficientes en H del 20% (ver Sección 4.4.4 para más detalles).





**Figura 4.6.** Panel de arriba: Función de luminosidad de NGC 6397 limpia (línea negra), comparada con la función de luminosidad sintética para la muestra completa de enanas blancas (línea gris), y con la obtenida después de eliminar enanas blancas masivas y enanas blancas de baja masa (línea roja). Panel de abajo: distribución de masa en función de la magnitud de nuestra muestra simulada (puntos negros). También se muestran en este panel, como líneas horizontales rojas, los cortes en la masa.



## Capítulo 5

# Pulsaciones excitadas por la quema de hidrógeno en enanas blancas

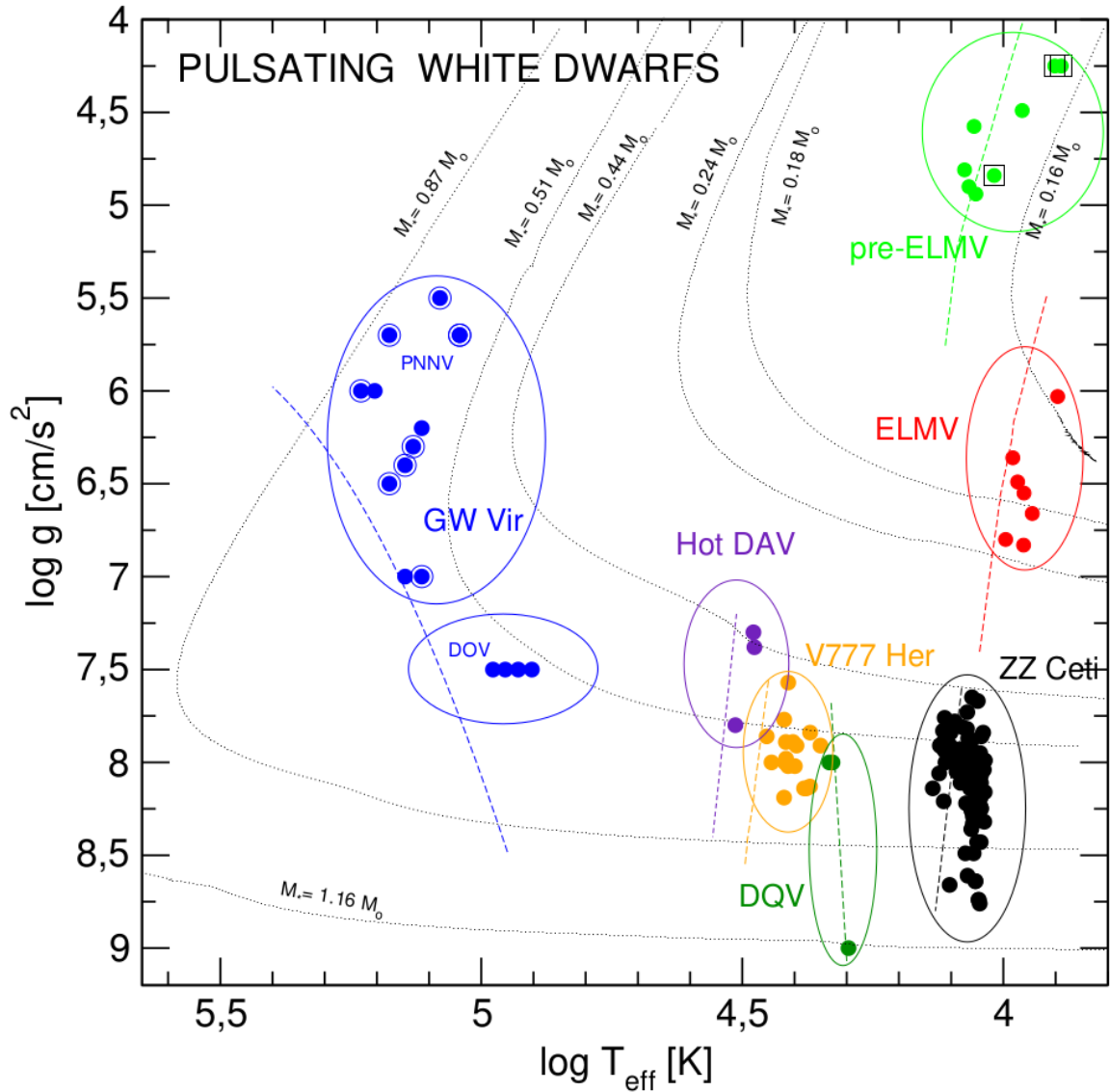
Los resultados presentados en este Capítulo se encuentran respaldados por una publicación en la revista A&A (Camisassa et al., 2016b).

### 5.1. Introducción

En el Capítulo anterior contrastamos las predicciones de nuestros modelos evolutivos de enanas blancas de baja metalicidad con las propiedades colectivas de las enanas blancas observadas en el cúmulo globular NGC 6397. Por otra parte, las predicciones de estos modelos pueden contrastarse con las observaciones de enanas blancas individuales. En ese sentido, en este Capítulo veremos que es posible obtener información sobre la quema nuclear residual de H en enanas blancas a través del estudio de enanas blancas pulsantes de baja metalicidad.

Las estrellas enanas blancas atraviesan al menos un estadio de inestabilidad pulsacional durante sus vidas. Al pasar por este estadio, estas estrellas presentan pulsaciones multi-periódicas, haciendo posible analizar su estructura interna y su estado evolutivo empleando las herramientas de la astrosismología (Winget & Kepler, 2008; Fontaine & Brassard, 2008; Althaus et al., 2010a; Kepler & Romero, 2017). Las pulsaciones en enanas blancas se manifiestan como variaciones periódicas de su brillo en el óptico y también en el ultravioleta. Estas variaciones son generadas por pulsaciones en modos  $g$  no radiales, cuya fuerza de restitución es la gravedad. Las pulsaciones están caracterizadas por amplitudes entre 0.1 mmag y 0.4 mmag en curvas de luz típicas en el óptico. En la Figura 5.1 se muestran las siete clases de enanas blancas pulsantes conocidas por el momento, en el diagrama  $\log g - \log(T_{\text{eff}})$ . Estas son: las estrellas variables ZZ Ceti o DAVs (enanas blancas con atmósferas de H casi puras, son las más numerosas), las enanas blancas variables DQVs (enanas blancas con atmósferas ricas en C y He), las V777 Her o DBVs (con atmósferas de He casi puro), las "hot DAV" (enanas blancas con envolturas de H, pero más calientes que las DAVs, cuya existencia fue predicha teóricamente pero aún no han sido observadas), y las PG1159 o GW Vir pulsantes (enanas blancas y pre enanas blancas deficientes en H, con envolturas ricas en He, C y O). A estas familias de enanas blancas pulsantes, recientemente se han agregado las enanas blancas pulsantes ELMVs y las pre-ELMVs, que son estrellas de masa extremadamente baja pulsantes (Hermes et al., 2012; Maxted et al., 2013).

Los períodos de las enanas blancas pulsantes van desde los  $\sim 100$  s a  $\sim 6000$  s, las cuales son atribuidas modos  $g$  no radiales excitados, o bien por el mecanismo  $\kappa - \gamma$ , que opera en la zona de ionización de los elementos abundantes, o bien por la convección en enanas blancas frías (Brickhill, 1983; Goldreich & Wu, 1999). Además de estos dos mecanismos, se



**Figura 5.1.** Ubicación de los diferentes tipos de enanas blancas y pre enanas blancas pulsantes (círculos de diferentes colores) en el diagrama  $\log g - \log(T_{\text{eff}})$ . Esta figura es una versión actualizada de la Figura 15 de Althaus et al. (2010a), tomada de Córscico et al. (2019, en preparación). Las estrellas que tienen cuadrados al rededor de los círculos verde claro pueden ser identificadas como estrellas pre-ELMV o también como SX Phe y/o  $\delta$  Scuti. Las estrellas GW Vir indicadas con circunferencias azules al rededor de los círculos azules son PNNVs. También se muestran como referencia dos *tracks* evolutivos post-VLTP para enanas blancas deficientes en H (0.51 y 0.87  $M_{\odot}$ , Miller Bertolami & Althaus (2006)), cuatro *tracks* evolutivos para enanas blancas de baja masa ricas en H con núcleos de He (0.16, 0.18, 0.24, y 0.44  $M_{\odot}$ , Althaus et al. (2013)), y un *track* evolutivo de enana blanca ultramasiva rica en H (1.16  $M_{\odot}$ , Camisassa et al. (2018)). Las líneas a trazos indican el límite azul teórico de cada dominio de inestabilidad para las diferentes clases de enanas blancas pulsantes.

ha predicho que el mecanismo  $\varepsilon$  lleva a la desestabilización de ciertos modos  $g$  de corto período en estrellas enanas blancas y pre-enanas-blancas. Este mecanismo es inducido por reacciones termonucleares, y éstas son fuertemente dependientes de la temperatura. Durante una fase de compresión, la temperatura  $y$ , por ende, las tasas de producción de energía nuclear son más grandes que sus valores de equilibrio,  $y$ , como consecuencia, en aquellas capas donde se den reacciones nucleares, se produce más energía. El caso contrario ocurre durante la subsiguiente fase de expansión  $y$ , como consecuencia, la contribución de la perturbación a la generación de energía nuclear a la integral del trabajo es siempre desestabilizante (Unno et al., 1989). El primer estudio del mecanismo  $\varepsilon$  en pre-enanas-blancas fue el trabajo pionero de Kawaler et al. (1986), quienes encontraron que algunos modos  $g$  con períodos en el rango 70 – 200 s eran efectivamente excitados a través de este mecanismo por la capa de quema de He en pre-enanas-blancas deficientes en H.

Bastantes años después, Córscico et al. (2009) llevaron a cabo un análisis de la estabilidad más detallado y mostraron la existencia de una banda de inestabilidad en el diagrama HR para las estrellas GW Vir, de la cual es responsable el mecanismo  $\varepsilon$  actuando en la capa de quema de He. Respecto al mecanismo  $\varepsilon$  actuando en la quema nuclear de H, más recientemente Maeda & Shibahashi (2014) predijeron que algunos modos  $g$  de bajo orden son excitados por el mecanismo  $\varepsilon$  debido a una quema intensa de H en capa en pre-enanas blancas muy calientes y luminosas con envolturas ricas en H (hot DAVs). Además, Córscico & Althaus (2014b) mostraron que algunos modos  $g$  de bajo orden podrían ser desestabilizados en estrellas ELMV por el mecanismo  $\varepsilon$  debido a la quema de H en capa, aunque la mayoría de los modos pulsantes observados, que son caracterizados por órdenes radiales altos e intermedios, serían desestabilizados por el mecanismo  $\kappa - \gamma$ .

Los recientes estudios de Miller Bertolami et al. (2013a) y Althaus et al. (2015a), descritos en el Capítulo 3 han mostrado que enanas blancas derivadas de progenitores de baja metalicidad ( $0,00003 \lesssim Z \lesssim 0,001$ ), que no hayan experimentado enriquecimiento de carbono en sus capas externas por efecto del tercer *dredge-up* en la AGB, nacen con envolturas de H gruesas  $y$ , como consecuencia de esto, la quema estable de H vía protón-protón es su principal fuente de energía incluso a bajas luminosidades ( $\log L/L_{\odot} \lesssim -3$ ). La intensidad de la quema nuclear de H es sumamente dependiente de la metalicidad del progenitor  $y$  de la masa de la enana blanca. Para enanas blancas con masas mayores a  $\sim 0,6 M_{\odot}$  no se espera una quema nuclear relevante. Esta fuente extra de energía retrasa los tiempos de enfriamiento de las enanas blancas. Incluso a bajas luminosidades,  $\log L/L_{\odot} \sim -4$ , la quema residual de H lleva a un incremento en los tiempos de enfriamiento de enanas blancas de masa baja e intermedia ( $M \lesssim 0,6 M_{\odot}$ ) en un  $\sim 20 - 40\%$ . Estos resultados no son afectados por la tasa de pérdida de masa en las etapas evolutivas previas. Por otro lado, la ocurrencia de *overshooting* durante la AGB favorece fuertemente episodios de tercer *dredge-up*  $y$  esto conlleva a la formación de enanas blancas con envolturas más delgadas, con la consecuencia de que la quema nuclear residual de H durante el régimen de enana blanca sea despreciable. El retraso en los tiempos de enfriamiento de las enanas blancas provenientes de progenitores de baja metalicidad impacta sobre nuestro entendimiento de las poblaciones estelares. En particular, en el trabajo descrito en el Capítulo pasado (Torres et al., 2015), se empleó la función de luminosidad del cúmulo globular de baja metalicidad NGC 6397 para estudiar la quema de hidrógeno en enanas blancas provenientes de progenitores de baja metalicidad. Este estudio lleva a la conclusión de que la población de enanas blancas de baja masa de NGC 6397 está caracterizada por una importante quema nuclear residual de H  $y$ , por ende, los progenitores de estas estrellas no han experimentado el tercer *dredge-up* durante la AGB. Aunque Cojocaru et al. (2015) intentaron realizar un estudio similar con la población de enanas blancas aisladas del halo galáctico, no pudieron llegar a conclusiones certeras debido a que el número

de enanas blancas detectadas en el halo galáctico aún era pequeña. Sin embargo, actualmente, gracias a la misión espacial GAIA, el número de estrellas enanas blancas identificadas del halo galáctico ha aumentado considerablemente, permitiendo indagar nuevamente sobre este aspecto en un trabajo futuro.

De acuerdo a los resultados presentados en el Capítulo 3, la contribución de la generación de energía nuclear a la luminosidad de las enanas blancas de progenitores de baja metalicidad es máxima, siendo de alrededor del 80% de la luminosidad de la enana blanca, cuando la temperatura efectiva de ésta es del orden de  $\log T_{\text{eff}} \sim 4$ . Y es justamente en este rango de temperatura efectiva en el que se observa a las estrellas DAVs pulsar en modos  $g$  radiales, excitados o bien por el mecanismo  $\kappa - \gamma$  o bien por el mecanismo del *convective driving*. Motivados por estos resultados, en esta tesis se estudió la posibilidad de que enanas blancas DA (ricas en H), pertenecientes a poblaciones de baja metalicidad (como cúmulos globulares o el halo galáctico), puedan desarrollar pulsaciones de corto período, análogas a los modos  $g$  de corto período que exhiben las estrellas ZZ Ceti. Como ya hemos mencionado, los progenitores de baja masa y baja metalicidad de este tipo de enanas blancas DA no deben haber experimentado episodios de tercer *dredge-up* en la AGB, para que la quema nuclear residual de H continúe de manera significativa durante la etapa de enana blanca, y ocurra la “sobreestabilidad” de los modos  $g$  inducida por el mecanismo  $\varepsilon$ . Nuestro objetivo a lo largo de este estudio es usar pulsaciones en enanas blancas para verificar la presencia de quema nuclear estable de H en enanas blancas y, eventualmente, restringir la eficiencia de episodios de tercer *dredge-up* en la AGB.

### 5.2. Modelos evolutivos y herramientas numéricas

En esta sección describiremos brevemente las herramientas de evolución estelar y de pulsaciones y los principales ingredientes de las secuencias evolutivas. Hemos tomado los modelos de equilibrio de enanas blancas de baja masa del Capítulo 3, derivados de la evolución de progenitores de baja metalicidad. Dichas secuencias evolutivas fueron evolucionadas desde la ZAMS hasta llegar a la etapa de enana blanca. Además, hemos calculado una secuencia adicional de metalicidad solar ( $Z = 0,018$ ) para ver si el mecanismo  $\varepsilon$  puede también excitar oscilaciones en enanas blancas provenientes de progenitores de metalicidad solar. Los ingredientes físicos de nuestros modelos están descritos en detalle en el Capítulo 3. Es importante recordar que la mezcla extra debido al *overshooting* ha sido considerada durante la quema central de H y He. Sin embargo, la mezcla extra no fue considerada durante los pulsos térmicos en la AGB. El parámetro de *overshooting* se fijó en  $f = 0,015$  en cada borde convectivo.

La Tabla 5.1 lista las masas iniciales de las secuencias, las masas de las enanas blancas resultantes, la fracción de masa de H ( $\log(M_{\text{H}}/M_{\odot})$ ), y el cociente entre las abundancias superficiales de carbono y oxígeno al comienzo de la etapa de enana blanca (C/O). Nuestra predicción para la relación masa-inicial-masa-final es similar a la obtenida en Romero et al. (2015). C/O es un indicador de la ocurrencia del tercer *dredge-up* en la AGB, valores de C/O mayores a 1 implican que este proceso tuvo lugar. Los cocientes C/O de nuestros modelos indican que, con la excepción del modelo de enana blanca de  $M_{\star} = 0,738 M_{\odot}$  con  $Z = 0,0001$ , ninguna de estas secuencias experimentó enriquecimiento de carbono en la envoltura durante la etapa de AGB. La masa de H al comienzo de la etapa de enana blanca ( $M_{\text{H}}$ ) es una cantidad crucial para evaluar la importancia de la quema nuclear, pues, cuanto más masiva sea la envoltura de H, más intensa será la quema nuclear. En este trabajo no hemos considerado que algunas enanas blancas puedan tener envolturas de H delgadas (Castanheira & Kepler, 2008, 2009; Romero et al., 2012, 2013), pues estamos interesados en estudiar modelos de

**Tabla 5.1.** Propiedades básicas de nuestras secuencias con  $Z=0.0001, 0.0005, 0.0010$  y  $0.0180$ .  $M_{\text{ZAMS}}$ : masa inicial,  $M_{\text{WD}}$ : masa de la enana blanca resultante,  $\log(M_{\text{H}}/M_{\odot})$ : logaritmo de la masa de H al momento de máxima temperatura efectiva al comienzo de la etapa de enana blancas,  $C/O$ : cociente entre las abundancias superficiales de carbono y oxígeno al comienzo de la etapa de enana blanca.

$Z$	$M_{\text{ZAMS}}(M_{\odot})$	$M_{\text{WD}}(M_{\odot})$	$\log(M_{\text{H}}/M_{\odot})$	$C/O$
0,0001	0,85	0,535	-3,304	0,301
0,0005	0,80	0,509	-3,231	0,241
0,0010	0,85	0,538	-3,434	0,307
0,0180	1,00	0,521	-3,543	0,005
0,0001	1,50	0,666	-3,851	0,264
0,0001	2,00	0,738	-4,347	11,477

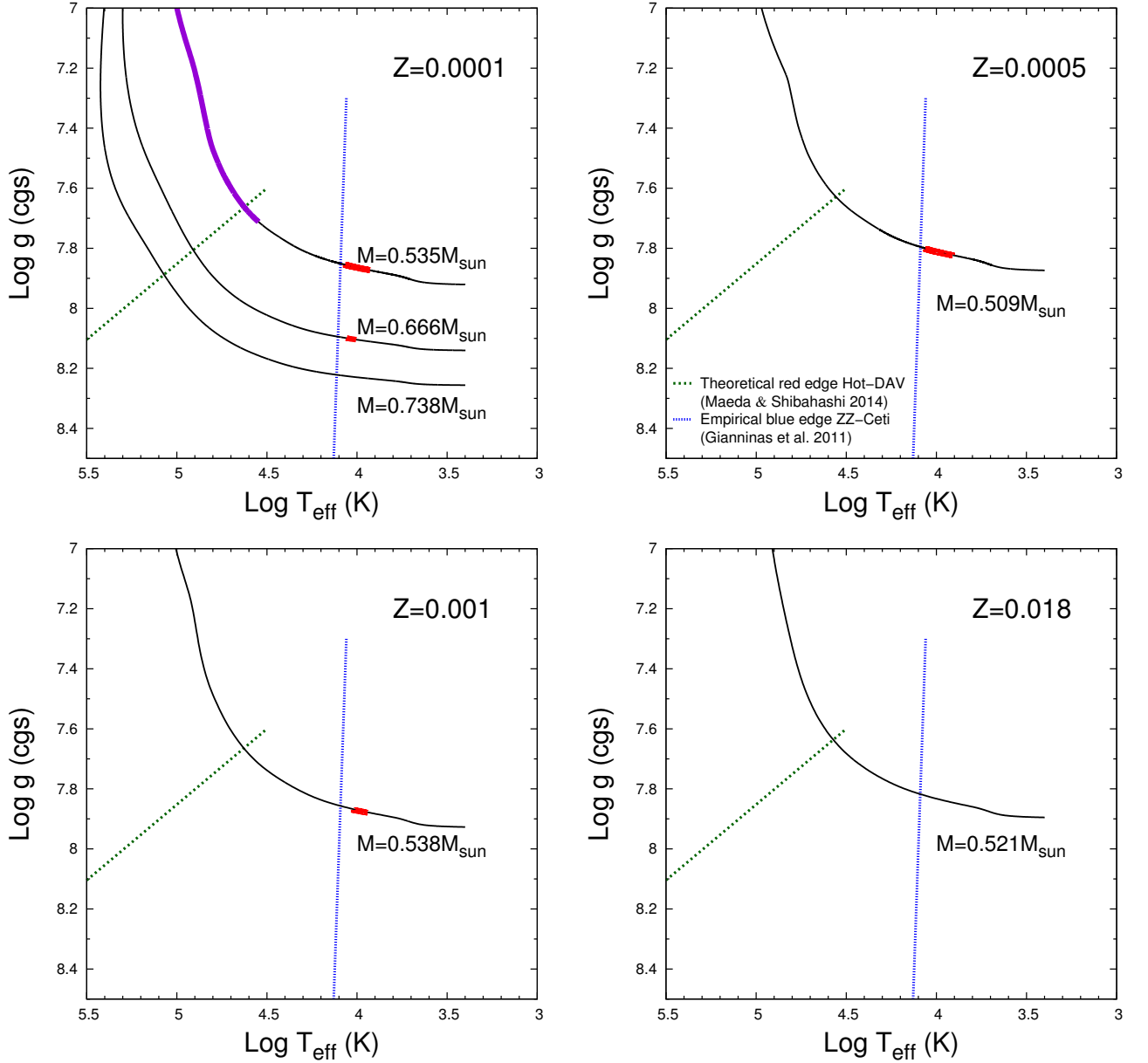
enanas blancas con quema de H.

Los cálculos pulsacionales fueron realizados con la versión lineal, no-radial y no-adiabática del código de pulsaciones LP-PUL descrito en la Sección 2.8 (ver también Córscico et al., 2006, 2009). Aunque hemos considerado tanto el modo  $g$  dipolar ( $\ell = 1$ ) como el modo  $g$  cuadrupolar ( $\ell = 2$ ), los resultados obtenidos son cualitativamente similares, y por ende nos focalizaremos en los resultados para  $\ell = 1$ . El código de pulsaciones resuelve el sistema de sexto orden de ecuaciones linealizadas en variable compleja y condiciones de borde dadas por Unno et al. (1989). El código considera los modos de excitación tanto debido al mecanismo  $\kappa - \gamma$  como debido al mecanismo  $\varepsilon$ . Nuestros cálculos no contemplan la perturbación del flujo convectivo, esto es, estamos adoptando la aproximación de “convección congelada”. Si bien esta aproximación es conocida por predecir valores irreales de la ubicación del borde rojo de los modos  $g$  de la banda de inestabilidad de las ZZ Ceti, provee predicciones satisfactorias para la ubicación del borde azul (Van Grootel et al., 2012; Saio, 2013). Lo mismo sucede para el borde azul del dominio de inestabilidad de las estrellas ELMV (Córscico & Althaus, 2016). También hemos realizado cálculos adicionales despreciando artificialmente los efectos de la liberación de energía nuclear en las pulsaciones no adiabáticas, para lo que hemos fijado:  $\varepsilon = \varepsilon_{\rho} = \varepsilon_T = 0$ , donde  $\varepsilon$  es tasa de energía nuclear liberada y  $\varepsilon_{\rho}$  y  $\varepsilon_T$  son sus derivadas logarítmicas, definidas como  $\varepsilon_{\rho} = (\partial \ln \varepsilon / \partial \ln \rho)_T$  y  $\varepsilon_T = (\partial \ln \varepsilon / \partial \ln T)_{\rho}$ , respectivamente. De esta manera, impedimos que el mecanismo  $\varepsilon$  opere, pero seguimos considerando la quema nuclear en el cálculo evolutivo.

Mientras que la dependencia de la generación de energía con la temperatura a lo largo de toda la cadena protón-protón en equilibrio es gobernada por la reacción más lenta entre dos protones y  $\varepsilon_T \simeq 4$ , hemos adoptado una dependencia con la temperatura para la reacción nuclear en la perturbación, que es principalmente gobernada por la reacción  ${}^3\text{He}-{}^3\text{He}$  y  $\varepsilon_T \simeq 11$  (Unno et al., 1989).

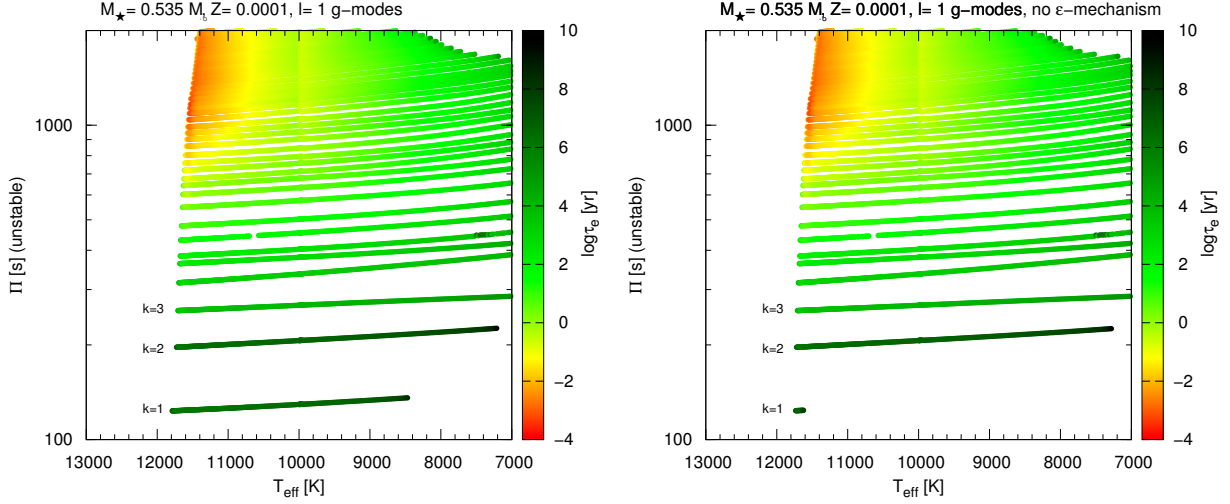
### 5.3. Resultados

Nuestro análisis de la estabilidad indica la existencia de muchos modos  $g$  inestables en todas las secuencias de modelos de enanas blancas, siendo la mayoría de estos modos desestabilizados por el mecanismo  $\kappa - \gamma$  actuando en la zona de ionización del H. Respaldados por bases observacionales sólidas, sabemos que conforme las estrellas ZZ Ceti se enfrían den-



**Figura 5.2.** Secuencias evolutivas de nuestros modelos de enanas blancas con  $M_{\star} \sim 0,51 - 0,54 M_{\odot}$  en el plano  $\log T_{\text{eff}} - \log g$ . Cada panel corresponde a un valor diferente de la metalicidad ( $Z$ ) de los progenitores de las enanas blancas. Para el caso de  $Z = 0,0001$  hemos incluido dos secuencias adicionales con masas  $M_{\star} = 0,666 M_{\odot}$  y  $M_{\star} = 0,738 M_{\odot}$ . Los segmentos gruesos rojos en los *tracks* a  $\log T_{\text{eff}} \sim 4$  corresponden a modelos de enanas blancas que tienen algún modo dipolar  $g_1$  desestabilizado mayoritariamente por el mecanismo  $\varepsilon$  actuando en la capa de quema de H. El segmento grueso violeta en el caso de la secuencia con  $M_{\star} = 0,535 M_{\odot}$  y  $Z = 0,0001$  corresponde a modelos con modos  $g$  de bajo orden ( $g_1$  a  $g_4$ ) desestabilizados únicamente por el mecanismo  $\varepsilon$ . La línea punteada color verde muestra el borde rojo teórico del dominio de inestabilidad de las pre-enanas-blancas con envolturas ricas en H, evolucionadas de progenitores con  $M_{\text{ZAMS}} \geq 1,5 M_{\odot}$  con metalicidad solar, encontrado por Maeda & Shibahashi (2014). La línea punteada azul casi vertical corresponde al borde azul del dominio de la inestabilidad de las estrellas ZZ Ceti, determinado empíricamente por Gianninas et al. (2011).





**Figura 5.3.** Períodos( $\Pi$ ) de los modos  $g$  inestables en términos de la temperatura efectiva para nuestro modelo de enana blanca de  $M_{\star} = 0,535 M_{\odot}$  y  $Z = 0,0001$ . El panel izquierdo corresponde a la secuencia en la cual se permitió que el mecanismo  $\varepsilon$  opere, mientras que en el panel derecho se muestra la situación en la cual este mecanismo ha sido suprimido artificialmente. La escala de colores indica el  $e$ -folding time ( $\tau_e$ ) de cada modo inestable (la escala se muestra a la derecha).

tro de la banda de inestabilidad, se excitan los modos con ordenes radiales progresivamente mayores. Esto puede ser entendido teóricamente en base a argumentos basados en la escala de tiempo térmica (Cox, 1980; Winget & Kepler, 2008). Conforme la enana blanca se enfría, la base de la zona convectiva externa va penetrando en regiones internas, donde la escala de tiempo térmica se vuelve mayor. Dado que los modos que pueden ser excitados tienen períodos similares a la escala de tiempo térmica en la base de la zona convectiva, los modos con períodos cada vez más largos (i. e., con mayores órdenes radiales) se excitan conforme la estrella se enfría. Cuando “apagamos” el mecanismo  $\varepsilon$ , el modo  $g_1$  se vuelve estable por el rango completo (o parte) de las temperaturas efectivas aquí analizadas. Esto indica que estos modos son excitados en gran medida por el mecanismo  $\varepsilon$  actuando en la capa de quema de H. Por otro lado, los órdenes radiales más altos, son insensibles a los efectos de la quema nuclear, y son inestables únicamente debido al mecanismo  $\kappa - \gamma$ .

La Figura 5.2 muestra los *tracks* evolutivos de todas nuestras secuencias de enanas blancas en el diagrama  $\log T_{\text{eff}} - \log g$ . Los segmentos gruesos rojos sobre las secuencias evolutivas indican que esos modelos tienen el modo dipolar  $g_1$  excitado principalmente por el mecanismo  $\varepsilon$ . De esta figura se desprende que las enanas blancas de baja masa provenientes de progenitores caracterizados por metalicidades en el rango  $0,00003 \lesssim Z \lesssim 0,001$ , se espera que experimenten pulsaciones de modos  $g$  impulsadas por la quema nuclear de H, en el rango de temperaturas efectivas típicas de las estrellas ZZ Ceti. Sin embargo, en modelos de enanas blancas derivados de progenitores con metalicidad solar (panel inferior derecho), los cuales son representativos de las ZZ Ceti (ya que éstas se encuentran en la vecindad solar), la quema nuclear no es relevante y el mecanismo  $\varepsilon$  no opera. Para el caso de enanas blancas derivadas de progenitores con  $Z = 0,0001$  (panel superior izquierdo), hemos explorado la eficiencia del mecanismo  $\varepsilon$  en enanas blancas con diferentes masas, y encontramos que, para modelos más masivos que  $\sim 0,71 M_{\odot}$ , no hay modos  $g$  excitados por la quema nuclear. Hemos incluido

en la Fig. 5.2 una línea punteada color azul, que corresponde al borde azul empírico de la banda de inestabilidad de las ZZ Ceti de Gianninas et al. (2011). Claramente, los modelos que tienen modos  $g_1$  pulsacionalmente inestables excitados por el mecanismo  $\varepsilon$  están ubicados dentro (o cerca) del dominio de inestabilidad de las ZZ Ceti. Queremos remarcar que el modo  $g_1$ , inestable en nuestros cálculos, no es únicamente excitado por el mecanismo  $\varepsilon$ , pues el mecanismo  $\kappa - \gamma$  también contribuye a su desestabilización.

Además, hemos incluido en la Fig. 5.2 la ubicación del final teórico de la banda de inestabilidad de los modelos de pre-enanas-blancas con envolturas ricas en H, llamadas "hot DAVs" (línea verde punteada), predicha por Maeda & Shibahashi (2014). Nótese que, a diferencia de los modos  $g_1$  desestabilizados por el mecanismo  $\varepsilon$  en el dominio de la inestabilidad de las ZZ Ceti que encontramos en nuestro trabajo, los modos inestables encontrados por Maeda & Shibahashi (2014) en la etapa de pre-enana-blanca son excitados únicamente por el mecanismo  $\varepsilon$ . Esto se debe a que, a esas temperaturas efectivas y luminosidades tan altas, el H está completamente ionizado en las capas superficiales, y por ende el mecanismo  $\kappa - \gamma$  resulta inoperante. Además, hemos realizado cálculos adicionales de estabilidad para investigar si hay modos  $g$  excitados por el mecanismo  $\varepsilon$  a luminosidades más altas. Para estos cálculos exploratorios, hemos considerado la secuencia evolutiva con  $M_\star = 0,535 M_\odot$  y con metalicidad del progenitor de  $Z = 0,0001$  desde  $T_{\text{eff}} \sim 100\,000$  K (segmento grueso violeta). Encontramos que los modos dipolares  $g_1$ ,  $g_2$ ,  $g_3$  y  $g_4$  son excitados por el mecanismo  $\varepsilon$  debido a la quema de H hasta temperaturas efectivas del orden de  $\sim 36\,000$  K. Estos resultados concuerdan con los obtenidos por Maeda & Shibahashi (2014), aunque nuestro dominio de inestabilidad se extiende hasta temperaturas efectivas más bajas, debido a que nuestras enanas blancas tienen una quema nuclear más intensa, ya que son derivadas de progenitores con metalicidades más bajas. Una exploración completa del dominio de la inestabilidad a altas luminosidades variando la masa estelar y la metalicidad del progenitor está más allá de este trabajo, y ha sido explorada en otro estudio (Calcaferro et al., 2017).

La Figura 5.3 muestra los períodos inestables de modos  $g$  dipolares en términos de la temperatura efectiva para nuestro modelo de enana blanca con  $M_\star = 0,535 M_\odot$ , proveniente de un progenitor con  $Z = 0,0001$ . El panel izquierdo muestra los resultados de cálculos pulsacionales no-adiabáticos estándar. Un espectro denso de modos  $g$  es desestabilizado por el mecanismo  $\kappa - \gamma$  para temperaturas efectivas por debajo de  $\sim 11,800 - 11,400$  K. El panel derecho corresponde a la misma secuencia, pero en el caso en el que el mecanismo  $\varepsilon$  es artificialmente inhibido y, como consecuencia, únicamente opera el mecanismo  $\kappa - \gamma$ . Para la secuencia de enana blanca de  $M_\star = 0,535 M_\odot$  y  $Z = 0,0001$ , el modo dipolar  $g_1$  es inestable en los cálculos estándar (panel izquierdo), pero el modo se vuelve estable cuando despreciamos el efecto de la producción de energía nuclear (panel derecho). Por eso concluimos que este modo es inestable debido al mecanismo  $\varepsilon$ . La paleta de colores (a la derecha de los gráficos) indica el *e-folding time* (en años) de cada modo inestable, definido como  $\tau_e = 1/|\Im(\sigma)|$ , donde  $\Im(\sigma)$  es la parte imaginaria de la auto-frecuencia  $\sigma$ . El *e-folding time* es una medida del tiempo que le toma a la perturbación alcanzar amplitudes observables. Cuando el mecanismo  $\varepsilon$  está activo (panel izquierdo), el *e-folding time* es del orden de  $5 \times 10^6$  años, mientras que el tiempo que le toma a la enana blanca cruzar toda la banda de inestabilidad es de cerca de  $1,2 \times 10^9$  años. Por consiguiente, si la producción de energía nuclear es tan intensa como nuestros modelos predicen, el modo dipolar  $g_1$  tiene suficiente tiempo como para alcanzar amplitudes observables mientras la enana blanca todavía está en ese rango temperaturas efectivas. Una situación similar se obtiene para secuencias de enanas blancas de baja masa provenientes de progenitores con  $Z = 0,0005$  y  $Z = 0,001$ , como se muestra en el panel superior derecho y en el panel inferior izquierdo de la Fig. 5.2, respectivamente. En estos casos, sin embargo, la eficiencia del mecanismo  $\varepsilon$  es menor (debido a que en estas secuencias la quema nuclear de

H también es menor), y como resultado los rangos de temperatura efectiva en los cuales el modo dipolar  $g_1$  es inestable debido a este mecanismo son más cortos. En el caso extremo de enanas blancas de baja masa derivadas de progenitores con metalicidad solar, encontramos que este modo no es excitado por el mecanismo  $\varepsilon$ . Este resultado era de esperarse ya que, en estas enanas blancas, la quema nuclear juega un papel menor en las etapas avanzadas de su evolución.

Además, hemos realizado cálculos no-adiabáticos para los modelos de enanas blancas con  $M_\star = 0,666 M_\odot$  y  $M_\star = 0,738 M_\odot$  resultantes de progenitores con  $Z = 0,0001$ . Para la secuencia de  $0,666 M_\odot$  aún encontramos que el modo dipolar  $g_1$  es inestable debido al mecanismo  $\varepsilon$ , aunque para un rango más corto de temperaturas efectivas (ver panel superior izquierdo de la Fig. 5.2). Sin embargo, para la secuencia de  $0,738 M_\odot$ , encontramos que ese modo no es excitado por el mecanismo  $\varepsilon$ . Una vez más, este resultado era de esperarse ya que, en esta secuencia no ocurre una quema nuclear apreciable (ver Capítulo 3), y porque el progenitor de esta secuencia experimentó el enriquecimiento de carbono en la AGB debido a un tercer *dredge-up*, como puede verse del cociente C/O listado en la Tabla 5.1. Hemos estimado el valor de la masa límite ( $M_T$ ), por encima de la cual el mecanismo  $\varepsilon$  ya no opera eficientemente. Para esto, hemos reducido artificialmente la liberación de energía nuclear en la secuencia de  $0,666 M_\odot$  hasta un valor para el cual el mecanismo  $\varepsilon$  no puede excitar el modo de pulsación  $g_1$ , y entonces usamos el valor correspondiente de la luminosidad nuclear al cual esto ocurre para interpolar entre nuestras secuencias con  $0,666 M_\odot$  y  $0,738 M_\odot$  para encontrar el valor de  $M_T$ . El valor de la masa estelar límite resultó ser  $M_T \approx 0,71 M_\odot$ .

A continuación examinaremos qué regiones de los modelos contribuyen a la “conducción” o al “amortiguamiento” del modo pulsacional. Para esto resulta importante introducir la “marcha de la integral de trabajo”  $W(r)$ , que representa el trabajo hecho por la esfera de radio  $r$  sobre la capa suprayacente (ver Unno et al., 1989). Su valor superficial  $W := W(R)$ , da cuenta del incremento en la energía total durante un período completo de oscilación:

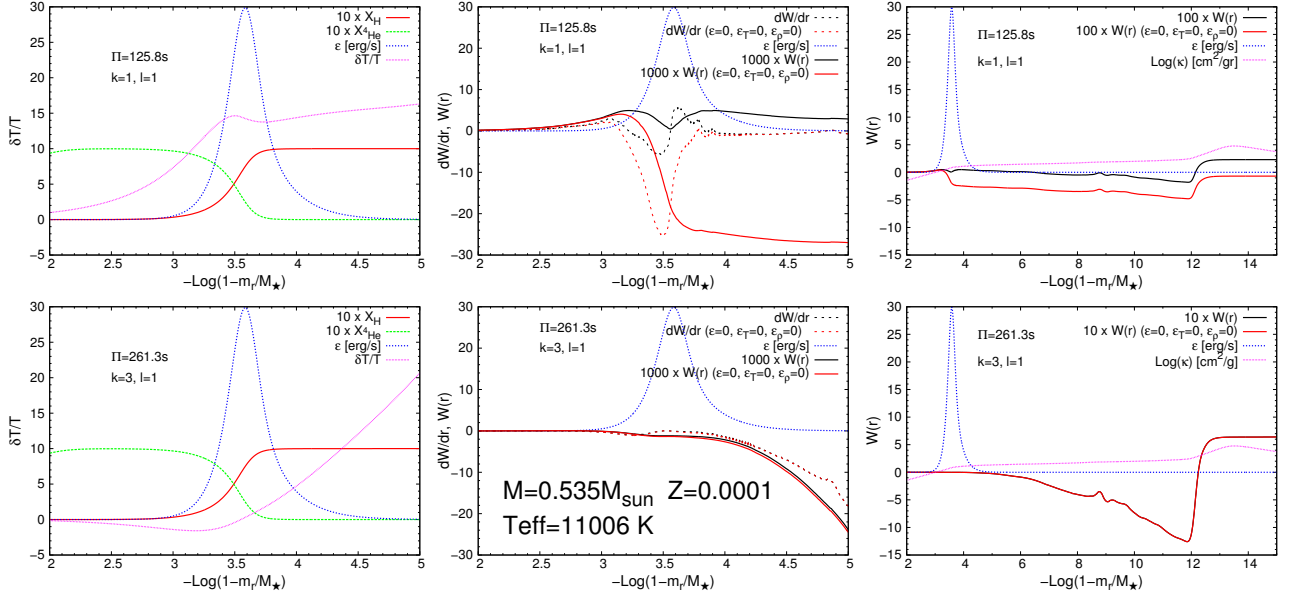
$$W = \oint \frac{dE}{dt} dt = \oint dt \int_0^M \delta T \frac{d\delta S}{dt} dM_r \quad (5.1)$$

donde  $\delta S$  y  $\delta T$  son las perturbaciones lagrangianas a la entropía y a la temperatura del elemento desplazado, y  $M$  es la masa de la estrella.  $E$  es la energía cinética y potencial de la pulsación en la estrella entera y la integral de  $\frac{dE}{dt}$  es tomada sobre un ciclo de pulsación completo. Por ende,  $W$  representa la energía ganada por la pulsación en un ciclo. Nótese que evaluar  $W$  en un tratamiento adiabático no tiene sentido.  $W$  se relaciona con la parte imaginaria de la autofrecuencia compleja ( $\Im(\sigma)$ ), que representa el crecimiento o decrecimiento en la amplitud de pulsación. Suponiendo que una perturbación está ocurriendo en la estrella. Para saber si un modo es excitado o no por la perturbación, necesitamos evaluar  $\Im(\sigma)$  o  $W$ . Si  $W > 0$ , la pulsación está ganando energía en un ciclo, lo que significa que el modo es inestable y que crece. Caso contrario, si  $W < 0$ , el modo está perdiendo energía y es amortiguado. La derivada de  $W(r)$  nos brinda información de cuáles regiones están contribuyendo a la “conducción” o al “amortiguamiento” de las oscilaciones. Aquellas regiones de la estrella donde  $dW(r)/dr > 0$  contribuirán a la “conducción”, y aquellas zonas en las que  $dW(r)/dr < 0$  contribuirán al “amortiguamiento”.

La ecuación 5.1 puede ser reescrita como:

$$W = \oint dt \int_0^M \frac{\delta T}{T} \delta \varepsilon - \frac{\delta T}{T} \delta \left( \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{F} \right) dM_r \quad (5.2)$$

donde  $\varepsilon$  es la tasa de generación de energía,  $\rho$  es la densidad,  $\mathbf{F}$  es el flujo (convectivo más radiativo). Considerando relaciones adiabáticas, el primer término del lado derecho de



**Figura 5.4.** Paneles izquierdos: perturbación Lagrangiana de la temperatura ( $\delta T/T$ ), tasa de generación de energía nuclear ( $\epsilon$ ), y abundancias de H y He ( $X_{\text{H}}$  y  $X_{\text{He}}$ , respectivamente) en función de  $\log(1 - M_r/M_\star)$  para el modo dipolar  $g_1$  (panel superior) y el modo dipolar  $g_3$  (panel inferior), respectivamente, para nuestro modelo de enana blanca de  $M_\star = 0,535 M_\odot$ ,  $Z = 0,0001$  y  $T_{\text{eff}} = 11,006\text{ K}$ . La autofunción es normalizada de manera que el desplazamiento relativo en la dirección radial sea 1 en la superficie estelar. Paneles centrales: lo mismo que los paneles izquierdos pero para la función diferencial de trabajo ( $dW(r)/dr$ ) para el caso en el que el mecanismo  $\epsilon$  actúa (línea a trazos negra) y para cuando éste es suprimido (línea a trazos roja). Además, se muestran los valores de la marcha de las integrales de trabajo escaleadas ( $W(r)$ ) con líneas continuas. Paneles derechos: lo mismo que los paneles centrales, pero la marcha de las integrales de trabajo se muestra para un rango más amplio de la coordenada masa, junto con la opacidad media de Rosseland  $\kappa$  (radiativa más conductiva).

la ecuación 5.2 puede ser escrito como:

$$W_N = \frac{\pi}{\sigma} \int_0^M \varepsilon \left( \varepsilon_T + \frac{\varepsilon_\rho}{\Gamma_3 - 1} \right) \left( \frac{\delta T}{T} \right)^2 dM_r \quad (5.3)$$

donde  $\varepsilon_T = \left( \frac{\partial \ln \varepsilon}{\partial \ln T} \right)_\rho$ ,  $\varepsilon_\rho = \left( \frac{\partial \ln \varepsilon}{\partial \ln \rho} \right)_T$  y  $\Gamma_3 = \left( \frac{\partial \ln T}{\partial \ln \rho} \right)_S + 1$ . Esta ecuación representa el mecanismo  $\varepsilon$ . La dependencia con la temperatura y la densidad de la producción de energía nuclear es siempre positiva. Por ende, en las regiones donde  $\varepsilon_N$  sea no-despreciable, el término  $W_N$  va a contribuir positivamente a la integral de trabajo, y consecuentemente el mecanismo  $\varepsilon$  es siempre desestabilizante. La ecuación 5.3 muestra que, para operar eficientemente, este mecanismo de excitación también requiere que el modo tenga un valor de  $\frac{\delta T}{T}$  no despreciable en la región donde está ocurriendo la generación de energía nuclear.

La Figura 5.4 muestra la perturbación Lagrangiana de la temperatura ( $\delta T/T$ ) para el modo dipolar  $g_1$  (panel superior izquierdo) y el modo dipolar  $g_3$  (panel inferior izquierdo), respectivamente, correspondiente al modelo de  $M_\star = 0,535 M_\odot$  con  $Z = 0,0001$ , para una temperatura de  $T_{\text{eff}} = 11\,000$  K. Para el modo  $g_1$ , la autofunción  $\delta T/T$  tiene un máximo local en  $\log(1 - M_r/M_\star) \sim -3,5$ , justamente donde se ubica la capa de quema nuclear de H. El mecanismo  $\varepsilon$  actúa como un “filtro”, proporcionando una “conducción” sustancial a aquellos modos  $g$  que tengan un máximo de  $\delta T/T$  en la región de la quema nuclear. Para el modo dipolar  $g_3$ ,  $\delta T/T$  tiene valores despreciables en la capa de quema nuclear, entonces el mecanismo  $\varepsilon$  no una provee “conducción” eficiente para este modo.

En el panel superior del medio de la figura Fig. 5.4 se muestra  $dW(r)/dr$  para el modo dipolar  $g_1$  con líneas negras a trozos (líneas rojas a trozos), para el caso en el cual el mecanismo  $\varepsilon$  está operando (es despreciado). El mecanismo  $\varepsilon$  produce una importante “conducción” en la capa de quema de H, pero ocurre un “amortiguamiento” significativo si no actúa el mecanismo  $\varepsilon$ . Como consecuencia, la marcha de la integral de trabajo  $W(r)$  crece en la capa de quema nuclear de H cuando el mecanismo  $\varepsilon$  opera (línea continua negra). Como puede verse en el panel superior derecho de esta figura, cuando el mecanismo  $\varepsilon$  opera,  $W(r)$  se vuelve positiva en la superficie estelar, gracias a la contribución del mecanismo  $\kappa - \gamma$  a la “conducción” del modo  $g_1$ , y por eso éste se vuelve inestable. Caso contrario, cuando el mecanismo  $\varepsilon$  es suprimido, la contribución del mecanismo  $\kappa - \gamma$  a la “conducción”, no es suficiente para evitar que  $W(r)$  sea negativo en la superficie, haciendo que el modo  $g_1$  sea estable en estas circunstancias.

Por otro lado, para el modo dipolar  $g_3$  (paneles inferiores de la Fig. 5.4), no hay suficiente “conducción” provista por el mecanismo  $\varepsilon$  en la capa de quema de H. Sin embargo, ocurre una “conducción” significativa en la zona de ionización del H, debido al mecanismo  $\kappa - \gamma$ , y  $W(r)$  resulta positiva en la superficie. Entonces, el modo  $g_3$  resulta inestable, sin importar si la quema nuclear se tiene en cuenta o no en los cálculos de estabilidad.

## 5.4. Resumen y conclusiones

En el Capítulo 3 se mostró que enanas blancas de baja masa — provenientes de progenitores de baja metalicidad que no experimentaron enriquecimiento de carbono en su envoltura debido a episodios de tercer *dredge-up* durante la AGB — nacen con envolturas de H lo suficientemente gruesas como para llevar a cabo una quema estable de H intensa a bajas luminosidades ( $\log(L/L_\odot) \lesssim -3$ ). En vista de estos resultados, en esta tesis, hemos investigado la posibilidad de que modos  $g$  en enanas blancas DA puedan ser excitados por el mecanismo  $\varepsilon$  debido a la quema de H en capa. Con esa finalidad, hemos computado modos de pulsación no-adiabáticos en enanas blancas con  $M_\star \sim 0,51 - 0,54 M_\odot$ , derivadas de estrellas progenitoras

con cuatro metalicidades diferentes:  $Z = 0,0001$ ,  $Z = 0,0005$ ,  $Z = 0,001$ , y  $Z = 0,018$ . Las primeras tres secuencias corresponden a poblaciones estelares de baja metalicidad, mientras que esta última es representativa de objetos de la vecindad solar. Hemos encontrado que en las enanas blancas provenientes de progenitores de baja metalicidad, tanto los modos dipolares como cuadrupolares  $g_1$  son estables debido al mecanismo  $\varepsilon$  actuando en la capa de quema de H. Encontramos que la capacidad de este mecanismo de desestabilizar estos modos de pulsación decrece con el incremento de la metalicidad. Tal es así, que en el límite de enanas blancas con progenitores de metalicidad solar ( $Z = 0,018$ ), no hay pulsaciones conducidas por el mecanismo  $\varepsilon$ , ya que en estos objetos la quema nuclear es despreciable. Además, hemos explorado la dependencia con la masa de la eficiencia del mecanismo  $\varepsilon$ , calculando secuencias de enanas blancas con masas más altas ( $M_\star = 0,666 M_\odot$  y  $M_\star = 0,738 M_\odot$ ) derivadas de progenitores con  $Z = 0,0001$ . Nuestros cálculos muestran que el mecanismo  $\varepsilon$  desestabiliza tanto los modos dipolares como cuadrupolares  $g_1$  de la secuencia de  $0,666 M_\odot$ , pero no excita estos modos en la secuencia  $M_\star = 0,738 M_\odot$ .

En resumen, la capa de quema de H en enanas blancas DA, en el rango de temperaturas efectivas típicas de la banda de inestabilidad de las ZZ Ceti, desencadena la excitación de los modos  $g_1$  dipolar ( $\ell = 1$ ) y cuadrupolar ( $\ell = 2$ ) con períodos  $\Pi \sim 70 - 120$  s, siempre y cuando la masa de la enana blanca sea  $M_\star \lesssim 0,71 M_\odot$  y la metalicidad de su estrella progenitora esté en el rango  $0,0001 \lesssim Z \lesssim 0,001$ . Los *e-folding times* para estos modos son mucho más cortos que las escalas de tiempo evolutivas, lo que implica que estos modos tienen suficiente tiempo para llegar a amplitudes observables. Esperamos que, en un futuro cercano, estos modos puedan ser detectados en enanas blancas en entornos de baja metalicidad, como cúmulos globulares y/o el halo galáctico; permitiéndonos acotar la eficiencia de la quema nuclear en las envolturas de enanas blancas de baja metalicidad. En efecto, la detección de estos modos de pulsación verificaría que las estrellas AGB de baja metalicidad no experimentan enriquecimiento de carbono en sus capas externas, producto del tercer *dredge-up*. En ese sentido, y en colaboración con investigadores de la Universidade Federal de Santa Catarina, hemos realizado un pedido de tiempo al Observatorio GEMINI para observar las enanas blancas del cúmulo globular de baja metalicidad M4, con el fin de detectar pulsaciones en estas estrellas. En caso de lograr este objetivo, sería la primera vez que se observen enanas blancas pulsantes en un cúmulo estelar. Dada la baja metalicidad de M4, se espera poder estudiar la existencia de pulsaciones excitadas por la quema nuclear en las enanas blancas de dicho cúmulo, y de esta manera poder establecer cotas sobre la quema nuclear en enanas blancas y sobre los episodios de tercer *dredge-up* en estrellas AGB. Una vez más, la astrosismología de enanas blancas nos muestra que es una herramienta muy poderosa para escuchar el interior de estas estrellas antiguas, y para conocer la historia de sus estrellas progenitoras.

# Capítulo 6

## Difusión del $^{22}\text{Ne}$

Los resultados presentados en este Capítulo se encuentran respaldados por una publicación en la revista ApJ (Camisassa et al., 2016a).

### 6.1. Introducción

Las mejoras en la calidad de las observaciones de las enanas blancas en poblaciones estelares han permitido hacer uso de estas estrellas como relojes precisos y confiables para determinar edades y otras propiedades de las poblaciones. A su vez, los recientes avances en las observaciones de las enanas blancas de campo han permitido el estudio de la estructura fina del diagrama color-magnitud de las enanas blancas presentes en la vecindad solar, planteando nuevos interrogantes acerca de la evolución de este tipo de estrellas. La gran cantidad de aplicaciones y las mejoras en la observaciones de las enanas blancas han promovido el cálculo de modelos evolutivos completos y precisos para estas estrellas, teniendo en cuenta todas las fuentes y sumideros de energía relevantes, y un tratamiento completo de las etapas evolutivas previas de sus estrellas progenitoras (Renedo et al., 2010a; Salaris et al., 2010; Althaus et al., 2012, 2015a). El cálculo de estos modelos evolutivos requiere de un conocimiento detallado de los principales procesos físicos responsables de su evolución. Dentro de esos procesos, de suma importancia para esta tesis, es la lenta sedimentación gravitatoria del  $^{22}\text{Ne}$  en la fase líquida, el cual se ha demostrado que retrasa fuertemente la tasa de enfriamiento de enanas blancas derivadas de progenitores de alta metalicidad ( $Z \gtrsim 0,03$ ) (García-Berro et al., 2008; Althaus et al., 2010c). El isótopo  $^{22}\text{Ne}$  es la impurza más importante que se encuentra presente en los interiores estelares compuestos por carbono-oxígeno de las enanas blancas típicas, y es el resultado de la quema de He con el  $^{14}\text{N}$  creado durante el ciclo CNO. En particular, el  $^{22}\text{Ne}$  tiene dos neutrones adicionales en su núcleo, respecto a los elementos “tradicionales” como  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  o  $^{20}\text{Ne}$ , que tienen igual cantidad de neutrones que de protones. Esta masa extra resulta en una fuerza gravitatoria neta hacia el centro de la estrella, lo que lleva a que el  $^{22}\text{Ne}$  se sedimente lentamente hacia el centro de la estrella en las regiones líquidas (Bravo et al., 1992). El rol de la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  en la energética de enanas blancas cristalizantes fue primero evaluado por Isern et al. (1991) y explorado cualitativamente más adelante por Deloye & Bildsten (2002) y Althaus et al. (2010c). Estos estudios muestran que la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  libera una cantidad sustancial de energía, suficiente para modificar el enfriamiento de enanas blancas masivas, retrasando su evolución en un orden de  $10^9$  años (1 Giga-año) a luminosidades bajas ( $\log L/L_{\odot} \lesssim -4,5$ ). La ocurrencia de este proceso en el interior de enanas blancas ha demostrado ser un factor crucial en la solución a la discrepancia que existió durante mucho tiempo en las determinaciones de la edad del cúmulo globular rico en metales NGC 6791 (García-Berro et al., 2010a).

**Tabla 6.1.** Propiedades básicas de nuestros modelos. Se lista: la masa en la ZAMS ( $M_{\text{ZAMS}}$ ), la masa de la enana blanca resultante ( $M_{\text{WD}}$ ), la edad al comienzo de la etapa de enana blanca ( $t_{\text{pre-WD}}$ ), y el cociente de las abundancias superficiales de carbono y oxígeno al comienzo de la etapa de enana blanca (C/O).

$M_{\text{ZAMS}} (M_{\odot})$	$M_{\text{WD}} (M_{\odot})$	$t_{\text{pre-WD}} (\text{Giga-año})$	C/O
1.0	0.528	11.813	0.3009
1.5	0.576	2.820	1.6488
3.0	0.657	0.443	1.1434
4.0	0.833	0.196	4.0894

Los estudios de García-Berro et al. (2008) y Althaus et al. (2010c) han revelado la necesidad de incluir la energía gravitacional liberada por la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  en los cálculos evolutivos detallados de enanas blancas. Motivados por estos resultados, y siguiendo en línea con el objetivo principal de esta tesis de proveer modelos de enanas blancas realistas, hemos procedido a estudiar el impacto de la difusión del  $^{22}\text{Ne}$  en las edades de enanas blancas resultantes de progenitores de metalicidad solar. Nuestra finalidad principal consiste en proporcionar una estimación confiable de las diferencias en los tiempos de enfriamiento de enanas blancas derivadas de progenitores con metalicidad solar, al despreciar o considerar dicho proceso. Los cálculos presentados en este estudio constituyen una mejora respecto a cálculos anteriores en dos aspectos principales. Para empezar, los modelos presentados en este trabajo incluyen un perfil de la abundancia inicial de  $^{22}\text{Ne}$  en el interior de la enana blanca más realista, en el sentido de que este perfil es el resultado del cálculo de la evolución completa de la estrella progenitora. En particular, hemos computado la evolución completa de las estrellas progenitoras comenzando en la ZAMS, a lo largo de las etapas de quema central de H y de He, los pulsos térmicos en la AGB, y la etapa de nebulosa planetaria hasta llegar a la secuencia de enfriamiento de enana blanca. De esta manera, hemos obtenido perfiles de  $^{22}\text{Ne}$  al comienzo de la etapa de enana blanca muy realistas, los cuales resultan necesarios para evaluar correctamente la energía liberada por este proceso a lo largo de la secuencia de enfriamiento de enana blanca. Además, en esta tesis se ha mejorado la descripción física del proceso de difusión del  $^{22}\text{Ne}$  en plasmas extremadamente acoplados. En efecto, en estos cálculos hemos empleado los nuevos coeficientes de difusión del  $^{22}\text{Ne}$  basados en simulaciones de dinámica molecular para una mezcla rica en  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ , y  $^{22}\text{Ne}$  de Hughto et al. (2010). Estos coeficientes de difusión ahora son bien conocidos y, por ende, las incertezas en sus valores específicos no deberían ser relevantes para los cálculos evolutivos de enanas blancas.

Por otra parte, hemos extendido el objetivo de este trabajo al explorar también las consecuencias de la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  en las propiedades pulsacionales de las estrellas ZZ Ceti. Con esta finalidad, hemos realizado un análisis no-adiabático, no-radial de las pulsaciones de los modos  $g$ . Los resultados presentados en este trabajo constituyen los primeros en mostrar el impacto de la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  en el espectro de períodos pulsacionales esperado en modelos evolutivos de estrellas ZZ Ceti.

## 6.2. Código numérico y física incluida

Los cálculos evolutivos de este trabajo fueron realizados con una versión actualizada del código de evolución estelar LPCODE. Una descripción detallada del mismo puede encontrarse

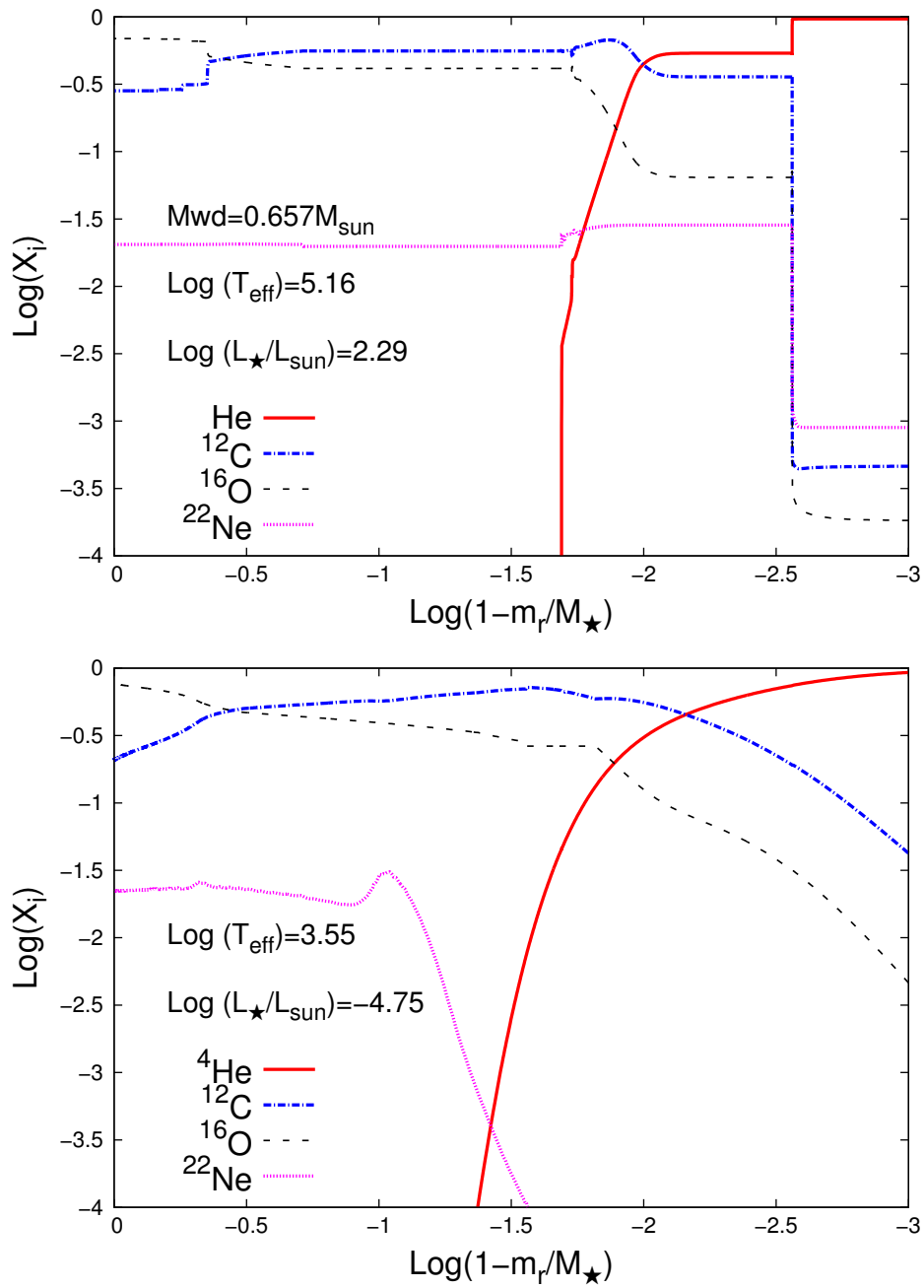


en el Capítulo 2. En esta sección resumiremos rápidamente los ingredientes importantes para este trabajo.

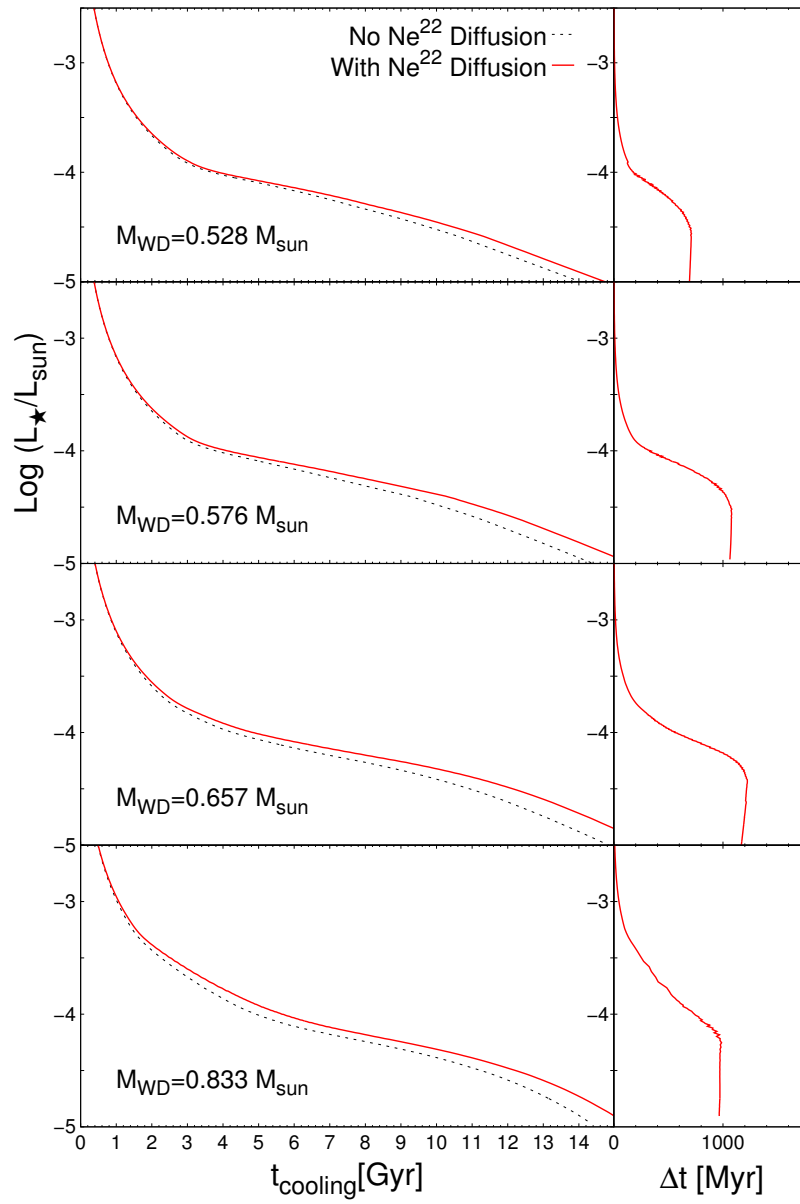
Los modelos iniciales de este trabajo han sido derivados de la historia evolutiva completa de sus estrellas progenitoras, incluyendo la quema central de H y He, los pulsos térmicos en la AGB y la etapa post-AGB. La metalicidad inicial de nuestras secuencias es  $Z = 0,02$ . Las masas iniciales de nuestras secuencias y las de las enanas blancas resultantes se listan en la Tabla 8.1, junto con la edad que tiene el modelo al llegar a la etapa de enana blanca, y el cociente de abundancias C/O al comienzo de la etapa de enana blanca, antes de que los procesos de difusión comiencen a modificarlo. La evolución previa de nuestros modelos de enanas blancas se encuentra descripta en detalle en Miller Bertolami (2016).

Contrariamente a todos los cálculos previos del impacto de la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  en la evolución de las enanas blancas, en este estudio hemos considerado perfiles químicos iniciales realistas de  $^{22}\text{Ne}$  al comienzo de la secuencia de enfriamiento de enana blanca. Además, queremos volver a enfatizar que el código LPCODE considera el tratamiento simultáneo de mezcla no instantánea (y mezcla extra si la hubiera), difusión (difusión química y térmica y sedimentación gravitatoria) y quema nuclear de los elementos. Este código trata la mezcla en los bordes de las zonas convectivas como un proceso de difusión, asumiendo que las velocidades de mezclas decaen exponencialmente más allá de los bordes convectivos (Freytag et al., 1996; Herwig et al., 1997). En particular, asumimos el coeficiente de difusión como  $D_{\text{OV}} = D_{\text{O}} \exp(-2z/fH_{\text{p}})$ , donde  $H_{\text{p}}$  es la altura de escala de presión en el borde convectivo,  $D_{\text{O}}$  es el coeficiente de difusión de las regiones inestables cerca del borde convectivo, y  $z$  es la distancia geométrica desde el borde de la zona convectiva hasta la capa en cuestión. La mezcla extra convectiva ha sido considerada, para este trabajo, durante las etapas de quema central de H y He, y los pulsos térmicos en la AGB. La eficiencia de la mezcla extra en los bordes convectivos  $f$  ha sido calibrada para diferentes valores en los diferentes bordes convectivos para reproducir los diferentes observables durante la etapa de pre-enana-blanca – ver Miller Bertolami (2016) para más detalles. Las opacidades radiativas y conductivas son tomadas de la base de datos de OPAL (Iglesias & Rogers, 1996a) y de Cassisi et al. (2007), respectivamente. Para el régimen de baja temperatura, se usaron las opacidades moleculares con cocientes de carbono-oxígeno variables de Ferguson et al. (2005), presentadas en Weiss & Ferguson (2009). Una vez más, estas opacidades son necesarias para un tratamiento realista de la evolución de la estrella progenitora a lo largo de los pulsos térmicos en la AGB. Para bajas temperaturas efectivas en la etapa de enana blanca, las condiciones de borde externas para los modelos evolutivos han sido derivadas de modelos de atmósferas no-grises (Rohrman et al., 2012). Por otra parte, hemos incluido tanto el calor latente como la separación de fase del carbono-oxígeno durante el proceso de cristalización como fuentes de energía, siguiendo el diagrama de fase de Horowitz et al. (2010a).

Otra importante mejora respecto a los estudios previos es que, en este trabajo, hemos incluido las determinaciones más recientes de los coeficientes de difusión del  $^{22}\text{Ne}$  (Hughto et al., 2010). Además, hemos mejorado el tratamiento numérico de la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  en el código LPCODE, asumiendo que el  $^{22}\text{Ne}$  se difunde en un plasma monocomponente de fondo, que consiste en un elemento ficticio con peso atómico  $A$  y número atómico  $Z$ . En contraste con los trabajos previos realizados utilizando el código LPCODE, aquí hemos asumido que  $A$  y  $Z$  de elemento ficticio están definidos por los valores promedios de  $A$  y  $Z$  en cada capa, y no son constantes a lo largo de las diferentes capas. Finalmente la energía liberada por la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$ , así como también la liberada por la cristalización fueron incluidas localmente a la ecuación de la luminosidad (ecuación 2.3), siguiendo los lineamientos de García-Berro et al. (2008) y Althaus et al. (2010c), descriptos en la Sección 2.2. Los cálculos presentados en este Capítulo constituyen el primer conjunto de secuencias



**Figura 6.1.** Logaritmo de la fracción de masa de los elementos del modelo de enana blanca de  $0,657 M_\odot$ . El panel superior muestra las abundancias al comienzo de la etapa de enana blanca, mientras que el panel de abajo muestra las abundancias finales.



**Figura 6.2.** Impacto de la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  en los tiempos de enfriamiento, definidos como el tiempo desde que la estrella alcanza el máximo de temperatura efectiva, de nuestras cuatro secuencias evolutivas. La línea rayada denota la evolución cuando la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  ha sido despreciada. En cambio, la línea continua roja muestra la evolución cuando este proceso es considerado. Los retrasos resultantes de considerar la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  en los tiempos de enfriamiento (en millones de años) se muestran en los paneles derechos.

evolutivas de enanas blancas de metalicidad solar, que incluyen los efectos de la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  de una manera consistente. Finalmente, con fines comparativos, hemos calculado secuencias evolutivas adicionales en las cuales la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  ha sido suprimida.

A fin de mejorar los cálculos previos también hemos analizado el impacto de la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  en el espectro de pulsaciones predicho para las estrellas ZZ Ceti. Con esa finalidad, hemos empleado la versión adiabática del código de pulsaciones LP-PUL descrito en detalle en Córscico & Althaus (2006), el cual está acoplado al código evolutivo LPCODE. El código de pulsación LP-PUL está basado en una técnica general Newton-Raphson que resuelve el conjunto de ecuaciones reales de cuarto orden y las condiciones de borde que gobiernan las pulsaciones lineales, no-radiales y adiabáticas, siguiendo la formulación adimensional de Dziembowski (1971) – ver Unno et al. (1989). La prescripción que seguimos para evaluar la frecuencia de Brunt-Väisälä ( $N$ ) en un entorno degenerado típico del interior de una enana blanca es el tratamiento llamado de “Ledoux-modificado” (Tassoul et al., 1990):

$$N^2 = \frac{g^2 \rho}{P} \frac{\chi_T}{\chi_\rho} [\nabla_{\text{ad}} - \nabla + B], \quad (6.1)$$

donde las compresibilidades son definidas como

$$\chi_\rho = \left( \frac{\partial \ln P}{\partial \ln \rho} \right)_{T, \{X_i\}} \quad \chi_T = \left( \frac{\partial \ln P}{\partial \ln T} \right)_{\rho, \{X_i\}}. \quad (6.2)$$

El término de Ledoux  $B$  es computado como (Tassoul et al., 1990):

$$B = -\frac{1}{\chi_T} \sum_1^{M-1} \chi_{X_i} \frac{d \ln X_i}{d \ln P}, \quad (6.3)$$

donde:

$$\chi_{X_i} = \left( \frac{\partial \ln P}{\partial \ln X_i} \right)_{\rho, T, \{X_j \neq i\}}. \quad (6.4)$$

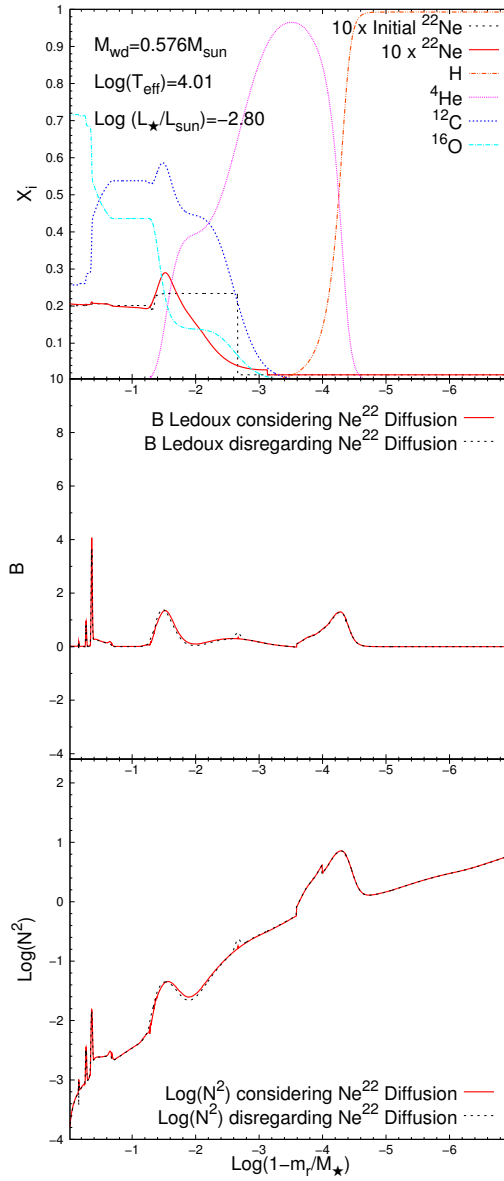
Al considerar la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$ , la abundancia de este isótopo varía respecto al caso en el que se desprecia dicho proceso. Esta variación en la abundancia induce diferencias en el término de Ledoux y consecuentemente también en la frecuencia de Brunt-Väisälä.

## 6.3. Resultados

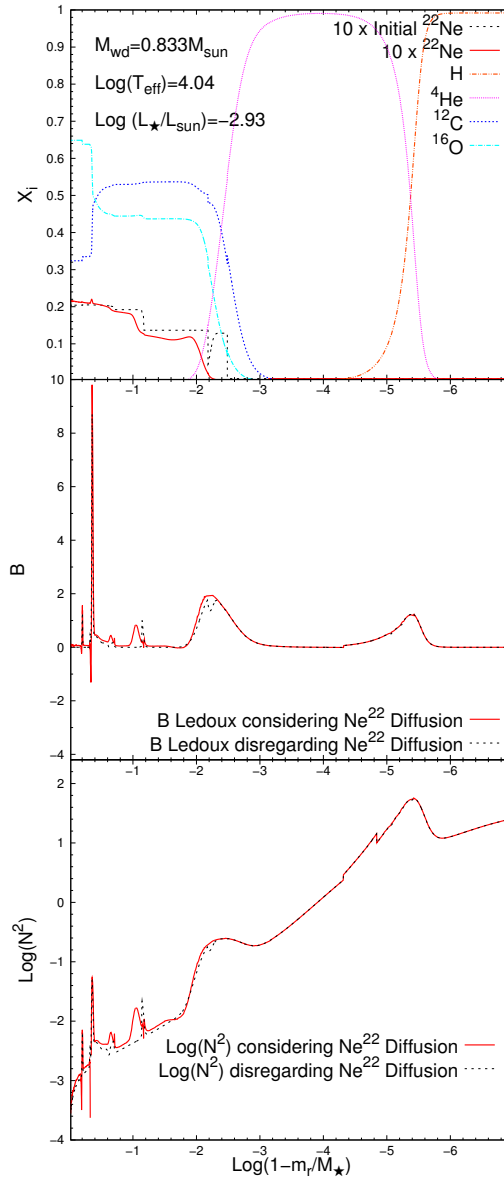
### 6.3.1. Impacto sobre la evolución de la enana blanca

Las abundancias químicas en función de la fracción de masa externa de nuestra secuencia de  $0,657 M_\odot$  al comienzo de la etapa de enana blanca, pueden verse en el panel superior de la Fig. 6.1. Esta Figura muestra la estratificación química dada por la historia evolutiva completa de la estrella progenitora. En particular, la abundancia de  $^{22}\text{Ne}$  por masa es de aproximadamente 0.02 en toda la región interna de la enana blanca. Esta abundancia fue mayoritariamente generada durante la quema central de He y resulta de quema de He por núcleos de  $^{14}\text{N}$  vía las reacciones  $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ . También vale la pena remarcar el cambio abrupto en la abundancia de  $^{22}\text{Ne}$  a  $\log(1 - m_r/M_\star) \sim -2,5$ , justo por debajo de la capa de helio puro. Este cambio abrupto en todas las abundancias químicas marca la extensión alcanzada por la *pulse driven convective zone* durante el último pulso térmico en la AGB de la estrella progenitora.

El panel inferior de la Fig. 6.1 muestra la estratificación química correspondiente al final de la secuencia de enfriamiento, cuando la luminosidad superficial de la estrella es  $\log(L/L_\odot) =$



**Figura 6.3.** Panel superior: abundancias químicas del modelo de enana blanca de  $0,576 M_{\odot}$  cuando  $\log(T_{\text{eff}}) = 4,01$ . Con fines comparativos se muestra también la abundancia inicial de  $^{22}\text{Ne}$  al comienzo de la etapa de enana blanca. Panel del medio: Término de Ledoux para el mismo modelo. La línea continua (punteada) muestra el caso en el que la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  es incluida (despreciada). Panel inferior: marcha de la frecuencia de Brunt-Väisälä correspondiente.



**Figura 6.4.** Lo mismo que la Fig. 6.3 pero para un modelo de enana blanca de  $0,833 M_\odot$  cuando  $\log(T_{\text{eff}}) = 4,04$ .

**Tabla 6.2.** Tiempos de enfriamiento de secuencias de enanas blancas que incluyen la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  y sus correspondientes retrasos que surgen al comparar con las secuencias en cuales este proceso es despreciado.

$-\log(L/L_{\odot})$	$t_{\text{cool}}$ (Giga-año)			
	$0,528 M_{\odot}$	$0,576 M_{\odot}$	$0,657 M_{\odot}$	$0,833 M_{\odot}$
1.0	0.02	0.02	0.01	0.01
2.0	0.16	0.16	0.17	0.21
3.0	0.77	0.80	0.86	1.06
4.0	3.92	4.15	4.83	5.65
4.5	10.45	11.33	12.10	12.13
5.0	14.68	15.29	16.01	15.52
	$\delta t$ (Giga-año)			
3.0	0.006	0.009	0.015	0.046
4.0	0.18	0.34	0.56	0.74
4.5	0.69	1.07	1.22	0.97

−4,75. Nótese que los procesos de difusión han alterado fuertemente los perfiles químicos iniciales. En particular, las interfaces químicas han sido suavizadas. Además, la difusión ha quitado todo el  $^{22}\text{Ne}$  de las regiones externas del núcleo, y ha aumentado su abundancia en la región central de la enana blanca. Esto tiene lugar durante esas etapas de la evolución en las cuales el núcleo de la enana blanca aún no ha solidificado, y el efecto es más notorio para enanas blancas más masivas ya que sus gravedades son mayores.

Deloye & Bildsten (2002); García-Berro et al. (2008) y Althaus et al. (2010c) han demostrado de manera convincente que el proceso lento de sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  libera suficiente energía como para alterar considerablemente la evolución de enanas blancas con alto contenido de metales en su interior. En el presente trabajo encontramos que, aún en el caso de enanas blancas provenientes de progenitores de metalicidad solar, los tiempos de enfriamiento son sustancialmente modificados. Esto puede inferirse fácilmente de la Fig. 6.2, que muestra la luminosidad superficial de todas nuestras secuencias evolutivas en función de la edad. Las líneas continuas (punteadas) muestran la predicción cuando la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  es considerada (despreciada). Nótese el marcado enlentecimiento en los tiempos evolutivos que se produce a bajas luminosidades. A las luminosidades típicas del *cut-off* de la función de luminosidad de enanas blanca,  $\log(L/L_{\odot}) \approx -4,5$ , los retrasos en los tiempos de enfriamiento están entre 0.7 to 1.2 Giga-años, dependiendo de la masa estelar (ver Tabla 6.2). Cabe remarcar que las enanas blancas más viejas del disco galáctico son, en su mayoría, de baja metalicidad, por ende el impacto de la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  en esas enanas blancas debería ser menos relevante. También nótese que las enanas blancas más masivas tienen gravedades mayores, y por eso la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  es más eficiente en ellas. A bajas luminosidades, cuando la enana blanca cristaliza, el  $^{22}\text{Ne}$  deja de difundirse en la fase sólida y por eso los retrasos en los tiempos de enfriamiento dejan de crecer. Esto se ve reflejado en la curva de los paneles derechos, que se vuelve constante después de la cristalización. Los retrasos en los tiempos son ligeramente menores en el modelo de enana blanca de  $0,833 M_{\odot}$  respecto al de  $0,657 M_{\odot}$ , porque las estrellas más masivas cristalizan a luminosidades más altas, impidiendo que el  $^{22}\text{Ne}$  se siga difundiendo. En resumen, la difusión del  $^{22}\text{Ne}$ , un proceso despreciado en la mayoría de las grillas de modelos evolutivos de enanas blancas usados para datar poblaciones estelares, induce un retraso sustancial en los tiempos de enfriamiento de enanas blancas

derivadas de progenitores de metalicidad solar. Además, el enlentecimiento de los tiempos de enfriamiento es mucho mayor que las incertezas producidas por las actuales incertezas en la microfísica y en los modelos numéricos (Salaris et al., 2013). Una descripción más detallada de la comparación entre estos modelos de enanas blancas y la función de luminosidad observada de enanas blancas del disco galáctico queda para un trabajo futuro.

### 6.3.2. Consecuencias astrosismológicas

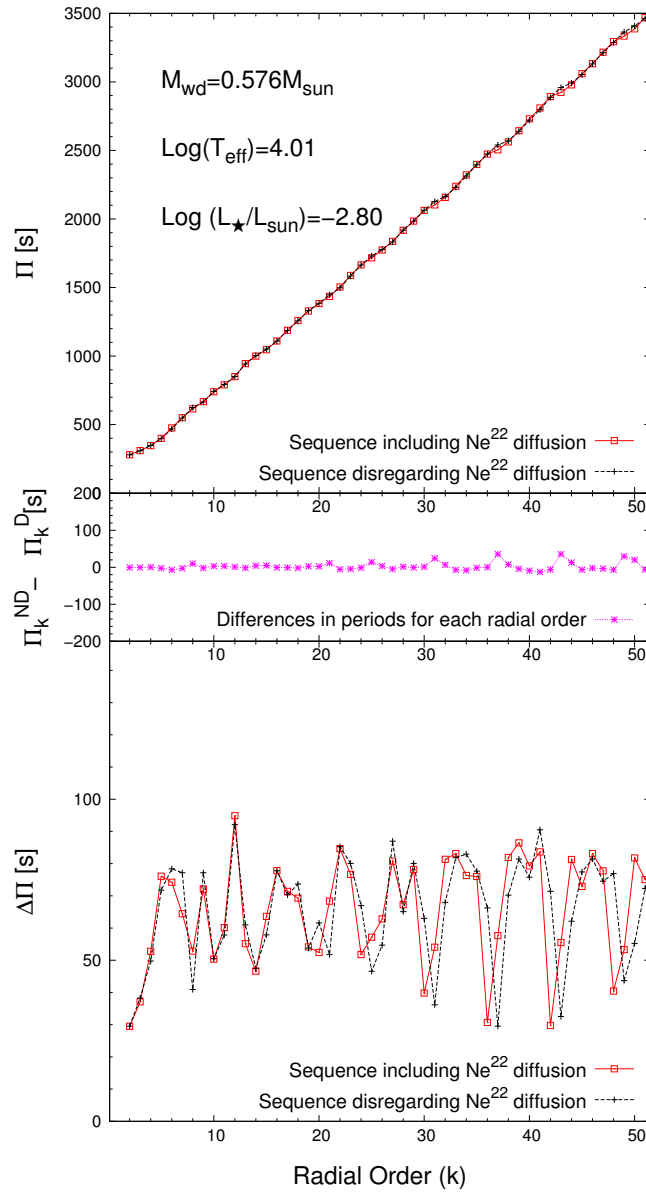
Un primer intento de estimar el impacto de la difusión del  $^{22}\text{Ne}$  en las propiedades pulsacionales de las estrellas ZZ Ceti fue hecha por Deloye & Bildsten (2002), quienes encontraron que este proceso podría cambiar el período de modos  $g$  de altos órdenes radiales en un 1%. En esta sección, hicimos un análisis detallado para proporcionar una estimación confiable de las propiedades de las pulsaciones adiabáticas de nuestros modelos evolutivos de enanas blancas que tienen en cuenta la difusión del  $^{22}\text{Ne}$ . Hemos computado períodos pulsacionales en el rango  $100 \lesssim \Pi \lesssim 3500$  s, correspondientes a modos  $g$  dipolares ( $\ell = 1$ ). Las cantidades relevantes para las propiedades pulsacionales de nuestros modelos se muestran en la Fig. 6.3 para un modelo seleccionado de enana blanca de  $0,576 M_{\odot}$  a  $\log(T_{\text{eff}}) = 4,01$ . Con fines comparativos, mostramos en el panel superior, la estratificación química de este modelo. Nótese que, en este estadio de la evolución, que corresponde al dominio de las estrellas ZZ Ceti, la difusión ha alterado fuertemente la abundancia inicial de  $^{22}\text{Ne}$  en la estrella. En particular, ha suavizado fuertemente el cambio abrupto en la abundancia inicial de  $^{22}\text{Ne}$  en  $\log(1 - m_r/M_{\star}) \sim -2,6$ , y ha producido un abultamiento de su abundancia en  $\log(1 - m_r/M_{\star}) \sim -1,5$ . Este bulto está ubicado en la cola de la distribución de He, donde los valores medios de  $Z$  y  $A$  crecen hacia adentro, y por ende en esas capas hay un cambio en el coeficiente de difusión del  $^{22}\text{Ne}$ . En particular, el coeficiente de difusión decrece hacia adentro en esa interface y por eso los iones de  $^{22}\text{Ne}$  tienden a acumularse allí. Conforme la enana blanca evoluciona, este abultamiento de  $^{22}\text{Ne}$  se va moviendo hacia regiones internas.

En el panel del medio y el panel inferior de la Fig. 6.3 hemos graficado el término de Ledoux  $B$  y el logaritmo del cuadrado de la frecuencia de Brunt-Väisälä, respectivamente, para el mismo modelo de enana blanca. Hemos mostrado el modelo que incluye sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  con líneas continuas, mientras que las líneas rayadas denotan el modelo en el cual se desprecia la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$ . Como puede notarse, la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  casi no afecta la forma de la frecuencia de Brunt-Väisälä, siendo casi imperceptible en el gráfico.

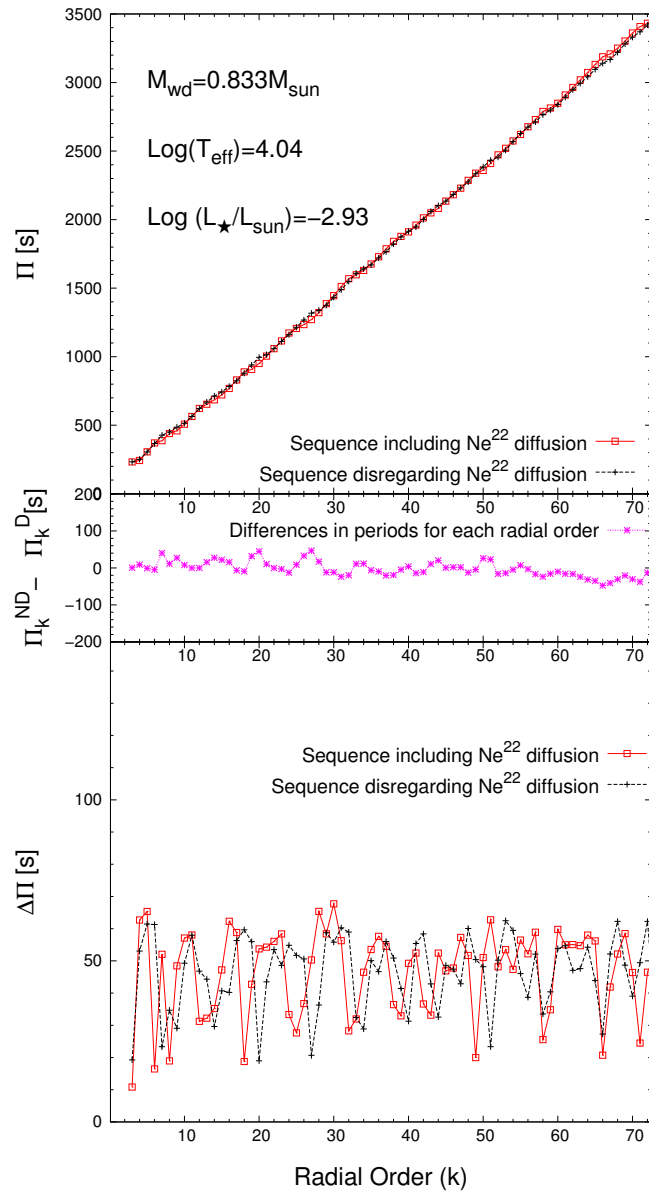
Debido a los dos neutrones adicionales en el núcleo de  $^{22}\text{Ne}$  (relativos a los núcleos en los que  $A = 2Z$ ), los cambios en la abundancia de  $^{22}\text{Ne}$  se trasladan directamente a cambios apreciables en la presión del gas de los electrones degenerados. Cuando la enana blanca llega al dominio de las ZZ Ceti, el  $^{22}\text{Ne}$  ya se ha difundido hacia las regiones internas de la estrella, y por lo tanto la abundancia de  $^{22}\text{Ne}$  en las capas externas es despreciable. Este comportamiento es aún más notorio para enanas blancas con gravedades mayores, como es el caso de las más masivas. Esto puede apreciarse en el panel superior de la Fig. 6.4, la cual muestra las abundancias químicas de nuestro modelo de enana blanca de  $0,833 M_{\odot}$  a  $\log(T_{\text{eff}}) = 4,04$ . Las consecuencias sobre el término de Ledoux y la frecuencia de Brunt-Väisälä pueden ser inferidas de los paneles central e inferior, respectivamente. Nótese en particular que la sobreabundancia de  $^{22}\text{Ne}$  en las regiones internas de la estrella lleva a un incremento en la densidad, y por consiguiente a un incremento global en la frecuencia de Brunt-Väisälä en esas regiones.

La forma precisa de la frecuencia de Brunt-Väisälä determina la estructura del espectro de los períodos de modos  $g$ . Dado que esta cantidad es modificada por la sobreabundancia de  $^{22}\text{Ne}$  en las regiones internas de la estrella, particularmente en enanas blancas masivas, se espera que el valor de los períodos pulsacionales también sea modificado al considerar la





**Figura 6.5.** El panel superior, central e inferior muestran, respectivamente, los períodos pulsacionales en términos del orden radial  $k$ , la diferencias en los períodos inducidas por la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  para cada orden radial, y el espaciamiento de períodos hacia adelante. Los símbolos cuadrados (cruces) corresponden al caso en el que la difusión del  $^{22}\text{Ne}$  es incluida (despreciada). Estas cantidades se muestran para un modelo de enana blanca de  $0,576 M_{\odot}$  a  $\log(T_{\text{eff}}) = 4,01$ .



**Figura 6.6.** Lo mismo que la Fig. 6.5, pero para un modelo de enana blanca de  $0.833 M_{\odot}$  a  $\log(T_{\text{eff}}) = 4.04$ .

sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$ . Esto puede verse demostrado en las Figs. 6.5 y 6.6 para los mismos modelos analizados en el párrafo anterior. El panel superior de cada Figura muestra los períodos de pulsación con  $\ell = 1$ ,  $\Pi$ , como función del orden radial  $k$ . Los paneles central e inferior ilustran, respectivamente, la diferencia en los períodos inducida por el proceso de sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$ ,  $\Pi_k^{\text{ND}} - \Pi_k^{\text{D}}$ , y el espaciamiento de períodos hacia adelante,  $\Delta\Pi_k$  ( $\equiv \Pi_{k+1} - \Pi_k$ ). Los símbolos cuadrados en rojo corresponden al caso en el que se incluye la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$ , y las cruces en negro al caso en el que este proceso es despreciado. Para el modelo de enana blanca de masa más baja, el impacto de la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  en los períodos pulsacionales es pequeña y apenas apreciable en el gráfico. Las diferencias en los períodos entre los modelos que consideran la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  y los que no,  $|\Pi_k^{\text{ND}} - \Pi_k^{\text{D}}|$ , en el rango de los períodos observados en estrellas ZZ Ceti (de 100 a 1500 s) son, en promedio de  $\sim 3$  s, llegando a valores tan altos como  $\sim 11$  s. Aunque estas diferencias no son grandes, aún son comparables con los valores típicos de los residuos en los ajustes de modelos a los períodos observados en estrellas pulsantes (1 – 3 s). Finalmente, el espaciamiento de períodos hacia adelante (el cual es extremadamente sensible a la forma precisa de los perfiles químicos) también muestra un cambio apreciable cuando se tiene en cuenta la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$ , como puede verse en el panel inferior de esta Figura. En resumen, los efectos de la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  en las propiedades pulsacionales de este modelo son apreciables para modos de muy largos períodos (órdenes radiales altos). De todas formas, no se espera un gran impacto en el espectro de períodos de modos  $g$  de estrellas ZZ Ceti de masa promedio ( $\sim 0,6 M_\odot$ ), en el rango de períodos típicamente observados en estas estrellas pulsantes.

La situación es bastante diferente para el caso de enanas blancas más masivas, donde la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  es mucho más relevante. Esto se puede deducir fácilmente de la Fig. 6.6 que muestra lo mismo que la Fig. 6.5, pero para un modelo de nuestra secuencia de enana blanca más masiva. Ahora las diferencias que resultan de la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  en los períodos teóricos son, en promedio, de  $\sim 15$  s, con valores tan altos como  $\sim 47$  s. Estas diferencias son, por lejos, mucho mayores que los residuos típicos de los ajustes de modelos a los períodos de las enanas blancas pulsantes. El impacto de considerar la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  en el espaciamiento de períodos hacia adelante es también muy notoria para este modelo de enana blanca masiva. Nótese que los efectos son mayores para órdenes radiales más altos (períodos largos). A pesar de que nuestros resultados muestran que la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  afecta los períodos pulsacionales, aún puede ser difícil inferir su presencia de una marca particular en su espectro de pulsaciones, ya que estas diferencias pueden ser imitadas por otros cambios en los modelos.

La tasa de cambio en el período,  $d\Pi/dt$ , la cual depende de la composición química en el núcleo, también es afectada por la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$ . Esta cantidad está relacionada con la tasa de cambio en la temperatura del núcleo isotérmico ( $\dot{T}$ ) a través de la ecuación:

$$\frac{\dot{P}}{P} = -a\frac{\dot{T}}{T} + b\frac{\dot{R}_\star}{R_\star} \quad (6.5)$$

donde  $a$  y  $b$  son dos constantes adimensionales de orden 1 que dependen de la ecuación de estado, del grosor de las capas de H y He, y de la composición química, entre otros parámetros (Winget et al., 1983). Usualmente, para enanas blancas con atmósferas ricas en H en la banda de inestabilidad de las ZZ Ceti, el segundo término en el lado derecho de la ecuación 6.5 es despreciable. El impacto de considerar la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  en las tasas de cambio de período, cuando  $\log(T_{\text{eff}}) \sim 4$ , es mayor para el modelo de enana blanca más masivo ( $0,833 M_\odot$ ) que para el modelo de  $0,576 M_\odot$ . En el caso del modelo de enana blanca más masivo con  $\log(T_{\text{eff}}) = 4,04$ , las tasas de cambio temporal de período obtenidas por los cálculos son, en promedio  $\sim 3 \times 10^{-15}$  s/s mayores en las secuencias que no consideran la

difusión del  $^{22}\text{Ne}$ . Este resultado era de esperarse, ya que estas secuencias se enfrían más rápido que aquellas que incluyen la difusión del  $^{22}\text{Ne}$ . En el caso del modelo de enana blanca de  $0,576 M_{\odot}$  con  $\log(T_{\text{eff}}) = 4,01$ , no se obtienen diferencias apreciables, en promedio, en las variaciones temporales de los períodos, inducidas por la difusión del  $^{22}\text{Ne}$ . A este punto de la evolución ( $\log(L/L_{\odot}) = -2,8$ ), la tasa de cambio en la temperatura del núcleo isoterma aún no es afectado por la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  (ver Figura 6.2). Como consecuencia, no se espera una diferencia sustancial en  $d\Pi/dt$  debida a este proceso.

### 6.4. Resumen y conclusiones

La sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  es un proceso físico muy aceptado, que ha mostrado ser una importante fuente de energía gravitacional para el enfriamiento de enanas blancas descendientes de progenitores con alta metalicidad (Deloye & Bildsten, 2002; García-Berro et al., 2008; Althaus et al., 2010c). La causa de este proceso radica en el exceso de neutrones de este isótopo, que resulta en una fuerza neta hacia el interior de la estrella y, consecuentemente, en las regiones líquidas de la estrella, el  $^{22}\text{Ne}$  lentamente se difunde hacia el interior (Bravo et al., 1992).

García-Berro et al. (2010a) proporcionaron evidencia observacional de la ocurrencia de la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  en los interiores líquidos de las enanas blancas. Sin embargo, la amplia mayoría de los cálculos evolutivos de enanas blancas existentes en la literatura no tiene en cuenta este proceso. Las únicas excepciones son los trabajos de García-Berro et al. (2008) y Althaus et al. (2010c), quienes calcularon grillas de secuencias evolutivas de enanas blancas derivadas de progenitores de alta metalicidad, y por ende con abundancias altas de  $^{22}\text{Ne}$ . Es por esto que resultaba necesaria una estimación realista del retraso en los tiempos de enfriamiento producido por la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  en enanas blancas provenientes de metalicidad solar. Aunque el rol de la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  se vuelve menos relevante cuando el contenido de metales de los progenitores de las enanas blancas es menor, el efecto de la difusión del  $^{22}\text{Ne}$  en el enfriamiento de enanas blancas de metalicidad solar puede no ser despreciable (Althaus et al., 2010c). En este contexto, el objetivo de este trabajo fue proporcionar una grilla de secuencias evolutivas de este tipo de enanas blancas, incorporando por primera vez el efecto de la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$ . Con esa finalidad, hemos computado modelos evolutivos de enanas blancas de  $0.528$ ,  $0.576$ ,  $0.657$ , y  $0.833 M_{\odot}$  resultantes de la evolución completa de sus estrellas progenitoras de  $1.0$ ,  $1.5$ ,  $3.0$  y  $4.0 M_{\odot}$  desde la ZAMS hasta la etapa de enana blanca, pasando por las etapas de quema central de H y He y los pulsos térmicos en la AGB. De esta manera, nuestras secuencias de enanas blancas incorporan perfiles iniciales de  $^{22}\text{Ne}$  realistas, que son el resultado de la quema nuclear de sus estrellas progenitoras. Además, hemos computado la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  usando los más recientes y confiables coeficientes de difusión del  $^{22}\text{Ne}$  (Hughto et al., 2010). Nuestros cálculos también consideran todas las fuentes de energía relevantes, incluyendo el calor latente y la separación de fase durante la cristalización.

Hemos encontrado que la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  conlleva un retraso sustancial de los tiempos evolutivos a luminosidades bajas en enanas blancas resultantes de progenitores de metalicidad solar. En particular, cuando  $\log(L/L_{\odot}) \approx -4,5$ , los retrasos en los tiempos están en el rango de  $0.7$  a  $1.2$  Giga-años, dependiendo de la masa estelar. Estos retrasos en los tiempos de enfriamiento no son despreciables. De hecho, son bastante mayores que las incertezas en los tiempos de enfriamiento debido a las actuales incertezas en la microfísica. Es por esto que el proceso de sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  debe ser tenido en cuenta en los análisis de las propiedades colectivas de las enanas blancas observadas.

Por otra parte, hemos extendido el alcance de este trabajo, al investigar el impacto de la

sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  en las propiedades pulsacionales adiabáticas de modelos de estrellas ZZ Ceti. Con esa finalidad, hemos realizado un análisis de las pulsaciones en modos  $g$  no-radiales en este tipo de estrellas. Para el momento en el que la estrella ha llegado al dominio de las ZZ Ceti, la sedimentación ha alterado notablemente el perfil de abundancia del  $^{22}\text{Ne}$  en las regiones internas de la estrella. Esto trae aparejado consecuencias en la frecuencia de Brunt-Väisälä. En particular, para modelos ZZ Ceti de baja masa, encontramos que las diferencias en los períodos en el rango de los períodos observados en las estrellas ZZ Ceti (100 – 1500 s) son de hasta  $\sim 11$  s. La tasa de cambio de período en modelos ZZ Ceti de baja masa no es afectada apreciablemente por el proceso de sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$ . Sin embargo, la situación es bastante diferente para estrellas más masivas, en las cuales la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  se vuelve mucho más relevante. En este caso, encontramos que las diferencias en los períodos teóricos que resultan de incluir la difusión del  $^{22}\text{Ne}$ , llegan a valores tan altos como  $\sim 47$  s. El espaciamiento de períodos hacia adelante y la tasa de cambio de período también son afectados.

Concluimos que la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  es una fuente de energía relevante para enanas blancas resultantes de progenitores de metalicidad solar, que debe ser tenida en cuenta a la hora de computar secuencias evolutivas realistas para estas estrellas, y en los intentos de realizar astrosismología precisa en estrellas ZZ Ceti. En particular, en vista de nuestros resultados, la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  induce cambios no despreciables en los períodos pulsacionales y en los espaciamientos de períodos de estrellas ZZ Ceti. Por consiguiente, los nuevos análisis astrosismológicos de estrellas ZZ Ceti deben ser realizados usando modelos que incluyan la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$ . En particular, un re-análisis de G117–B15A – la estrella ZZ Ceti mejor estudiada – podría ayudar a descubrir si su período principal (de  $\sim 215$  s), para el cual ha sido posible medir su tasa de cambio secular, es realmente un modo atrapado en la envoltura estelar o no. Este aspecto resulta crucial en el contexto de la determinación de la masa del axión a través de enanas blancas pulsantes (Isern et al., 2010; Córscico et al., 2012b).



## Capítulo 7

# Enanas blancas deficientes en hidrógeno

Los resultados presentados en este Capítulo se encuentran respaldados por una publicación en la revista ApJ (Camisassa et al., 2017).

### 7.1. Introducción

Como ya hemos mencionado en Capítulos anteriores, el objetivo central de esta tesis consiste en proveer modelos de enanas blancas realistas que tengan en cuenta todos los procesos físicos responsables de su evolución. En ese sentido, en el Capítulo anterior hemos provisto modelos de enanas blancas ricas en H teniendo en cuenta la lenta sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$ . Continuando con los objetivos de esta tesis, en este Capítulo estudiaremos la evolución de enanas blancas deficientes en H.

Durante las últimas décadas, varios modelos evolutivos modernos han sido calculados para enanas blancas con atmósferas ricas en H (Wood, 1992; Salaris et al., 1997b; Hansen, 1998, 1999; Salaris et al., 2000; Fontaine & Brassard, 2008; Salaris et al., 2010; Althaus et al., 2015a; Camisassa et al., 2016a). Sin embargo, cerca del 20 % de todas las enanas blancas tienen atmósferas dominadas por He (las llamadas enanas blancas de clase no-DA). La mayoría de estas enanas blancas se cree que son el resultado de pulsos térmicos tardíos (ver Sección 1.2.2), experimentados por progenitores en la etapa de post-AGB (Althaus et al., 2005b). En contraste con los grandes esfuerzos dedicados al modelado de enanas blancas con atmósferas ricas en H, existen muy pocos estudios en la literatura sobre el enfriamiento de enanas blancas con atmósferas de He. Los estudios más relevantes son aquellos de Wood (1995), Bergeron et al. (1995), Benvenuto & Althaus (1999) y Althaus et al. (2009). De todas maneras, la mayoría de estos cálculos están basados en argumentos científicos bastante pobres. La razón de esto radica en que el cálculo de tiempos de enfriamiento realistas para enanas blancas deficientes en H, depende fuertemente del tratamiento del transporte de energía a través de sus atmósferas, en especial a bajas temperaturas efectivas. Las enormes densidades que caracterizan las atmósferas de He de este tipo de enanas blancas, de cerca de  $1\text{ g/cm}^3$  en los modelos fríos, implica que efectos no-ideales deben ser considerados en los cálculos radiativos y en la ecuación de estado. Por ende, el modelado de estas atmósferas es una tarea muy difícil, claramente más compleja que computar atmósferas de enanas blancas ricas en H.

El objetivo principal de este trabajo es justamente llenar esta pieza faltante en los modelos de enanas blancas no-DA. En particular, presentamos un conjunto de secuencias evolutivas de enanas blancas con atmósferas de He puro, que mejoran los cálculos previamente mencionados. Nuestros modelos iniciales de enanas blancas son el resultado de estrellas progenitoras

evolucionadas auto-consistentemente desde la ZAMS a través de todas las etapas evolutivas, incluyendo los pulsos térmicos y el escenario de *born again*. El cálculo de la evolución completa de su estrella progenitora, nos proporciona perfiles químicos realistas al comienzo de la etapa de enana blanca. Nuestras secuencias de enfriamiento incorporan atmósferas detalladas no-grises, y comprenden un amplio espectro de masas.

### 7.2. Tratamiento numérico y física constitutiva

En esta sección describiremos brevemente las herramientas numéricas y los ingredientes principales de las secuencias evolutivas, los modelos de atmósferas y los modelos iniciales.

#### 7.2.1. Código de evolución estelar

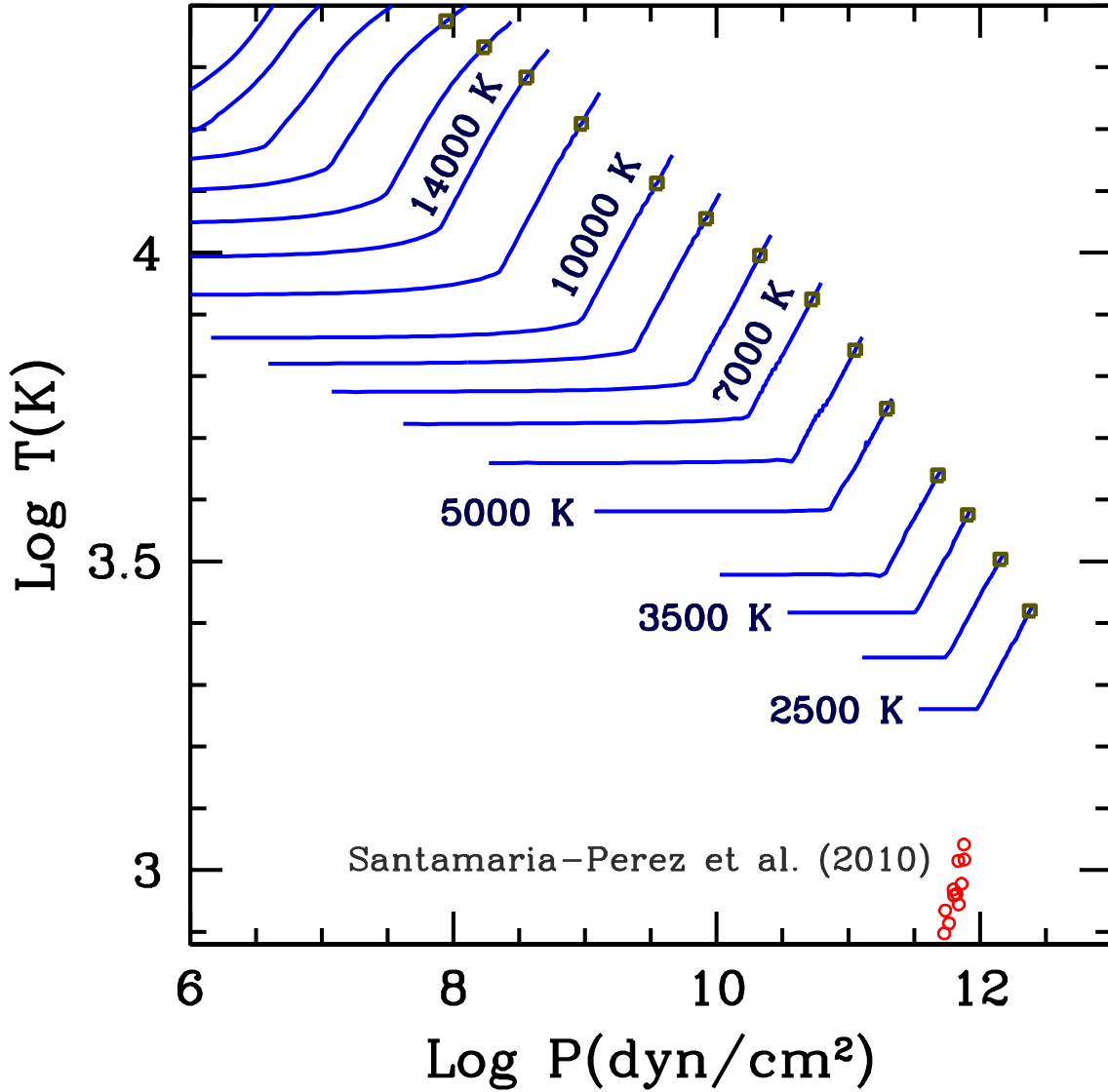
Las secuencias evolutivas aquí presentadas fueron calculadas usando el código de evolución estelar LPCODE — ver Capítulo 2 para una descripción detallada. Describiremos brevemente los principales ingredientes del código que son relevantes para el cálculo de la evolución de enanas blancas deficientes en H. La convección es tratada según la teoría estándar de longitud de mezcla, dada por la parametrización ML2 (Tassoul et al., 1990). La red de reacciones nucleares es la que se describe en la Sección 2.7. Cabe destacar que, en nuestras secuencias, aún queda algo de quema nuclear residual de He muy al comienzo de la etapa de enana blanca. Las opacidades radiativas son tomadas de las tablas de OPAL (Iglesias & Rogers, 1996a). Para el régimen de baja temperatura, se usaron las opacidades moleculares con cocientes de carbono-oxígeno variables. Con ese fin, hemos adoptado las opacidades para baja temperatura calculadas en Ferguson et al. (2005) y presentadas en Weiss & Ferguson (2009). Las opacidades conductivas son computadas adoptando el tratamiento de Cassisi et al. (2007). Hemos considerado la ecuación de estado de Magni & Mazzitelli (1979) para el régimen de baja temperatura, mientras que para altas temperaturas hemos empleado la ecuación de estado de Segretain et al. (1994) que tiene en cuenta todas las contribuciones importantes tanto de la fase líquida como de la sólida. Las tasas de emisión de neutrinos por procesos par, foto y bremsstrahlung son las de Itoh et al. (1996), mientras que las debidas a procesos plasma son las presentadas en Haft et al. (1994).

Además, hemos tenido en cuenta los cambios en las abundancias debidos a a mezcla convectiva y a procesos de difusión como sedimentación gravitatoria, y difusión química y térmica del  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  y  $^{16}\text{O}$  — ver Sección 2.6. Durante el régimen de enana blanca, para temperaturas efectivas menores a 50 000 K, las condiciones de borde externas son derivadas de modelos de atmósfera no-gris para composición de He puro. Además, hemos tenido en cuenta las fuentes de energía resultantes del proceso de cristalización, tanto el calor latente como la energía gravitacional debido a la separación de fase del carbono y oxígeno. Estas fuentes de energía son consideradas auto-consistentemente y localmente acopladas al conjunto completo de ecuaciones de evolución estelar. En particular, nuestro tratamiento de la cristalización incluye el uso del novedoso diagrama de fase de Horowitz et al. (2010a) para mezclas densas de carbono-oxígeno apropiado para el interior de las enanas blancas, el cual está basado en simulaciones directas de dinámica molecular — ver Sección 2.2.

#### 7.2.2. Atmósferas estelares

Usualmente, para enanas blancas deficientes en H, las condiciones de borde en la superficie necesarias para integrar las ecuaciones de evolución estelar son tomadas de un modelo aproximado de atmósfera gris. Sin embargo, en las etapas tardías del enfriamiento de las enanas blancas, se requieren condiciones de borde más precisas, ya que a bajas temperaturas efectivas





**Figura 7.1.** Estatificación de la temperatura y la presión en  $10^{-6} \leq \tau_{\text{Ross}} \leq 100$  para atmósferas de He con  $\log g = 8$  y varios valores de temperatura efectiva (algunos de los cuales están indicados en el gráfico). Los cuadrados muestran la profundidad óptica  $\tau_{\text{Ross}} = 25,1189$ , donde las atmósferas son “pegadas” con los modelos de los interiores estelares. Los círculos muestran los puntos de fusión del He, dados por Santamaría-Pérez et al. (2010).

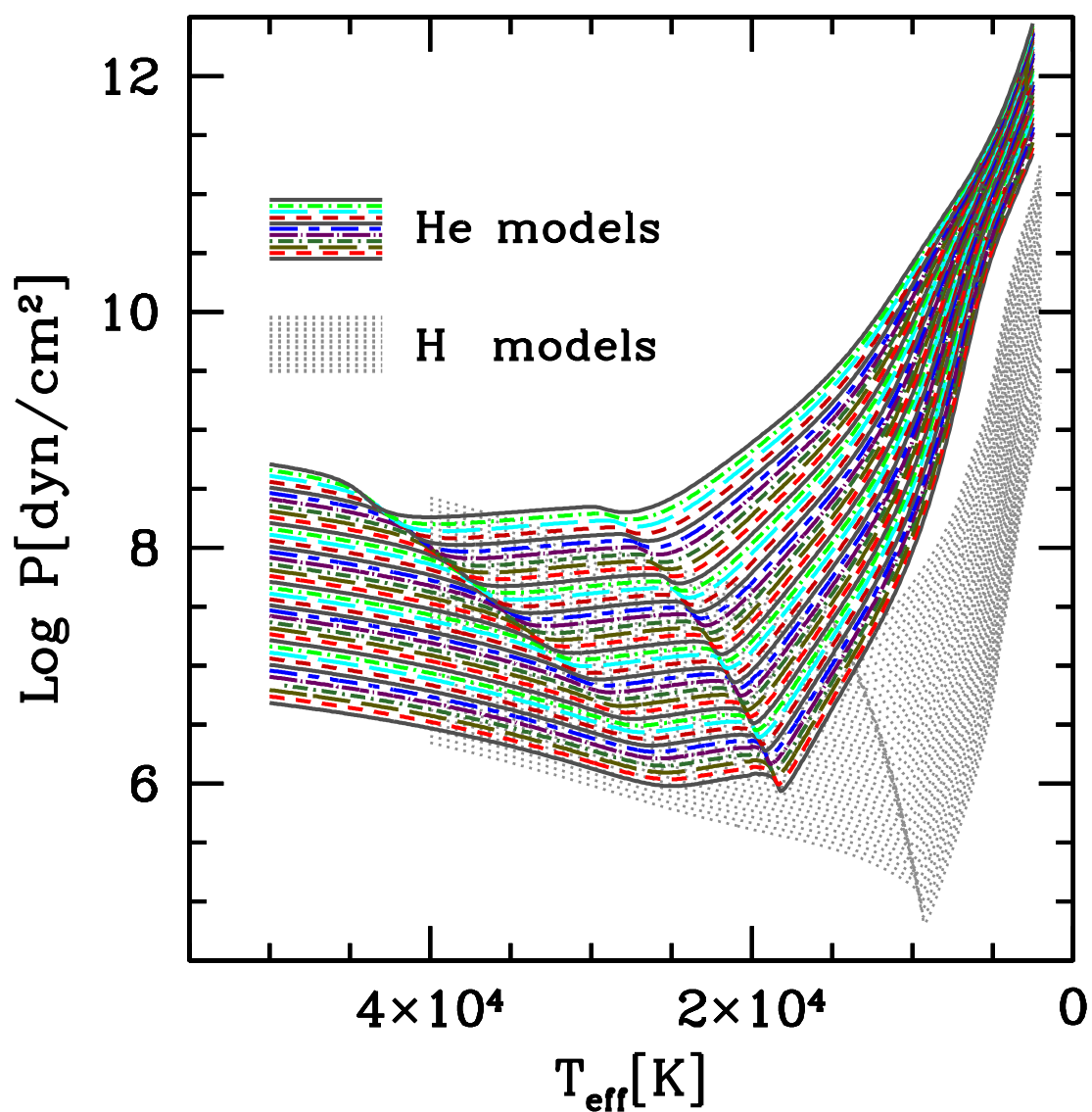
ocurre el *convective coupling*<sup>1</sup> entre la envoltura convectiva y el núcleo degenerado. Contrariamente a casi todos los cálculos evolutivos existentes hasta hoy, las condiciones de borde externas empleadas en este trabajo para  $T_{\text{eff}} \leq 50\,000$  K son obtenidas de modelos de atmósferas no-grises. La ubicación del borde fue tomada a una profundidad óptica bastante grande (específicamente, a una profundidad óptica de la opacidad de Rosseland  $\tau_{\text{Ross}} = 25,1189$ ) donde la aproximación de difusión, aproximación de la ecuación de transporte usada en el interior estelar, es válida — ver Rohrmann et al. (2012).

Los modelos de atmósferas fueron calculados asumiendo gravedad constante, equilibrio hidrostático, equilibrio termodinámico local, y conservación del flujo de energía. El código numérico es una versión actualizada y mejorada el código ya existente desarrollado por Rohrmann et al. (2002), apropiadamente modificado para tener en cuenta los efectos de la alta densidad esperada en atmósferas de He frías. En el nuevo código las ecuaciones de transporte radiativo monocromático y de flujo conductivo de energía son resueltas siguiendo un esquema de Rybicki (Gustafsson & Nissen, 1972). El transporte convectivo es tratado según la versión ML2 de la teoría de longitud de mezcla, y las opacidades conductivas son tomadas de Cassisi et al. (2007). La ecuación de estado usada en el código de atmósferas es el modelo He.REOS.3 de Becker et al. (2014), suplementado con un modelo químico basado en el formalismo de probabilidad ocupacional para resolver el equilibrio de ionización para el He, He<sup>+</sup>, He<sup>++</sup>, e<sup>-</sup>, He<sup>-</sup>, y He<sub>2</sub><sup>+</sup> — ver Hummer & Mihalas (1988) y también Rohrmann et al. (2002). Las fuentes de opacidad radiativa incluidas en el código comprenden los procesos ligado-ligado (He, He<sup>+</sup>), ligado-libre (He, He<sup>+</sup>, He<sup>2+</sup>) y libre-libre (He, He<sup>+</sup>, He<sup>2+</sup>, He<sup>-</sup>), *scattering* por electrones y *scattering* Rayleigh, y la absorción inducida por colisiones entre átomos (Kowalski, 2014). Los efectos de densidad en la opacidad descritos en Iglesias et al. (2002) fueron omitidos en este código, porque desafortunadamente ese estudio no cubre el amplio rango de temperaturas y densidades requerido para estos cálculos. De todas formas, hemos estimado el impacto de estos efectos de densidad en las escalas de tiempo evolutivas, y encontramos que las diferencias en los tiempos de enfriamiento serían menores al 2 %.

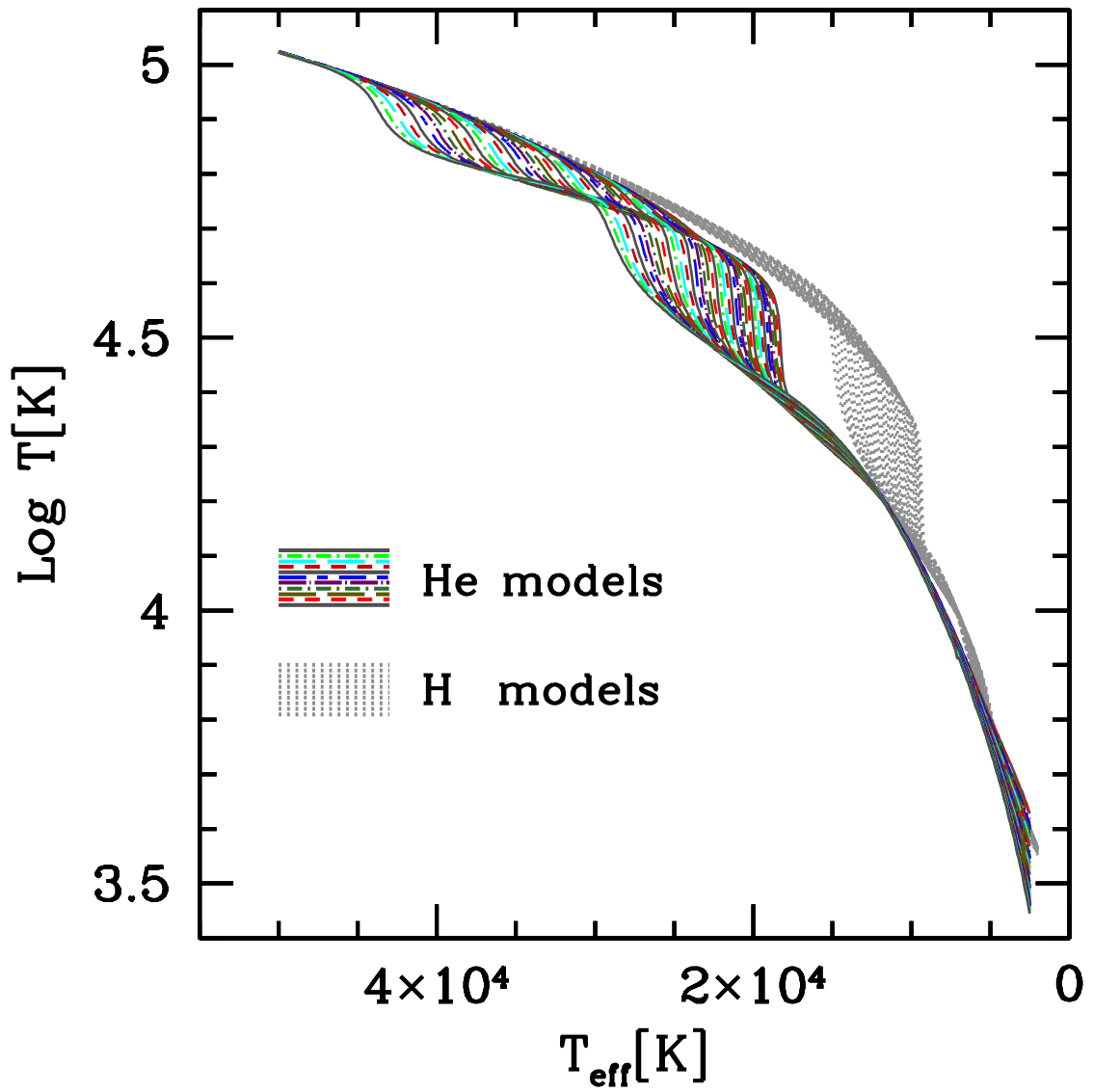
La Fig. 7.1 muestra los perfiles de temperatura-presión de atmósferas de He calculadas a  $\log g = 8$  para diferentes temperaturas efectivas. Los perfiles de temperatura son esencialmente isotérmicos en las capas externas y transparentes ( $\tau_{\text{Ross}} \lesssim 10^{-4}$  para los modelos más fríos), mientras que la convección se vuelve muy eficiente y se convierte en el mecanismo dominante de transporte de energía en las capas internas ( $\tau_{\text{Ross}} \gtrsim 1$ ) de enanas blancas frías ( $T_{\text{eff}} \lesssim 20\,000$ K). La Fig. 7.1 también muestra los puntos de derretimiento de Santamaría-Pérez et al. (2010), que corresponden a una transición de fase de líquido a sólido para He puro. Estos resultados muestran que las enanas blancas deficientes en H evolucionan hacia condiciones físicas complejas en sus atmósferas al enfriarse lo suficiente.

La grilla de modelos de atmósfera calculados para proveer condiciones de borde externas a los modelos evolutivos cubre un rango de temperaturas efectivas de 50 000 K a 2 500 K en pasos de 100 K, y gravedades superficiales entre  $5,5 \leq \log g \leq 9,5$ , en pasos de 0,1 dex. Las temperaturas y presiones (en  $\tau_{\text{Ross}} = 25,1189$ ) requeridas para integrar las ecuaciones de estructura estelar se muestran en las Figuras 7.2 y 7.3, respectivamente. Las líneas continuas y rayadas corresponden a nuestras predicciones para modelos de atmósferas de He puro, mientras que las líneas punteadas representan los datos obtenidos por modelos de atmósferas

<sup>1</sup>El *convective coupling* ocurre cuando la zona convectiva externa alcanza el núcleo degenerado donde hay transporte conductivo. A partir de este momento, el transporte en toda la estrella se vuelve sumamente eficiente, y las condiciones de borde externas en la estrella impactan fuertemente en la tasa de enfriamiento de la enana blanca. Debido a que el transporte se vuelve muy eficiente, el convective coupling se ve reflejado en la curva de enfriamiento de la enana blanca como un enlentecimiento, pues la estrella se libera de una gran cantidad de energía. Sin embargo, una vez liberada esta energía, a la estrella le queda poco contenido térmico y por ende los tiempos de enfriamiento se aceleran.



**Figura 7.2.** Logaritmo de la presión en  $\tau_{\text{Ross}} = 25,1189$  en función de la temperatura efectiva obtenida para atmósferas de He puro (líneas continúa y rayada) y de H puro (línea punteada) para valores de la gravedad  $5,5 \leq \log g \leq 9,5$  (líneas de abajo hacia arriba).



**Figura 7.3.** Temperatura en  $\tau_{\text{Ross}} = 25,1189$  en función de la temperatura efectiva obtenida para atmósferas de He puro (líneas continuas y rayadas) y de H puro (líneas punteadas), para  $5,5 \leq \log g \leq 9,5$  (líneas de arriba hacia abajo).

**Tabla 7.1.** Características principales de nuestros modelos de enanas blancas.

$M_{\text{WD}}$	$M_{\text{ZAMS}}$	$M_{\text{He}}$	$\log T_{\text{eff}}$ [K]	$\log(L/L_{\odot})$	$\log g$ [ $\text{cm s}^{-2}$ ]	$X_{\text{He}}$	$X_{\text{C}}$	$X_{\text{O}}$
0.515	1.00	0.0219	5.0634	2.6868	6.6713	0.7437	0.1637	0.0279
0.542	1.00	0.0072	5.1650	3.0546	6.7412	0.2805	0.4064	0.2127
0.584	2.50	0.0060	5.2398	3.2574	6.8615	0.3947	0.3060	0.1704
0.664	3.50	0.0036	5.3578	3.3611	7.0813	0.4707	0.3260	0.1234
0.741	3.75	0.0019	5.4535	3.8069	7.2701	0.4795	0.3361	0.1390
0.870	5.50	0.0009	5.5829	4.0961	7.5679	0.5433	0.3012	0.0938

de H puro (Rohrman et al., 2012). Las presiones en las atmósferas de He e H difieren fuertemente a temperaturas efectivas bajas, como consecuencia de las diferencias en la opacidad. Los cambios cerca de  $T_{\text{eff}} \approx 40\,000$  K y  $20\,000$  K en modelos de He ( $10\,000$  K en modelos de H) en las Figuras. 7.2 y 7.3, son consecuencia de las recombinaciones de  $\text{He}^{2+}$  y  $\text{He}^+$  ( $\text{H}^+$ ).

### 7.2.3. Modelos iniciales

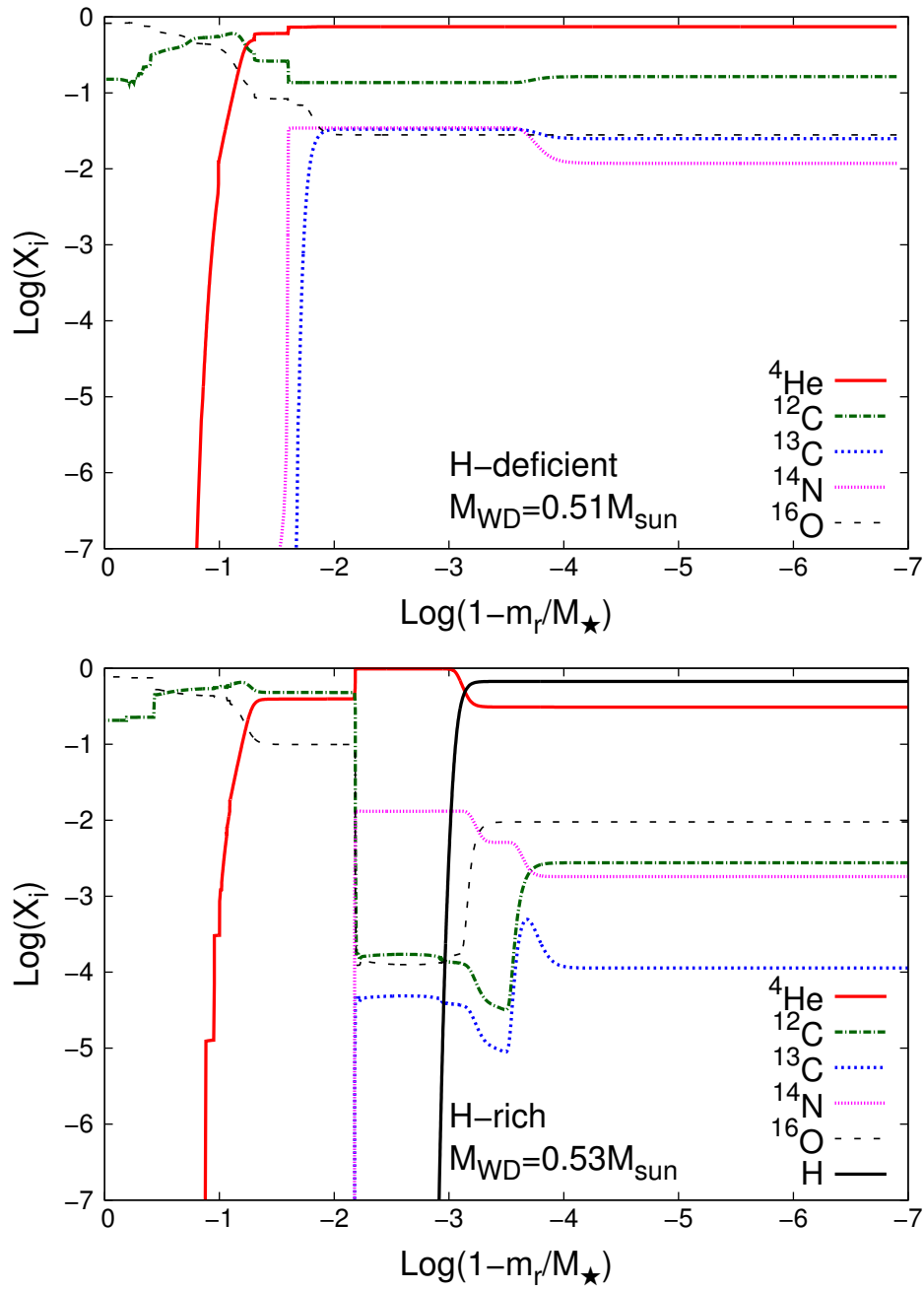
Los modelos iniciales de nuestras secuencias evolutivas de enanas blancas deficientes en H fueron derivados del cálculo evolutivo completo de sus estrellas progenitoras con  $Z = 0,02$  (Miller Bertolami & Althaus, 2006). La evolución de los progenitores fue calculada desde la ZAMS a través de los pulsos térmicos y la pérdida de masa en la AGB, y finalmente al escenario de *born again* donde el H remanente es quemado. Después el episodio de *born again*, el remanente deficiente en H sigue quemando He en capa y evoluciona a luminosidad constante con una composición superficial rica en He, carbono y oxígeno, típica de las estrellas PG 1159 (Miller Bertolami & Althaus, 2006). Como mostraremos más adelante, este tratamiento detallado de la historia evolutiva de las estrellas progenitoras con diferentes masas iniciales y composiciones químicas disntintivas es un ingrediente clave para computar secuencias evolutivas precisas para enanas blancas deficientes en H. Las masas iniciales de nuestras secuencias y las masas de las enanas blancas resultantes del episodio de *born again* se listan en la Tabla 8.1. En particular, en esta tabla se lista, de izquierda a derecha, la masa de la enana blanca, la masa inicial, la masa de la envoltura de He (todo esto en unidades solares) y la temperatura efectiva, la luminosidad y la gravedad sperficial al momento de máxima temperatura efectiva. Finalmente, se listan las abundancias iniciales (por masa) de He, carbono y oxígeno. Para el modelo inicial de  $1,0 M_{\odot}$ , se computaron dos secuencias diferentes con dos tasas de pérdida de masa diferentes durante la AGB. Así, obtenemos diferentes números de pulsos térmicos y, al final, dos masas diferentes de remanentes:  $0,515$  y  $0,542 M_{\odot}$ . Finalmente, para obtener un amplio rango de masas de enanas blancas, hemos generado un modelo de enana blanca de  $1,0 M_{\odot}$  escaleando artificialmente nuestro modelo de enana blanca de  $0,87 M_{\odot}$ . Entonces, las masas de nuestros modelos de enanas blancas están entre  $0,51$  y  $1,0 M_{\odot}$ . Nótese que para estas secuencias, el rango de masas de las envolturas de He se expande en más de un orden de magnitud. Este trabajo está enfatizado en las etapas tardías de la secuencia de enfriamiento de enana blanca, donde el impacto de los modelos detallados de atmósferas es mayor. Los estadios evolutivos correspondientes a la etapa de pre-enana blanca caliente — el régimen de PG 1159 y los subsiguientes — fueron estudiados en detalle en Althaus et al. (2009). Como consecuencia, no centraremos nuestra atención en las etapas muy tempranas de la evolución. En cambio, la evolución de nuestros modelos ha sido llevada hasta luminosidades muy bajas,  $\log(L/L_{\odot}) = -5,0$ , y será discutida en detalle.

Las abundancias químicas iniciales, i. e., al comienzo de la etapa de enana blanca, definida

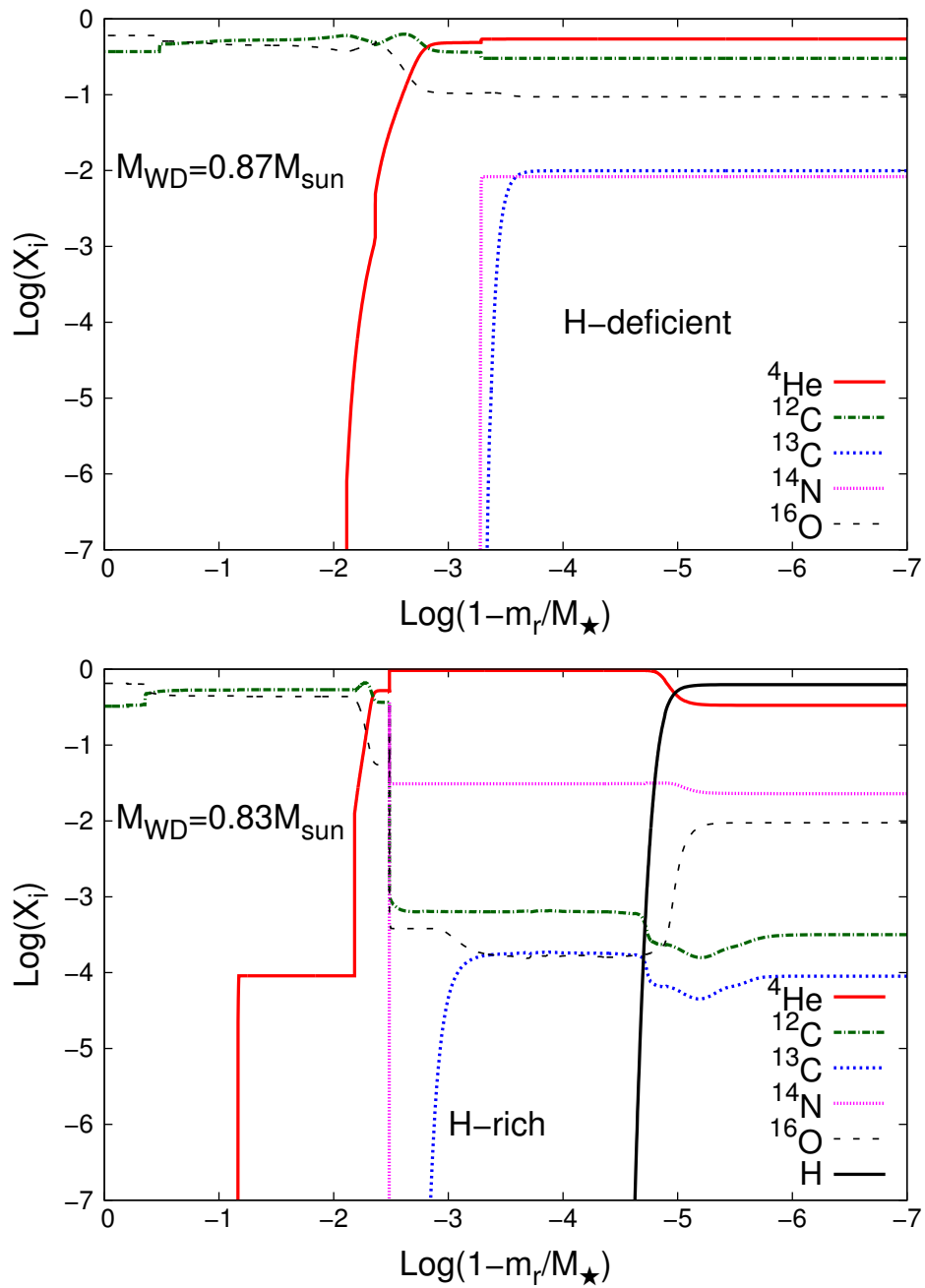
como el momento en el que la estrella alcanza el máximo de temperatura efectiva, para algunas de nuestras secuencias evolutivas puede verse en las figuras Figs. 7.4 y 7.5, que muestran las abundancias por masa de  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ , y  $^{16}\text{O}$  en función de la fracción de masa externa. En particular, los paneles superiores de estas figuras muestran las abundancias al comienzo de la etapa de enana blanca de las secuencias de  $0.515$  y  $0.870 M_{\odot}$ , respectivamente. Con propósitos ilustrativos, la estructura interna esperada para enanas blancas ricas en H con masas similares se muestra en el panel inferior de cada figura. Nótese la dependencia del perfil de abundancia química con la masa estelar. Las marcas dejadas por el episodio de *born again* en la estratificación química de las capas externas se ve claramente. En particular, puede verse que el H ha sido quemado casi por completo en estas capas. Cabe aclarar que, como estamos interesados en la evolución de enanas blancas deficientes en H, hemos suprimido artificialmente todas las trazas de H de nuestros modelos iniciales. En particular, nótese la gran cantidad de carbono y nitrógeno esperado en enanas blancas deficientes en H, ver Miller Bertolami & Althaus (2006) para más detalles. Este será un aspecto crucial para describir las etapas finales del enfriamiento de estas enanas blancas. Nótese en particular, que la abundancia por masa de  $^{13}\text{C}$  llega a valores tan altos como 0.05 en la envoltura. Es claro que, a fines de obtener perfiles químicos iniciales realistas para enanas blancas deficientes en H, debe ser calculada la evolución previa de la estrella progenitora a lo largo del escenario de *born again*. En efecto, los perfiles químicos resultantes en las capas externas difieren fuertemente de aquellas predichas por progenitores de enanas blancas ricas en H.

### 7.3. Resultados

En la Fig. 7.6 se muestra un pantallazo global de las principales fases de la evolución de una enana blanca deficiente en H típica. En ella pueden verse las diferentes contribuciones a la luminosidad de nuestro modelo de enana blanca de  $0.58 M_{\odot}$  resultante de una estrella progenitora de  $2.5 M_{\odot}$ . Durante toda la evolución de la enana blanca, la liberación de energía gravotérmica es la fuente dominante de energía. Además, muy al comienzo de la secuencia de enfriamiento, la quema nuclear de He contribuye de alguna manera a la energética de la enana blanca. De todas maneras, rápidamente se vuelve despreciable. Cuando  $\log(t) \sim 5.5$  la emisión de neutrinos se vuelve un sumidero importante de energía, incluso mayor que la luminosidad de la estrella. Al mismo tiempo, la sedimentación gravitatoria ya ha limpiado la superficie estelar de elementos pesados dejando una atmósfera de He puro. De todas formas, la sedimentación gravitatoria aún sigue actuando en la envoltura, y la difusión química y térmica aún siguen suavizando las transiciones entre los diferentes elementos químicos en el interior estelar. La estratificación química resultante será discutida en detalle más adelante. Desde  $\log(t) \sim 6$  a  $7.1$ , la energía perdida por emisión de neutrinos es del mismo orden de la energía gravotérmica de la estrella. Conforme la enana blanca se enfría, la emisión de neutrinos cesa y, como consecuencia, la luminosidad de los neutrinos decae abruptamente. Durante esta fase, la zona convectiva externa está creciendo hacia adentro y cuando  $\log(t) \sim 8.2$ , alcanza regiones donde hay elementos pesados como carbono y oxígeno. En consecuencia, la mezcla convectiva draga estos elementos, y la composición superficial cambia. En particular, las capas externas resultan predominantemente enriquecidas en carbono. Este episodio de *dredge-up* altera fuertemente los tiempos de enfriamiento de nuestras enanas blancas, como será demostrado más adelante. Finalmente, cuando  $\log(t) \sim 9$  comienza la cristalización en el centro de la enana blanca. Esto trae aparejada la liberación de energía gravitacional por la separación de fase del carbono-oxígeno, y de calor latente. Nótese que, como consecuencia de esta liberación de energía, durante la fase de cristalización la luminosidad superficial es mayor a la energía gravotérmica. El proceso de cristalización dura, en su totalidad,  $3.2 \times$



**Figura 7.4.** Panel superior: perfil químico inicial de nuestro modelo de enana blanca deficitente en H de  $0,51 M_\odot$  en términos de la fracción de masa externa. Panel inferior: perfil químico inicial del modelo de enana blanca rico en H de  $0,53 M_\odot$  de Camisassa et al. (2016a), calculado en el Capítulo 6



**Figura 7.5.** Panel superior: perfil químico inicial de nuestro modelo de enana blanca deficitente en H de  $0.87 M_{\odot}$  en términos de la fracción de masa externa. Panel inferior: perfil químico inicial el modelo de enana blanca rico en H de  $0.83 M_{\odot}$  de Camisassa et al. (2016a), calculado en el Capítulo 6

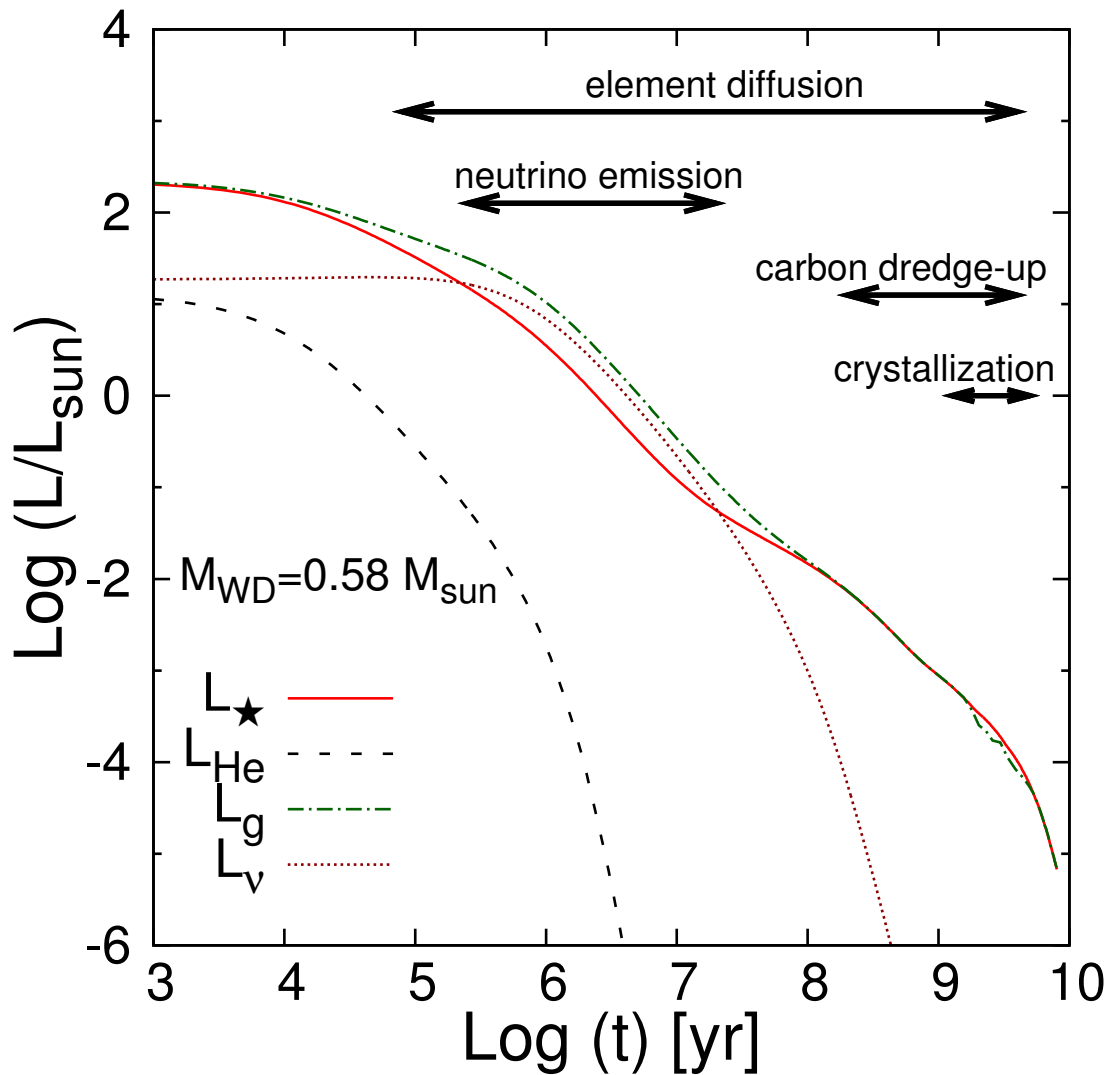


$10^9$  años. También es importante notar que, durante la fase de cristalización, el carbono sigue siendo dragado a la superficie por la mezcla convectiva. Por último, cuando  $\log(t) \sim 9,9$ , la temperatura del núcleo cristalizado cae por debajo de la temperatura de Debye, y como consecuencia el calor específico decrece. Así, la estrella entra en la etapa llamada de “enfriamiento de Debye”, donde la luminosidad cae.

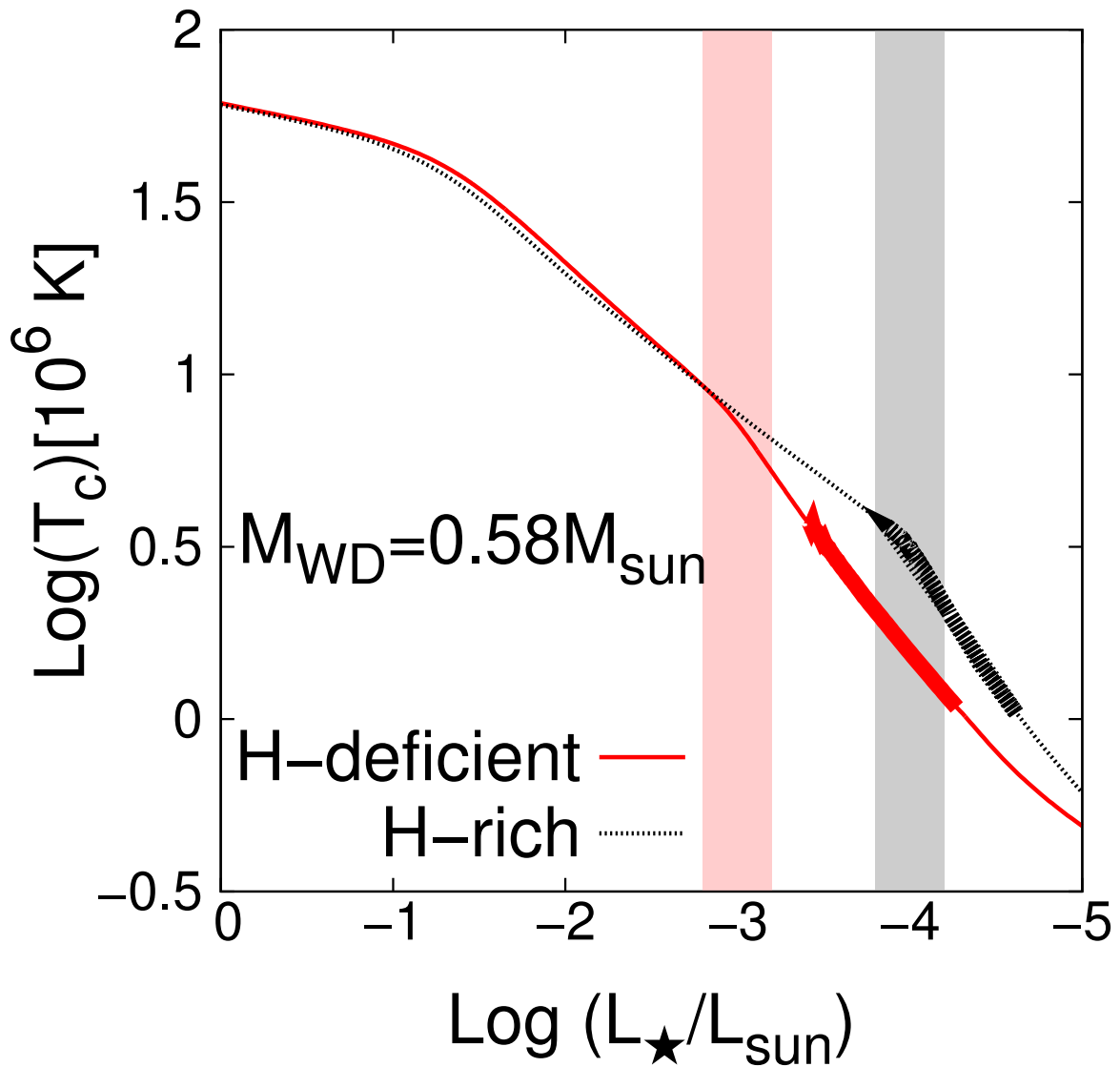
El comportamiento de las secuencias de enfriamiento durante los últimos estadios puede entenderse examinando la Fig. 7.7, la cual ilustra la marcha de la temperatura central en términos de la luminosidad superficial para nuestro modelo de enana blanca deficiente en H de  $0,58 M_{\odot}$ . Con fines comparativos, hemos incluido en esta figura las predicciones para un modelo de enana blanca rica en H de una masa similar. Los segmentos gruesos en las curvas de enfriamiento indican la fase de cristalización. Las regiones sombreadas marcan la ocurrencia del *convective coupling* en cada secuencia, esto es, el momento en el que la zona convectiva externa llega a la región de degeneración, y entonces el transporte se vuelve muy efectivo (Fontaine et al., 2001). Para nuestro modelo de enana blanca deficiente en H, la cristalización comienza cuando  $\log(L/L_{\odot}) \sim -3,4$ , mientras que para el modelo rico en H esto ocurre cuando  $\log(L/L_{\odot}) \sim -3,9$ . Por lo tanto concluimos que la cristalización comienza a luminosidades más altas en los modelos de enanas blancas deficientes en H, y esto es porque en *convective coupling* también ocurre a luminosidades más altas en estas estrellas. En efecto, el *convective coupling* causa un cambio en la pendiente de las curvas de enfriamiento, y la temperatura del núcleo decrece fuertemente. Este resultado, que es independiente de la masa de la enana blanca, lleva a grandes diferencias entre la evolución de enanas blancas ricas y deficientes en H.

### 7.3.1. Evolución química

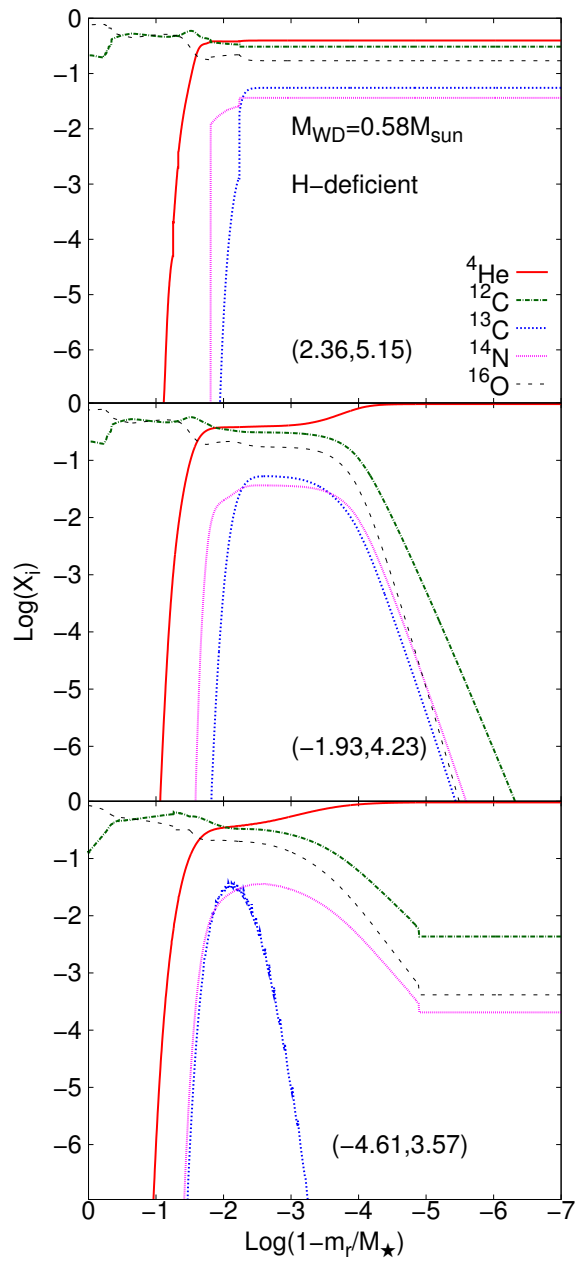
Los perfiles químicos en tres estadios evolutivos seleccionados de la secuencia de enfriamiento se muestran en la Fig. 7.8 para nuestro modelo de enana blanca de  $0,58 M_{\odot}$ . En cada panel se encuentra indicado, entre paréntesis, el logaritmo de la luminosidad (en unidades solares) y el logaritmo de la temperatura efectiva del modelo evolutivo. Se muestra el logaritmo de las abundancias de  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  y  $^{16}\text{O}$  en términos de la fracción de masa externa. El panel superior corresponde al comienzo de la etapa de enana blanca. Como ya hemos mencionado, estos perfiles son el resultado de la evolución completa de su estrella progenitora, en particular durante el escenario de *born again*. Después de  $1,26 \times 10^8$  años, la enana blanca se ha enfriado hasta 17 000 K (panel central), y la composición química denota los efectos de la acción de procesos de difusión. La sedimentación gravitatoria ha limpiado las capas externas de elementos pesados, dejando una envoltura compuesta por  $^4\text{He}$  puro. La difusión química y térmica han suavizado las interfaces químicas. En este punto, la zona convectiva externa está creciendo y penetrando en regiones cada vez más internas, pero no ha llegado a la región donde hay elementos pesados. Pero poco después, cuando  $T_{\text{eff}} \sim 15\,000$  K, la zona convectiva externa alcanza la cola de la distribución de carbono, y la mezcla convectiva draga carbono hacia las capas superficiales, incrementando la abundancia de carbono superficial. El dragado de carbono debido a la convección continúa por  $4 \times 10^9$  años, hasta que  $T_{\text{eff}} \sim 5\,000$  K. Durante este período, la difusión química y térmica aún están actuando y siguen suavizando las interfaces químicas y, por ende, incrementando la cantidad de carbono que finalmente es dragado a la superficie. Es importante remarcar que la convección también draga otras especies químicas a la superficie, pero mayoritariamente draga carbono. Además, durante este período la cristalización comienza en el núcleo degenerado, modificando los perfiles químicos de carbono y oxígeno en el núcleo degenerado. Las abundancias finales, cuando  $T_{\text{eff}} \sim 3\,700$  K, se muestran en el panel inferior de la Fig. 7.8. Nótese que en este punto, la convección ha dragado una gran cantidad de carbono hacia la superficie.



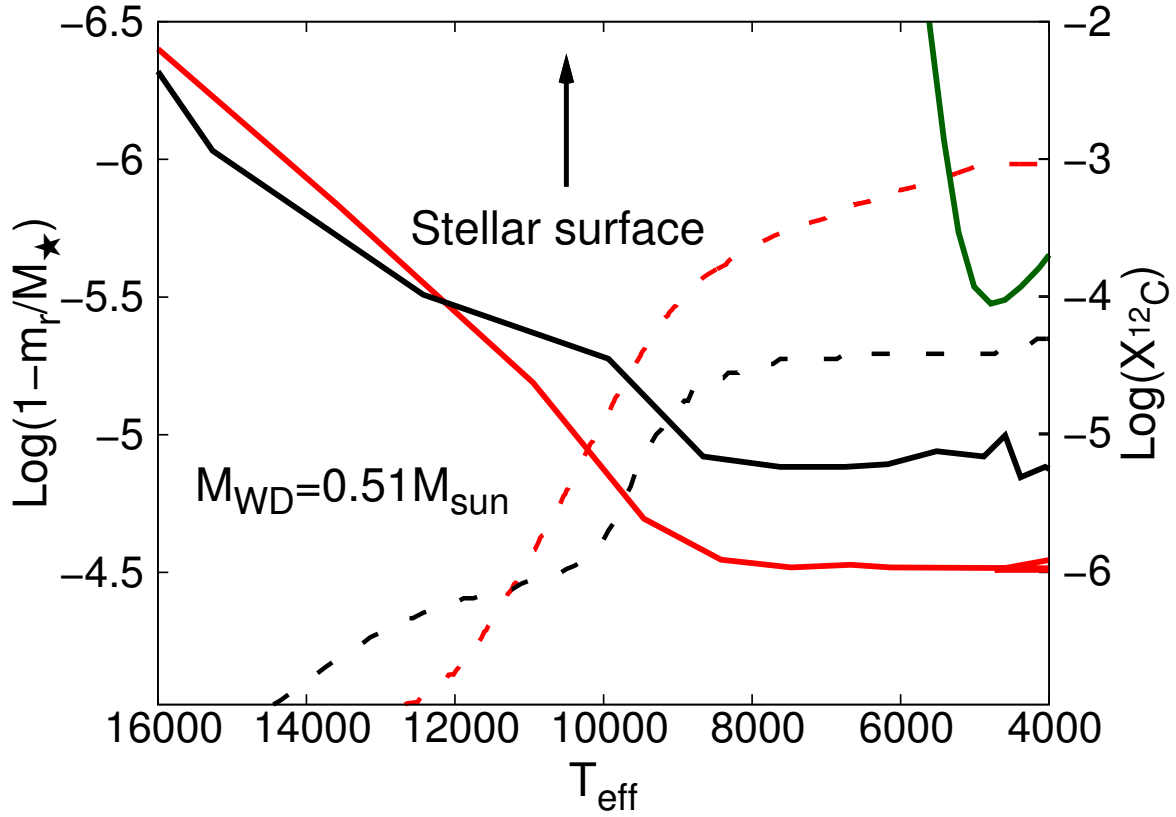
**Figura 7.6.** Dependencia temporal de las diferentes contribuciones a la luminosidad de nuestra secuencia de enana blanca deficiente en H de  $0,58 M_{\odot}$ . Se muestra la luminosidad superficial,  $L_{\star}$  (línea continua), la luminosidad debida a la quema de He,  $L_{\text{He}}$  (línea rayada), la tasa de emisión de energía gravotérmica (compresión más térmica),  $L_g$  (línea de punto raya), y la pérdida por neutrinos,  $L_{\nu}$  (línea punteada). El tiempo está expresado en años desde el momento en el que la estrella alcanza la máxima temperatura efectiva. Los diversos procesos físicos que ocurren en las enana blanca también están indicados con flechas.



**Figura 7.7.** Temperatura central en términos de la luminosidad estelar, para nuestro modelo de enana blanca deficiente en H de  $0,58 M_{\odot}$  (línea continua roja), junto con el modelo rico en H de  $0,58 M_{\odot}$  de Camisassa et al. (2016a) descrito en el Capítulo 6 (línea punteada negra). Los segmentos gruesos indican la fase de cristalización y las regiones sombreadas indican la ocurrencia del *convective coupling*.



**Figura 7.8.** Abundancia por masa de  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  y  $^{16}\text{O}$  en función de la fracción de masa externa,  $\log(1 - m_r/M_\star)$ , para nuestro modelo de  $0.58 M_\odot$  en tres estadios evolutivos. El logaritmo de la luminosidad (en unidades solares) y el logaritmo de la temperatura efectiva son indicados entre paréntesis en cada panel.

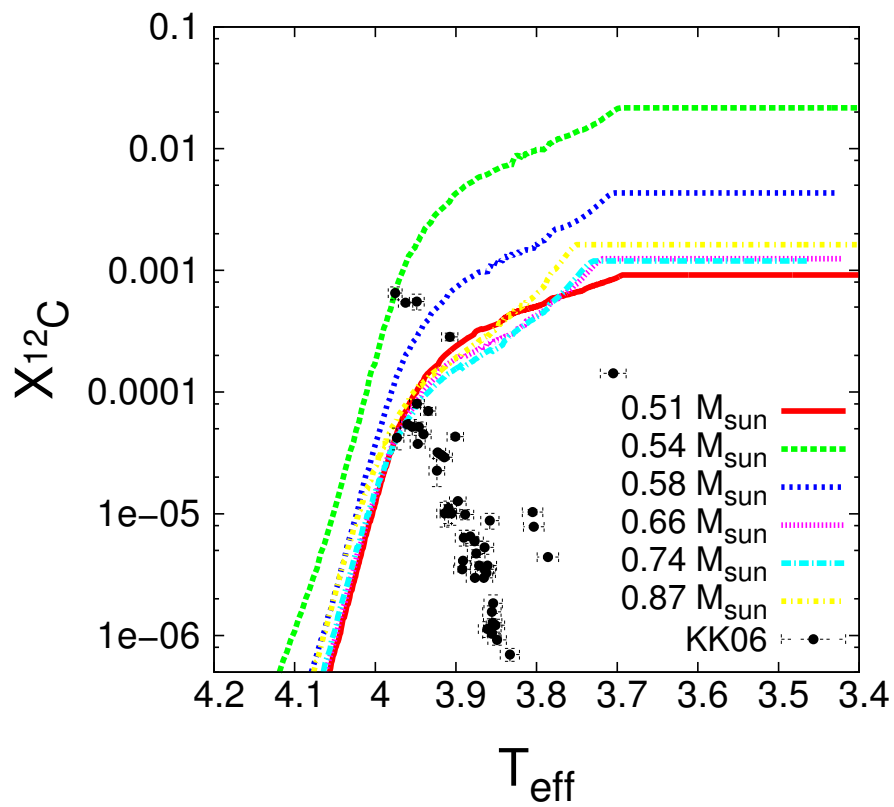


**Figura 7.9.** Efecto de la convección en la abundancia de carbono en la envoltura como función de la temperatura efectiva, para nuestro modelo de enana blanca de  $0,51 M_{\odot}$ . Las líneas continuas roja y negra indican, respectivamente, la base de la zona convectiva externa resultante de considerar un modelo de atmósfera detallado y de considerar el modelo de atmósfera de Eddington como condiciones de borde externas. Las líneas a trazos roja y negra muestran la abundancia superficial de carbono que resulta de considerar modelos de atmósfera detallados y de Eddington, respectivamente. La línea verde continua indica la base de la zona convectiva externa en un modelo de enana blanca rico en H de masa similar. El hecho de que la zona convectiva que resulta del modelo de atmósfera detallado penetre en regiones más internas trae como resultado un dragado de carbono más eficiente, y por ende una abundancia superficial de carbono mayor.

Para un mejor entendimiento del proceso de dragado de carbono, en la Fig. 7.9 se muestra, usando una línea roja continua la ubicación de la base de la zona convectiva externa de nuestra secuencia de enana blanca de  $0,51 M_{\odot}$  en términos de la temperatura efectiva. Para comparar, también hemos incluido, usando una línea negra continua, las predicciones para una secuencia de enana blanca deficiente en H de  $0,51 M_{\odot}$  que surgen de considerar las condiciones de borde externas dadas por el modelo de atmósfera gris de Eddington. Conforme la enana blanca se va enfriando, la zona convectiva externa penetra en regiones cada vez más profundas. A temperaturas efectivas bajas, la convección eventualmente llega a regiones más profundas en el caso en el que se considera un tratamiento detallado de la atmósfera, y consecuentemente produce una abundancia final de carbono mayor (línea roja rayada), comparado con el caso en el que se considera la atmósfera de Eddington (línea negra rayada). Nótese también que, para una enana blanca deficiente en H, la zona convectiva externa penetra en regiones mucho más profundas de la estrella que en una enana blanca rica en H.

Todos nuestros modelos de enana blanca experimentan enriquecimiento de carbono superficial debido a la mezcla convectiva. Esto está ilustrado en la Fig. 7.10, donde la abundancia superficial de carbono de nuestras secuencias está graficada en términos de la temperatura efectiva. Hemos excluido de este gráfico a la secuencia evolutiva de  $1,0 M_{\odot}$  porque, al haber sido generada artificialmente al escalear la secuencia de  $0,87 M_{\odot}$ , la cantidad de carbono dragado a la envoltura no puede ser tomada como un valor confiable. Todas las secuencias de enanas blancas exhiben prácticamente el mismo comportamiento. Como resultado de la sedimentación gravitatoria, la abundancia superficial de carbono es despreciable hasta que  $\log(T_{\text{eff}}) \sim 4,1$ . En este momento, la zona convectiva externa penetra en las regiones ricas en carbono, y consecuentemente la abundancia superficial de carbono aumenta. Este proceso también es favorecido por la acción de la difusión térmica y química en las regiones internas. Cuando  $\log(T_{\text{eff}}) \sim 3,7$ , la penetración de la zona convectiva externa se frena y la abundancia de carbono superficial permanece esencialmente constante en lo que resta de la evolución. La abundancia final de carbono en la superficie depende de la masa estelar, como también de las abundancias químicas iniciales. La abundancia superficial de carbono final de nuestros modelos es, en promedio, de aproximadamente  $5 \times 10^{-3}$ . Este valor es lo suficientemente alto como para alterar fuertemente los tiempos de enfriamiento de enanas blancas deficientes en H, como será demostrado más abajo. Con fines comparativos, hemos realizado también cálculos adicionales considerando las atmósferas de Eddington como condiciones de borde externas, y hemos encontrado que las secuencias evolutivas también experimentan un dragado de carbono considerable como resultado de la mezcla convectiva, aunque en este caso el enriquecimiento de carbono de la envoltura es menor. Nuestros resultados permiten explicar la existencia de enanas blancas DQ, las cuales exhiben trazas de carbono en sus atmósferas por debajo de los  $\sim 10\,000\text{K}$ . Los modelos de enanas blancas presentados en este trabajo experimentan una evolución del tipo espectral de una DB a una DQ, porque sus atmósferas se vuelven enriquecidas en carbono. Los círculos rellenos en la Fig. 7.10 representan las enanas blancas DQ estudiadas por Koester & Knist (2006).

Es importante enfatizar que la cantidad total de carbono que es dragado a la superficie es fuertemente dependiente de los perfiles químicos iniciales, los cuales son el resultado de la evolución previa de las estrellas progenitoras. Por lo tanto, para estimar correctamente la abundancia final superficial de carbono y para obtener tiempos de enfriamiento realistas, es importante calcular la evolución completa del progenitor a lo largo de los pulsos térmicos y, aún más importante, del episodio de *born again*, que es donde se forman los perfiles químicos de carbono y oxígeno en la envoltura. Además, la difusión química y térmica también influyen en el proceso de mezcla de carbono, y por ende deben ser considerados también.



**Figura 7.10.** Fracción de masa de  $^{12}\text{C}$  en la superficie en términos de la temperatura efectiva para todas nuestras secuencias de enanas blancas calculadas consistentemente desde la ZAMS. Los círculos rellenos son las enanas blancas DQ estudiadas por Koester & Knist (2006).

## 7. Enanas blancas deficientes en hidrógeno

**Tabla 7.2.** Tiempos de enfriamiento de nuestros modelos de enanas blancas deficientes en H a ciertas luminosidades seleccionadas.

$-\log(L/L_{\odot})$	$t$ (Año)						
	$0,51(M_{\odot})$	$0,54 M_{\odot}$	$0,58 M_{\odot}$	$0,66 M_{\odot}$	$0,74 M_{\odot}$	$0,87 M_{\odot}$	$1,00 M_{\odot}$
2,0	0,142	0,136	0,151	0,173	0,193	0,224	0,259
3,0	0,813	0,882	0,909	0,969	1,030	1,148	1,346
3,5	1,911	2,006	2,161	2,425	2,738	3,165	3,314
4,0	3,527	3,864	4,056	4,429	4,792	5,055	4,901
4,5	5,136	5,790	5,890	6,129	6,399	6,438	5,913
5,0	6,692	7,648	7,496	7,542	7,642	7,419	6,543

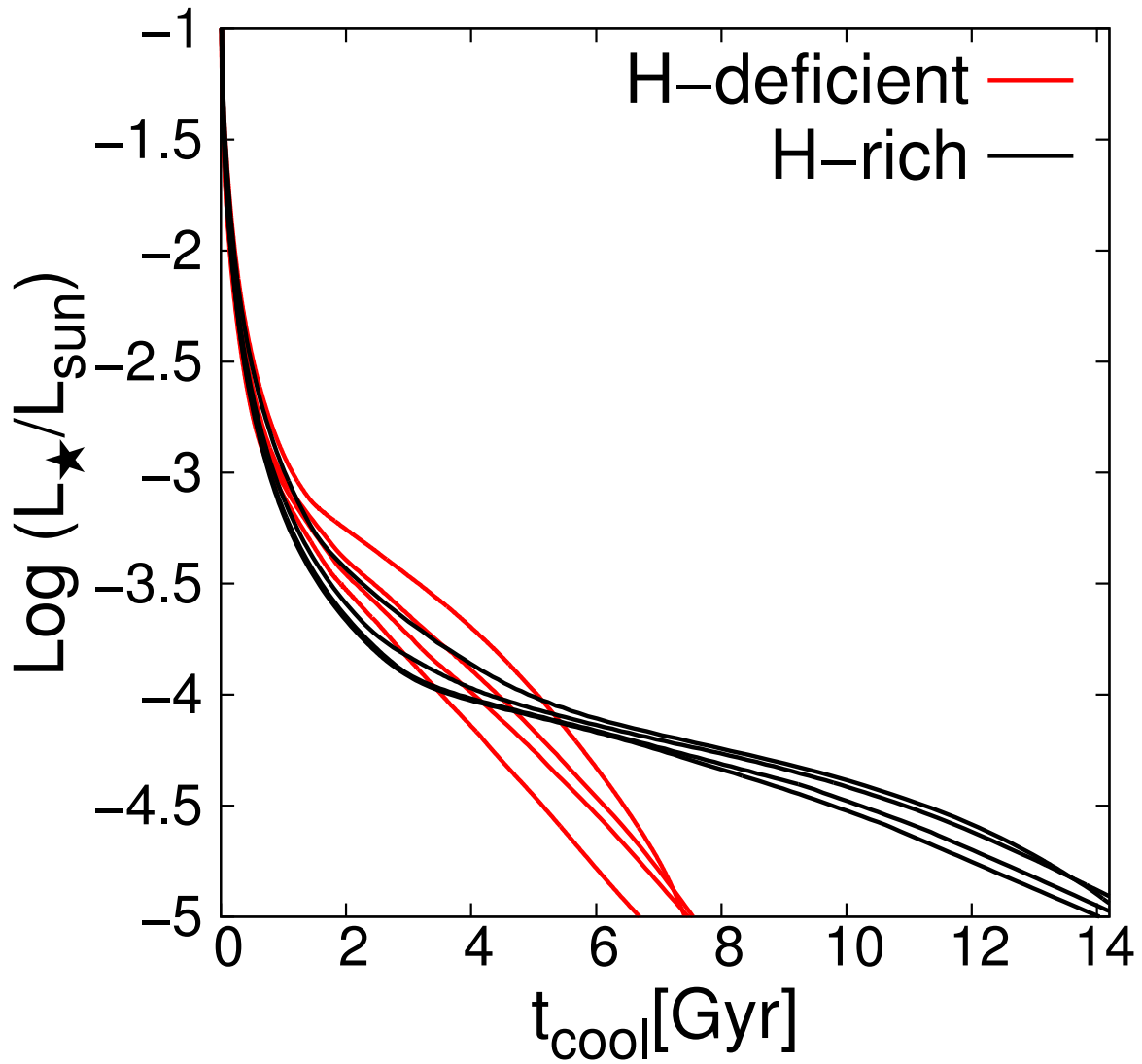
### 7.3.2. Tiempos evolutivos

Los tiempos de enfriamiento de algunas de nuestras secuencias se muestran en líneas rojas en la Fig. 7.11. Además, también hemos graficado en esta figura las secuencias de enfriamiento de enanas blancas ricas en H de Camisassa et al. (2016a) (presentadas en el Capítulo 6), que tienen masas similares a las consideradas en este trabajo. El tiempo de enfriamiento se define como cero al comienzo de la etapa de enana blanca, esto es, cuando la estrella alcanza la máxima temperatura efectiva. Los tiempos de enfriamiento de todas nuestras secuencias evolutivas están listados en la Tabla 8.2 para algunas luminosidades seleccionadas. Vale la pena comentar algunas características relevantes de la Fig. 7.11. En particular, a luminosidades intermedias, las enanas blancas deficientes en H evolucionan bastante más lento que aquellas ricas en H. Como ha sido explicado anteriormente, en conexión a la Fig. 7.7, esto se debe a que el *convective coupling* (y la liberación de energía interna asociada) ocurren a luminosidades más altas en enanas blancas deficientes en H, con el consiguiente enlentecimiento de los tiempos de enfriamiento a esas luminosidades. Además, las pérdidas de energía que resultan de la cristalización ocurren a luminosidades más altas en enanas blancas deficientes en H, incrementando los tiempos de enfriamiento. Por el contrario, a luminosidades bajas, las enanas blancas deficientes en H evolucionan más rápido que las ricas en H. Esto se debe a que, en esas etapas, el contenido térmico de las enanas blancas deficientes en H es menor, y también porque, en estas enanas blancas, sus capas externas son más transparentes. En efecto, nótese que enanas blancas deficientes en H evolucionan a  $\log(L/L_{\odot}) \sim -5$  en menos de 8 Años, y en cambio las enanas blancas ricas en H necesitan  $\sim 14$  Años para llegar a esas luminosidades.

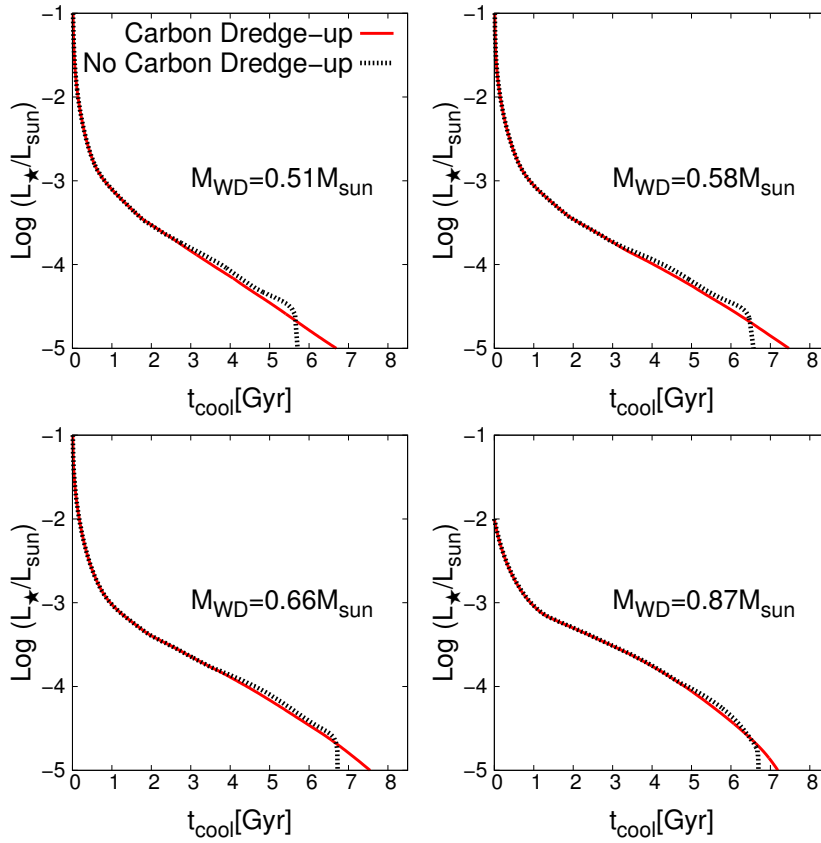
Queremos recordar al lector que nuestras secuencias experimentan un dragado considerable de carbono. El enriquecimiento de carbono incrementa la opacidad en las capas externas no-degeneradas, y por ende el transporte de energía a través de estas capas es menos eficiente. Por lo tanto, el enfriamiento es retrasado y los tiempos evolutivos se incrementan. Con el fin de estimar el impacto del enriquecimiento de carbono en la envoltura en las escalas de tiempo evolutivas, hemos realizado cálculos adicionales en los cuales la mezcla convectiva es suprimida, forzando a las envolturas de nuestras enanas blancas a permanecer compuestas por He puro. La Fig. 7.12 muestra los tiempos de enfriamiento resultantes, junto con los tiempos de enfriamiento de las secuencias que sí tienen contaminación en su envoltura. Nótese que el dragado de carbono produce fuertes retrasos en el proceso de enfriamiento y en las escalas de tiempo evolutivas. Estos retrasos comienzan a manifestarse a muy bajas luminosidades. En efecto, retrasos en los tiempos de enfriamiento de 1 Año se alcanzan cuando  $\log(L/L_{\odot}) \sim -5$ .

La apariencia observacional de nuestras secuencias de enfriamiento teóricas puede ser

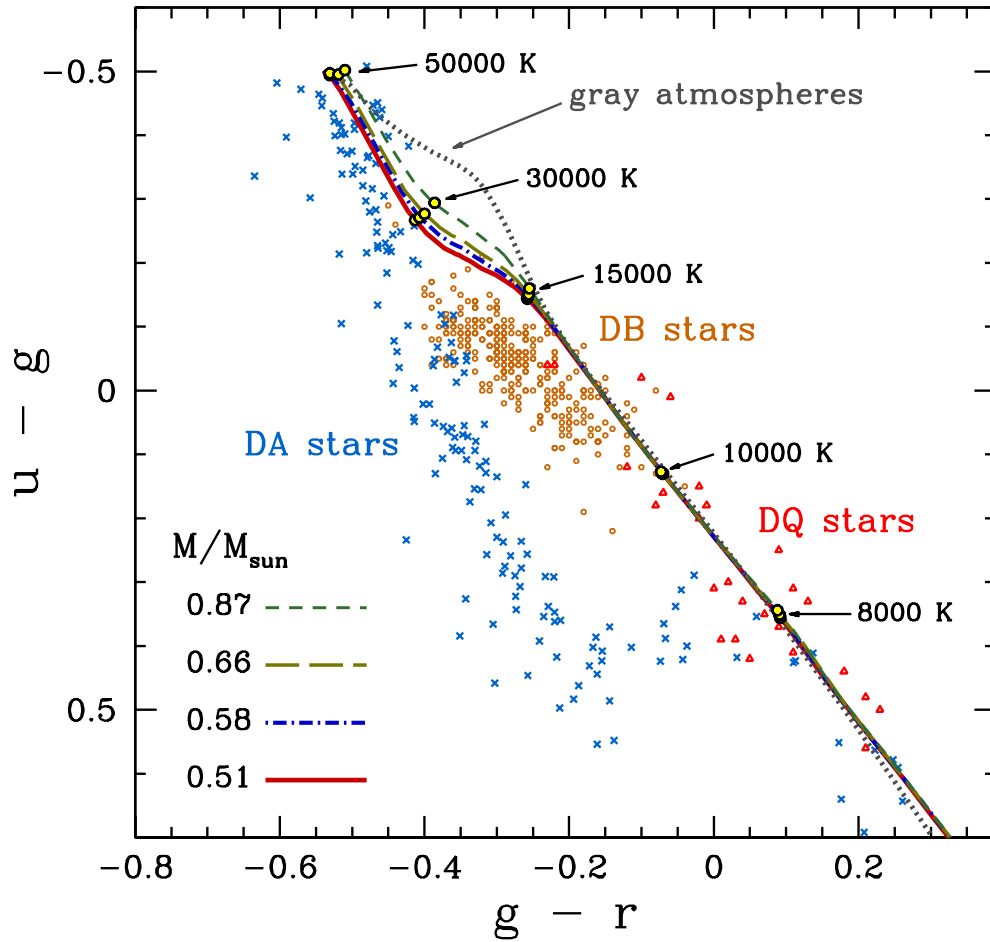




**Figura 7.11.** Tiempos evolutivos de enanas blancas. Las líneas continuas rojas indican cuatro de las secuencias de enanas blancas deficientes en H calculadas en este trabajo. A  $t_{\text{cool}} = 6$  Gaños y de abajo hacia arriba, las distintas líneas indican las secuencias de  $0,51$ ,  $0,58$ ,  $0,66$  y  $0,87 M_{\odot}$  respectivamente. Las líneas negras continuas corresponden a secuencias de enanas blancas ricas en H con masas similares de Camisassa et al. (2016a) (ver Capítulo 6).



**Figura 7.12.** Tiempos evolutivos de las enanas blancas en las cuales hay dragado de carbono hacia la superficie por convección (líneas continuas rojas), y de las enanas blancas en las cuales la mezcla convectiva fue artificialmente suprimida, y por ende las envolturas son de He puro (líneas punteadas negras). Todas las secuencias han sido calculadas usando nuestros modelos de atmósferas de He puro como condiciones de borde externas.



**Figura 7.13.** Diagrama color-color ( $u - g$ ) versus ( $g - r$ ) en el sistema fotométrico del SDSS para las secuencias de enanas blancas deficientes en H de  $0,51$ ,  $0,58$ ,  $0,66$  y  $0,87 M_{\odot}$ . Las curvas están etiquetadas con las temperaturas efectivas. La línea punteada gris indica las mismas secuencias evolutivas pero calculadas considerando la aproximación de atmósfera gris. Los círculos son las enanas blancas DB estudiadas por Koester & Kepler (2015), los triángulos son las enanas blancas DQ estudiadas por Harris et al. (2003) y Kleinman et al. (2004), y las cruces son las enanas blancas DA estudiadas por Holberg & Bergeron (2006).

obtenida de cálculos del transporte radiativo realizados con el código numérico de atmósferas. La Fig. 7.13 presenta un diagrama color-color en el sistema fotométrico del Sloan Digital Sky Survey (SDSS), mostrando las secuencias de enfriamiento de enanas blancas con masas 0,51, 0,58, 0,66 y 0,87  $M_{\odot}$ . También se muestran las enanas blancas con atmósferas de He puro determinadas espectroscópicamente (Koester & Kepler, 2015) — esto es, de tipo espectral DB — con círculos. Las enanas blancas observadas con atmósferas compuestas por He con trazas de carbono (Harris et al., 2003; Kleinman et al., 2004) — esto es, de tipo espectral DQ — son graficadas usando triángulos. Aquellas enanas blancas con atmósferas de hidrógeno (Holberg & Bergeron, 2006) — esto es, de tipo espectral DA — están representadas con cruces. Hay una desviación considerable entre los colores observados de estas estrellas, con las enanas blancas DB y DQ ubicadas en el centro del diagrama y las DA ubicadas a la izquierda de las secuencias de He. Nótese que colores teóricos de nuestros modelos de enanas blancas se incrementan continuamente a lo largo de la evolución. Los colores teóricos muestran una dependencia moderada con la masa estelar, para temperaturas efectivas por encima de  $T_{\text{eff}} \approx 15\,000$  K, mientras que todas las secuencias caen sobre la misma línea a bajas temperaturas efectivas. Cabe enfatizar que nuestras secuencias de enanas blancas cambian de tipo espectral de DB a DQ cuando  $T_{\text{eff}} \approx 15\,000$  K como resultado del dragado de carbono por la mezcla convectiva. El acuerdo con los datos observacionales es bastante bueno. Además, con fines comparativos, hemos calculado la apariencia observacional de los mismos tracks pero considerando la aproximación de atmósfera gris (línea punteada). El efecto de resolver el transporte radiativo para cada frecuencia es obvio en las regiones donde la opacidad del He tiene una dependencia fuerte con la longitud de onda, esto es para  $T_{\text{eff}} \gtrsim 15\,000$  K y para  $T_{\text{eff}} \lesssim 7\,000$  K. Finalmente queremos remarcar que nuestros modelos de atmósferas representan una mejora considerable respecto a los modelos de atmósferas grises usualmente utilizados en los modelos evolutivos.

### 7.4. Resumen y conclusiones

Hemos computado secuencias evolutivas de enfriamiento para enanas blancas deficientes en H derivadas de progeniores con metalicidad solar, a fin de proporcionar modelos evolutivos confiables para estas estrellas. Con esa finalidad, en nuestros cálculos hemos considerado modelos detallados de atmósferas no-grises compuestas por He puro. Estos modelos de atmósfera tienen en cuenta las prescripciones más avanzadas de los efectos de alta densidad en los procesos radiativos y en la ecuación de estado, como fue descrito en la Sección 7.2.2. Además, para nuestros cálculos evolutivos de enanas blancas hemos tenido en cuenta las predicciones del cómputo completo de la evolución de sus estrellas progenitoras, como se explicó en la Sección 7.2.3. Estos cálculos comienzan en la ZAMS y evolucionan a través de los pulsos térmicos en la AGB y del escenario de *born again*, el cual dicta la composición química inicial de las capas externas de nuestros modelos de enanas blancas. Por ende, la composición química inicial de nuestros modelos de enanas blancas es auto-consistente y realista, ya que resulta de la evolución previa de la estrella progenitora. Además, estos perfiles químicos evolucionan teniendo en cuenta procesos de difusión y la separación de fase debida a la cristalización hacia el final de la etapa de enana blanca. Finalmente, el intervalo de masas de nuestras secuencias de enfriamiento se expande desde  $\sim 0,5 M_{\odot}$  a  $\sim 1,0 M_{\odot}$ , cubriendo el rango de masas completo de las enanas blancas típicas con núcleos de carbono-oxígeno. En resumen, el conjunto de secuencias de enfriamiento de enanas blancas aquí presentado es el primer conjunto de cálculos evolutivos homogéneo de enanas blancas deficientes en H existente en la literatura en considerar atmósferas no-grises, incluir en detalle los efectos de la densidad en el transporte de energía en la atmósfera fría de He, procesos de difusión, considerar la evolución completa

de las etapas evolutivas previas de sus estrellas progenitoras y cubrir por completo el rango de masas de interés. Consecuentemente, estos modelos pueden ser considerados como un paso importante en este tipo de cálculos.

Nuestros resultados muestran que el *convective coupling* ocurre a luminosidades mayores en enanas blancas deficientes en H que en enanas blancas ricas en H. Como resultado de la liberación de energía interna asociada, a luminosidades intermedias las enanas blancas deficientes en H evolucionan más lento que las ricas en H. A luminosidades bajas ocurre lo contrario. En particular, las enanas blancas deficientes en H llegan a luminosidades tan bajas como  $\log(L/L_{\odot}) \sim -5$  en menos de 8 Gaños, mientras que las enanas blancas ricas en H llegan a esta luminosidad en cerca de 14 Gaños, ver Sección 7.3.2.

Es importante remarcar que en todas nuestras secuencias de enanas blancas deficientes en H, a una  $T_{\text{eff}} \sim 15\,000\text{K}$ , la zona convectiva externa llega a las capas ricas en carbono, y como consecuencia de la mezcla convectiva la abundancia superficial de carbono aumenta. El enriquecimiento en carbono de las capas externas de nuestros modelos de enanas blancas tiene una consecuencia directa, que es que el tipo espectral de nuestros modelos evoluciona de DB a DQ. Esto es consistente con las propiedades de la población de enanas blancas observadas. Hemos calculado los cambios en las abundancias químicas debidas a la mezcla convectiva y a la difusión, de manera acoplada con la evolución térmica de nuestros modelos de enana blanca. Hemos encontrado que el enriquecimiento en carbono es mayor cuando las condiciones de borde externas son las predichas por nuestros modelos detallados de atmósfera que cuando se usan las predicciones de la atmósfera de Eddington. Además encontramos, como era de esperarse, que los tiempos de enfriamiento de las enanas blancas deficientes en H dependen de la cantidad de carbono dragado hacia la superficie por convección. En particular, el dragado de carbono trae aparejados retrasos importantes en los tiempos evolutivos a luminosidades muy bajas. En ese sentido, vale la pena enfatizar que los perfiles químicos iniciales detallados en la envoltura de estas enanas blancas, predichos por la evolución de sus estrellas progenitoras durante el último pulso térmico son cruciales para determinar tiempos de enfriamiento realistas en enanas blancas deficientes en H. Además, nuestra predicción del enriquecimiento de carbono en las capas externas implica que la estratificación química predicha por la evolución de las estrellas progenitoras concuerda con el enriquecimiento de carbono inferido de las observaciones.

Nuestros cálculos muestran que, modelos de atmósferas de He detallados son necesarios para calcular tiempos de enfriamiento confiables para enanas blancas deficientes en H. Aunque nuestras secuencias de enfriamiento representan una clara mejora de los esfuerzos previos en computar la evolución de este tipo de estrellas, creemos necesario realizar una advertencia importante. Como hemos mencionado, a bajas temperaturas efectivas, las envolturas limpias de He puro de nuestros modelos de enanas blancas deficientes en H se vuelven convectivas y sus atmósferas se contaminan con el material dragado por la convección. Esto trae aparejada una consecuencia que nuestros modelos no consideran. En efecto, la contaminación de carbono en la atmósfera constituye una fuente extra de opacidad, y por ende las atmósferas compuestas por He casi puro se vuelven más opacas. De todas formas, dentro de nuestro conocimiento, al día de hoy no existen cálculos de la opacidad del carbono para las condiciones termodinámicas existentes en atmósferas tan densas. Por ende, nuestros tiempos de enfriamiento a muy bajas temperaturas efectivas deben ser tomados con cierto cuidado. De todas formas, como ya hemos mencionado, para temperaturas efectivas mayores, nuestros cálculos son claramente superiores a todos los existentes al día de la fecha. Dejaremos el cálculo de secuencias de enfriamiento mejoradas para bajas temperaturas efectivas, teniendo en cuenta los efectos de la contaminación con metales en los modelos de atmósferas, para trabajos futuros.



## Capítulo 8

# Evolución de enanas blancas ultramasivas

Los resultados presentados en este Capítulo se encuentran respaldados por una publicación en la revista A&A (Camisassa et al., 2018).

### 8.1. Introducción

Como ya hemos mencionado en Capítulos anteriores, el objetivo principal de esta tesis consiste en el cálculo de modelos evolutivos detallados de enanas blancas, a fin de estar a la altura de los últimos avances en las observaciones de este tipo de estrellas. En ese sentido, en esta tesis se han incorporado procesos físicos faltantes en el modelado de enanas blancas, para disponer de secuencias evolutivas realistas para poder simular la población de enanas blancas observada. En particular, en el Capítulo anterior se incorporaron condiciones de borde externas para poder computar modelos evolutivos de enanas blancas frías deficientes en H. En este Capítulo, estudiaremos la evolución de enanas blancas ultramasivas, con el fin de obtener tiempos de enfriamiento realistas para este tipo de estrellas y de proveer un marco teórico para el estudio de la cristalización en plasmas densos.

Recordando la distribución de masa de las enanas blancas que vimos en el Capítulo 1, vemos que ésta exhibe un pico principal en  $M_{\text{WD}} \sim 0,6M_{\odot}$ , y también un pico secundario en la cola de la distribución alrededor de  $M_{\text{WD}} \sim 0,82M_{\odot}$  (Kleinman et al., 2013; Tremblay et al., 2018). La existencia de enanas blancas masivas, esto es con  $M_{\text{WD}} \gtrsim 0,8M_{\odot}$ , y enanas blancas ultramasivas, con  $M_{\text{WD}} \gtrsim 1,10M_{\odot}$  ha sido mostrada en varios estudios (Castanheira et al., 2010, 2013; Hermes et al., 2013; Kepler et al., 2016; Curd et al., 2017). Incluso, el trabajo de Rebassa-Mansergas et al. (2015) también indica la existencia de un exceso de enanas blancas con masas alrededor de  $1M_{\odot}$  en la distribución de masa de enanas blancas ricas en hidrógeno.

Las enanas blancas ultramasivas han invocado el interés de los astrónomos desde hace varias décadas ya que éstas están relacionadas directamente con el entendimiento de las Supernovas tipo Ia, que son uno de los fenómenos más energéticos vistos en el universo. Se cree que las Supernovas tipo Ia son el resultado de la explosión de una enana blanca ultramasiva o del *merger* de dos enanas blancas en sistemas binarios. A su vez, las enanas blancas ultramasivas son de suma importancia ya que actúan como lentes gravitacionales, y se ha propuesto que los eventos de micro lentes gravitacionales reportados en la Gran Nube de Magallanes pueden deberse a una población de enanas blancas masivas muy poco luminosas.

La formación de una enana blanca masiva es entendida teóricamente como el resultado final de la evolución aislada de una estrella de masa intermedia, con masa mayor a  $6-9 M_{\odot}$ ,

dependiendo de su metalicidad y del tratamiento de los bordes de las zonas convectivas. Una vez que el He en el núcleo de la estrella ha sido agotado, estas estrellas entran en la etapa de super-AGB (SAGB), con un núcleo de carbono-oxígeno parcialmente degenerado, de igual manera que las estrellas menos masivas. Sin embargo, en el caso de estrellas de SAGB, sus núcleos logran alcanzar temperaturas lo suficientemente altas como para encender el carbono en el núcleo en condiciones de degeneración parcial, antes de que la estrella abandone la SAGB por los vientos estelares. La violenta ignición del carbono lleva a la formación de un núcleo compuesto principalmente por  $^{16}\text{O}$  y  $^{20}\text{Ne}$ , que nunca llega a ser lo suficientemente caliente como para lograr encender el oxígeno o el neón (Siess, 2006). Este núcleo es soportado gracias a la enorme presión que ejerce el gas de electrones parcialmente degenerado. En esta etapa, si la eyección de masa logra remover la envoltura rica en H antes de que comiencen las capturas electrónicas en el núcleo de O-Ne, la estrella deja la SAGB para formar una enana blanca ultramasiva, evitando explotar como una Supernova tipo II. Como consecuencia, las enanas blancas ultramasivas nacen con núcleos compuestos principalmente por  $^{16}\text{O}$  y  $^{20}\text{Ne}$ , con trazas de  $^{12}\text{C}$ ,  $^{23}\text{Na}$  y  $^{24}\text{Mg}$  (Siess, 2007). Además, las enanas blancas masivas con núcleos de C-O pueden haberse formado por evolución binaria, o bien en un sistema en el cual una enana blanca recibe masa por transferencia de una compañera no-degenerada, o bien por un *merger* entre dos enanas blancas (Maoz et al., 2014). El estudio de las propiedades superficiales y de los tiempos de enfriamiento de enanas blancas ultramasivas con núcleos de C-O y de O-Ne puede ayudarnos a entender los diferentes caminos evolutivos que llevan a su formación.

Durante los últimos años se han detectado modos  $g$  (gravedad) pulsacionales en varias enanas blancas variables masivas y ultramasivas con atmósferas ricas en H, las llamadas estrellas ZZ Ceti (Kanaan et al., 2005; Castanheira et al., 2010, 2013; Hermes et al., 2013; Curd et al., 2017). La ZZ Ceti ultramasiva BPM 37093 (Kanaan et al., 1992, 2005) fue el primer objeto de este tipo en ser analizado en detalle. La existencia de enanas blancas pulantes ultramasivas abre la posibilidad de realizar análisis astrosismológicos en estrellas masivas ZZ Ceti, permitiendo obtener información acerca de su origen y su estructura interna a través de la comparación entre los períodos observados y períodos teóricos calculados en modelos teóricos apropiados. En particular, uno de los principales intereses en el estudio de enanas blancas pulantes ultramasivas recae en que se espera que estas estrellas tengan una gran parte de su núcleo cristalizado. La ocurrencia de la cristalización en el núcleo degenerado de las enanas blancas, fue sugerida por primera vez hace alrededor de 60 años por varios autores (Kirzhnits, 1960; Abrikosov, 1961; van Horn, 1968; Montgomery & Winget, 1999; Metcalfe et al., 2004; Córscico et al., 2005; Brassard & Fontaine, 2005). Sin embargo, esta predicción teórica no fue demostrada observacionalmente hasta los estudios de Winget et al. (2009a) y García-Berro et al. (2010a), quienes pudieron inferir la existencia de la cristalización a través del estudio de la función de luminosidad de cúmulos estelares. Más recientemente, Tremblay et al. (2019b) también demostraron la existencia de la cristalización pero esta vez usando estrellas enanas blancas dentro de los 100 pc del sol observadas por la misión GAIA. Dado que las ZZ Ceti ultramasivas deberían tener su núcleo total o parcialmente cristalizado, estas estrellas son consideradas como herramientas para detectar la presencia de la cristalización. Como consecuencia, se espera que la astrosismología de enanas blancas ultramasivas contribuya de manera significativa a nuestro entendimiento de las interacciones coulombianas en plasmas densos. El primer intento de demostrar la existencia de la cristalización a través de una enana blanca ultramasiva desde el análisis de su espectro de pulsaciones fue llevado a cabo por Metcalfe et al. (2004), para la enana blanca BPM 37093 (Kanaan et al., 2005), pero sus resultados fueron inconclusos (Brassard & Fontaine, 2005).

En efecto, las aplicaciones astrosismológicas de enanas blancas ultramasivas requieren el desarrollo de modelos evolutivos detallados para estas estrellas, que tengan en cuenta todos



los procesos físicos responsables de los cambios en las abundancias químicas en su interior a lo largo de toda la evolución. Los primeros intentos de modelar estas estrellas considerando la historia evolutiva previa de sus estrellas progenitoras fueron llevados a cabo en los estudios de Garcia-Berro et al. (1997) y Althaus et al. (2007b). No obstante, estos estudios adoptaron varias simplificaciones que deben ser cuantizadas. Para empezar, estos autores consideraron un único perfil químico para el núcleo compuesto principalmente por  $^{16}\text{O}$  y  $^{20}\text{Ne}$ , que luego implantaron a modelos de enanas blancas con diferentes masas. La principal suposición de Althaus et al. (2007b) es que estos autores asumieron para todos sus modelos el mismo perfil químico fijo durante toda la evolución. Además, una pieza clave faltante en estos estudios fue la separación de fase inducida por la cristalización. Ni la redistribución química ni la liberación de energía debidas a la separación de fase han sido consideradas en estos estudios previos. Por último, en los últimos años se han realizado varios avances importantes en el tratamiento de las opacidades conductivas y en los modelos de atmósfera, y estos avances deben ser tenidos en cuenta en los nuevos intentos para mejorar nuestro entendimiento de este tipo de estrellas.

En esta tesis se pretendió justamente actualizar estos modelos evolutivos de enanas blancas ultramasivas, esta vez teniendo en cuenta las consideraciones mencionadas en el párrafo anterior. En este Capítulo presentamos nuevas secuencias evolutivas para enanas blancas ultramasivas, apropiadas para el estudio de este tipo de estrellas en poblaciones estelares viejas y para realizar astrosismología de alta precisión. Hemos calculado un total de ocho secuencias evolutivas de enanas blancas ultramasivas, cuatro de ellas ricas en H, y cuatro de ellas deficientes en H. Los perfiles químicos de cada uno de estos modelos de enanas blancas son consistentes con las predicciones para la evolución previa de sus estrellas progenitoras, con masas entre  $9,0 \leq M_{\text{ZAMS}}/M_{\odot} \leq 10,5$ , calculadas en Siess (2010). La estructura química de nuestras enanas blancas es el resultado de cálculos evolutivos completos, comenzando en la ZAMS, y evolucionando a través de la quema central de H y He, la etapa de SAGB, incluyendo la quema central de carbono y los pulsos térmicos. Se ha considerado una red nuclear apropiada para cada etapa evolutiva. De esta manera, no sólo se ha utilizado un perfil químico realista de O-Ne, si no que también los perfiles químicos y las masas de los *intershells* son el resultado de la evolución a lo largo de la SAGB. En nuestro estudio tanto la energía liberada durante el proceso de cristalización como la consecuente redistribución química del núcleo ha sido considerada siguiendo el diagrama de fase de Medin & Cumming (2010), apropiada para plasmas de  $^{16}\text{O}$  y  $^{20}\text{Ne}$ <sup>1</sup>. Las secuencias evolutivas presentadas en este Capítulo constituyen los primeros cálculos completos de enanas blancas ultramasivas en tener en cuenta perfiles químicos realistas para cada masa, una microfísica actualizada, y los efectos de la separación de fase durante el proceso de cristalización.

Además, debido a los recientes avances en las observaciones de enanas blancas provistos por la misión espacial GAIA, también hemos decidido proveer magnitudes precisas en los filtros GAIA para nuestros modelos de enanas blancas ultramasivas ricas en H. Hemos calculado nuestras secuencias evolutivas en los filtros: G, G<sub>BP</sub> y G<sub>RP</sub>, a través del uso de modelos de atmósferas detallados ricos en H (Rohrman et al., 2012). Las secuencias evolutivas de enanas blancas ultramasivas están disponibles en la página web: <http://evolgroup.fcaglp.unlp.edu.ar/TRACKS/ultramassive.html>.

## 8.2. Detalles del modelado numérico

Los cálculos evolutivos de enanas blancas ultramasivas presentados en esta tesis han sido realizados con el código de evolución estelar LPCODE. Detalles de este código y su física

<sup>1</sup>A. Cumming, comunicación privada

constitutiva han sido descriptos en el Capítulo 2. Cabe mencionar que, al igual que en los resultados presentados en los Capítulos anteriores para nuestras enanas blancas ultramasivas ricas en H, para temperaturas efectivas menores a 10,000 K, las condiciones de borde externas han sido tomadas de modelos de atmósfera no-gris de Rohrmann et al. (2012). En cambio, para los modelos de enanas blancas ultramasivas deficientes en H, para temperaturas efectivas menores a 50,000 K se han usado las condiciones de borde de atmósfera no gris de He puro descriptas en el Capítulo anterior.

### 8.2.1. Tratamiento de la cristalización

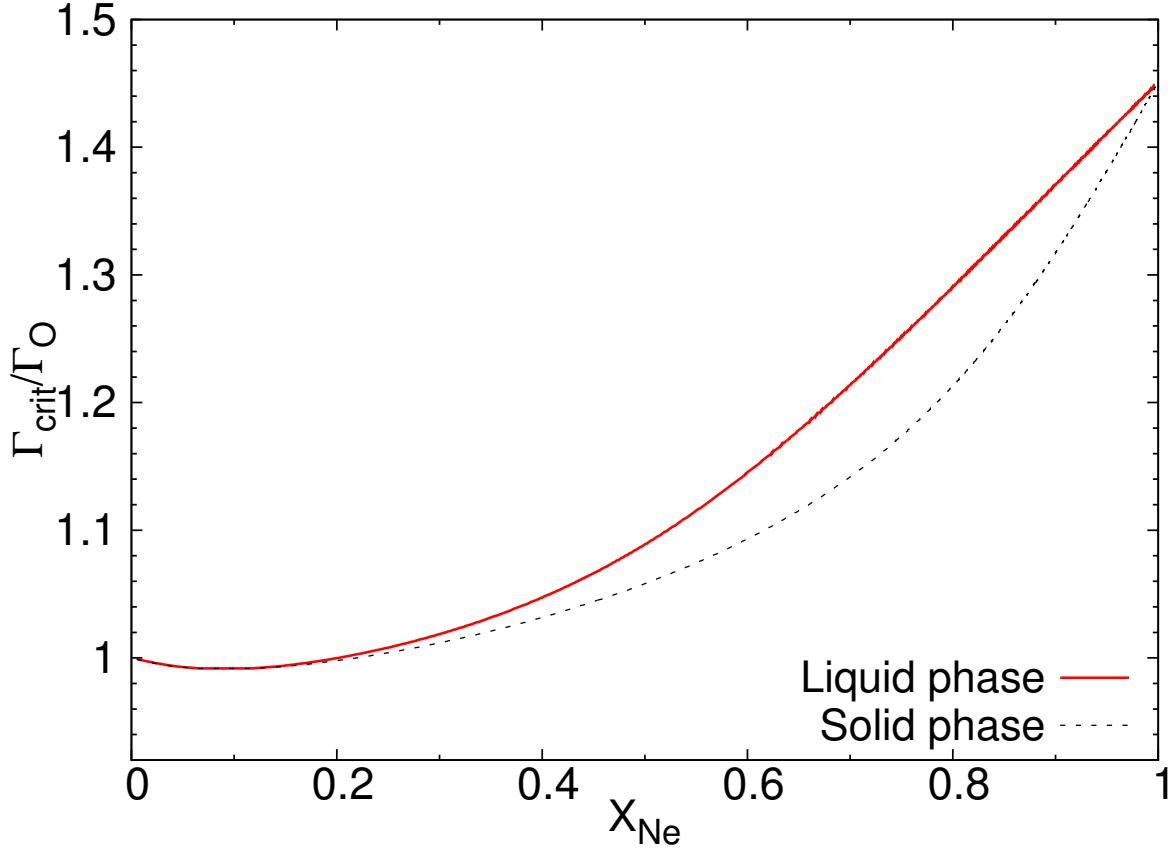
Un aspecto principal de los cálculos evolutivos presentados en este Capítulo es justamente el tratamiento realizado al modelar el proceso de cristalización. En el interior de una enana blanca, conforme va disminuyendo la temperatura, las interacciones coulombianas entre los iones se van haciendo cada vez más intensas, hasta que en algún punto, éstas exceden ampliamente los movimientos térmicos, y los iones comienzan a cristalizar formando una estructura regular. Siguiendo el diagrama de fase provisto por Medin & Cumming (2010), la cristalización en una enana blanca ultramasiva compuesta por O-Ne induce una separación de fase. En una mezcla de  $^{20}\text{Ne}$  y  $^{16}\text{O}$ , el plasma cristalizado va ser enriquecido en  $^{20}\text{Ne}$  y, consecuentemente, la abundancia de  $^{20}\text{Ne}$  va a decrecer en el plasma líquido restante. Este proceso de separación de fase libera energía gravitacional, constituyendo una nueva fuente de energía nunca antes considerada en cálculos evolutivos de enanas blancas ultramasivas. Esta fuente extra de energía trae aparejadas consecuencias en los tiempos de enfriamiento.

Para computar la cristalización, hemos utilizado el diagrama de fase de Medin & Cumming (2010) para plasmas densos de O-Ne, apropiado para el interior de modelos de enanas blancas ultramasivas. La Figura 8.1 muestra este diagrama de fase, que nos brinda la temperatura a la cual ocurre la cristalización, así como también los cambios en las abundancias químicas debidas a la transición de fase.  $\Gamma$  es el parámetro de acoplamiento coulombiano, definido como  $\Gamma = \frac{e^2}{k_B a_e T} Z^{5/3}$ , donde  $a_e = \left(\frac{3}{4\pi n_e}\right)^{1/3}$  es el tamaño medio por electrón.  $\Gamma_{\text{crit}}$  es 178.6, el valor de  $\Gamma$  al cual ocurre la cristalización en el caso de plasmas mono-componentes.  $\Gamma_{\text{O}}$  es el valor del  $\Gamma$  del  $^{16}\text{O}$  al cual ocurre la cristalización en la mezcla, y está relacionado con la temperatura y la densidad de la mezcla a través de la relación:

$$\Gamma_{\text{O}} = \frac{e^2}{k_B a_e T} 8^{5/3} \quad (8.1)$$

Para una determinada abundancia de  $^{20}\text{Ne}$ , la línea continua roja en la Figura 8.1 nos da el  $\Gamma_{\text{O}}$  al cual ocurre la cristalización, y teniendo este valor, fácilmente se obtiene la temperatura de cristalización, reemplazando en la ecuación 8.1. Una vez que obtuvimos esta temperatura, podemos obtener el  $\Gamma$  de la mezcla, reemplazando  $T$  en la formula  $\Gamma = \frac{e^2}{k_B a_e T} Z_{\text{mixture}}^{5/3}$ , donde  $Z_{\text{mixture}}$  es el número atómico medio de la mezcla. El valor de  $\Gamma$  obtenido usando este procedimiento resulta ligeramente mayor que el valor de  $\Gamma$  habitualmente utilizado en los cálculos evolutivos de enanas blancas existentes, el cual es artificialmente fijado como 180.

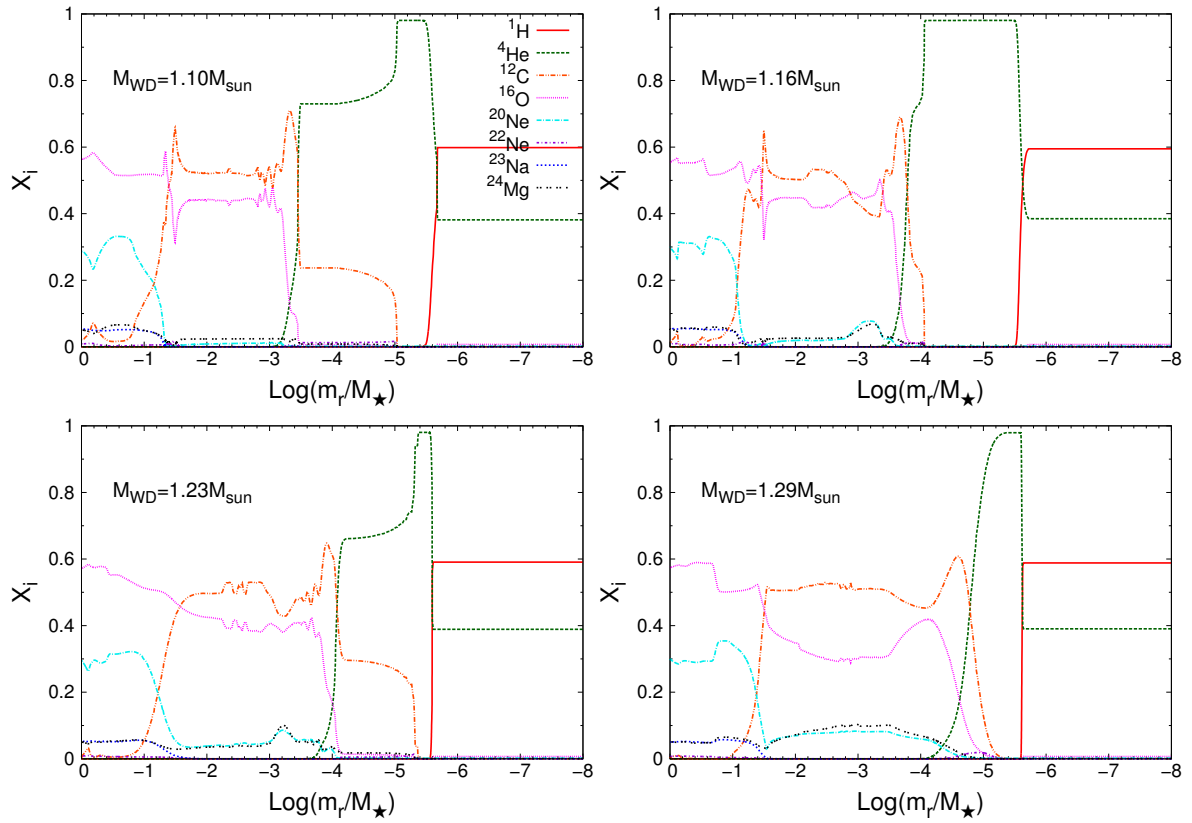
Ahora bien, para obtener las abundancias que resultan de la separación de fase se procede de la siguiente manera. Para una determinada abundancia de  $^{20}\text{Ne}$  previa a la cristalización, la línea roja continua nos proporciona el  $\Gamma_{\text{crit}}/\Gamma_{\text{O}}$ . Con este valor, vamos a la línea negra a trazos que le corresponde, y así obtenemos la abundancia de  $^{20}\text{Ne}$  en la fase sólida, la cual es ligeramente mayor a la abundancia inicial de  $^{20}\text{Ne}$ . La abundancia de  $^{16}\text{O}$  en el sólido resultante se obtiene a partir de considerar que la suma de las abundancias de todos los elementos debe ser 1. No hemos considerado variaciones en las abundancias de los otros elementos presentes en el núcleo inducidas por el proceso de cristalización. Cabe destacar



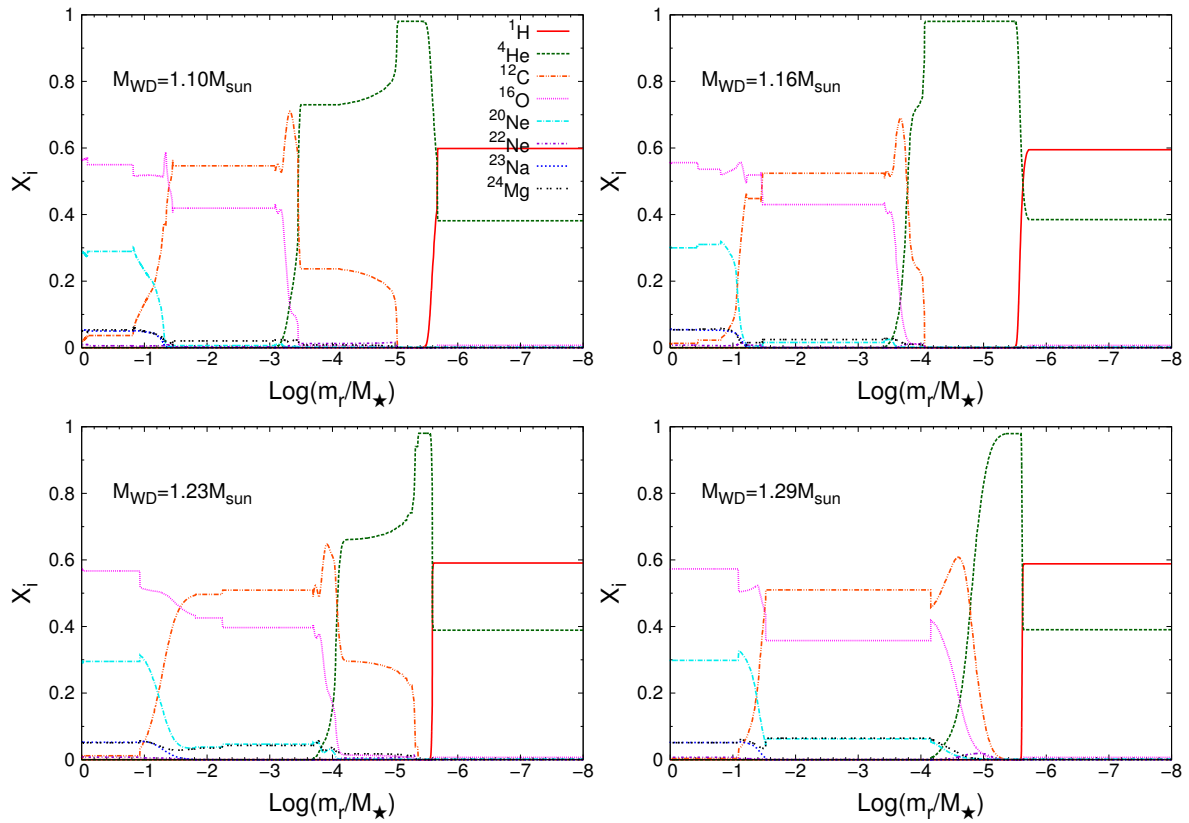
**Figura 8.1.** Diagrama de fase de la cristalización para una mezcla de  $^{16}\text{O}/^{20}\text{Ne}$  (Medin & Cumming, 2010).  $X_{\text{Ne}}$  es la abundancia por número de partículas del  $^{20}\text{Ne}$ .  $\Gamma_{\text{crit}}$  es 178.6.  $\Gamma_{\text{O}}$  está dado por  $\Gamma_{\text{O}} = (e^2/k_{\text{B}}a_e T)^{5/3}$ , ver texto para más detalles.

que este proceso afecta las abundancias químicas como un proceso de mezcla, en el cual hay movimiento de material, pero la masa de los distintos elementos en toda la estrella se conserva y no hay creación ni destrucción de material, si no más bien una “reorganización”. El resultado final de la cristalización sobre los perfiles químicos de nuestros modelos de enanas blancas ultramasivas es que las regiones internas son enriquecidas en  $^{20}\text{Ne}$ , y las regiones externas resultan enriquecidas en  $^{16}\text{O}$ .

La energía resultante del proceso de cristalización ha sido incluida consistentemente y localmente acoplada a todas las ecuaciones de evolución estelar. El proceso de cristalización en una enana blanca libera tanto energía por calor latente como energía gravitacional debida a los cambios en la composición química. La descripción de la ecuación de energía ha sido provista en la Sección 2.2 (ver Althaus et al., 2010c, para más detalles de la implementación). Para cada paso de tiempo evolutivo, primero se calcula el cambio en la composición química de la estrella debida a la cristalización, haciendo uso del diagrama de fase ya mencionado. Este diagrama de fase nos provee las abundancias del sólido, para obtener las abundancias del líquido restante, se hace uso de la conservación de masa. Es importante mencionar que, cuando ocurre la cristalización, el enriquecimiento de  $^{20}\text{Ne}$  en el sólido, lleva a una falta de  $^{20}\text{Ne}$  en las capas por encima del frente de cristalización. Esta falta de  $^{20}\text{Ne}$  hace que estas capas sean Rayleigh-Taylor inestables, pues su peso molecular medio será menor que el de las capas que las envuelven. Es por esto que, en las capas encima del frente de cristalización,



**Figura 8.2.** Perfiles químicos iniciales de nuestros cuatro modelos de enanas blancas ultramasivas ricas en H, resultado de la historia nuclear previa de sus estrellas progenitoras. Estos perfiles son previos a la rehomogeneización por inestabilidades Rayleigh-Taylor.



**Figura 8.3.** Perfiles químicos iniciales de nuestros cuatro modelos de enanas blancas ultramasivas ricas en H, una vez que ya ocurrió la rehomogeneización por inestabilidades Rayleigh-Taylor.

ocurre una rehomogeneización en una escala de tiempo sumamente corta comparada con la escala de tiempo evolutiva (Isern et al., 1997b). Una vez que se tiene la composición química que resulta del avance del frente de cristalización, procedemos a evaluar la energía liberada por la cristalización en ese paso de tiempo. Consideramos la energía liberada por calor latente como  $0,77k_B T$  por ion cristalizado, y a esto se le suma la energía liberada los cambios químicos. Para evitar problemas numéricos, la energía liberada por calor latente se distribuye en un pequeño rango de masa alrededor del frente de cristalización. La energía liberada por la cristalización es agregada localmente a la ecuación de la energía (Ecuación 2.3). Aquellas capas enriquecidas en  $^{20}\text{Ne}$  (las del sólido resultante) contribuirán como una fuente de energía. En cambio la región de mezcla circundante, en la cual la abundancia de  $^{20}\text{Ne}$  disminuyó, contribuirá como un sumidero de energía. Dado que las contribuciones de la energía dependen de la densidad, y que ésta decrece hacia afuera de la estrella, el resultado neto de la energía liberada por la separación de fase resulta en una contribución positiva a la energía total de la estrella.

### 8.2.2. Modelos iniciales

Como ya se ha mencionado, una mejora importante ha sido realizada en esta tesis respecto a cálculos previos de Althaus et al. (2007b), y ésta consiste en el uso de perfiles químicos detallados basados en el cómputo de las etapas evolutivas previas de sus estrellas progenitoras. Las abundancias químicas tanto del núcleo de O-Ne como de la envoltura son consistentes con la evolución previa de estrellas SAGB. En particular, el cálculo completo de las etapas evolutivas previas nos permite tener una medida precisa del valor de la masa del manto rico en He y de la transición H-He, y estas cantidades son de un interés especial para los estudios astrosismológicos de enanas blancas masivas. En efecto, la composición química de nuestros modelos es el resultado de la evolución completa de la estrella progenitora calculada en Siess (2007, 2010). Estas secuencias evolutivas corresponden a la evolución aislada completa desde la ZAMS hasta los pulsos térmicos en la etapa de Super AGB de secuencias con metalicidad inicial  $Z = 0,02$  y masas  $M_{\text{ZAMS}} = 9, 9,5, 10, \text{ y } 10,5M_{\odot}$ . En los estudios de Siess (2007, 2010) se ha tomado sumo cuidado a la hora de calcular la propagación de la quema de carbono durante la etapa de SAGB (Siess, 2006). Este grado de detalle resulta necesario para poder determinar fehacientemente las abundancias inicial de oxígeno y neón en el núcleo de las enanas blancas ultramasivas. A su vez, Siess (2010) realizó el cómputo detallado de la evolución de estas estrellas progenitoras a lo largo de los pulsos térmicos en la etapa SAGB, que es donde finalmente se forman los perfiles químicos externos y el contenido final de He de la estrella remanente. En estos trabajos no se ha considerado extra-mezcla en ningún borde convectivo durante ninguna etapa evolutiva. La ausencia total de extra-mezcla durante las etapas de quema central de H y de He implica que, para un determinado valor de la masa final del remanente ( $M_{\text{WD}}$ ), las masas iniciales ( $M_{\text{ZAMS}}$ ) representan cotas superiores de los valores esperados para las masas de los progenitores. En efecto, si se hubiera considerado un *overshooting* moderado durante la quema central de He, el rango de masas esperadas para las estrellas progenitoras bajaría en  $\sim 2M_{\odot}$  (Siess, 2007; Gil-Pons et al., 2007). Cabe remarcar que la relación masa-inicial-masa-final no está bien determinada por las observaciones (Salaris et al., 2009) y es una de las principales incertezas en la teoría de evolución estelar. Además, considerar *overshooting* durante los pulsos térmicos en la SAGB propiciaría episodios de tercer *dredge-up*, alterando las abundancias de carbono y nitrógeno en la envoltura. En esta tesis no se ha explorado el impacto en los tiempos de enfriamiento de enanas blancas ultramasivas, resultante de los cambios en la composición química que resultarían de considerar extra-mezcla en las etapas evolutivas previas.

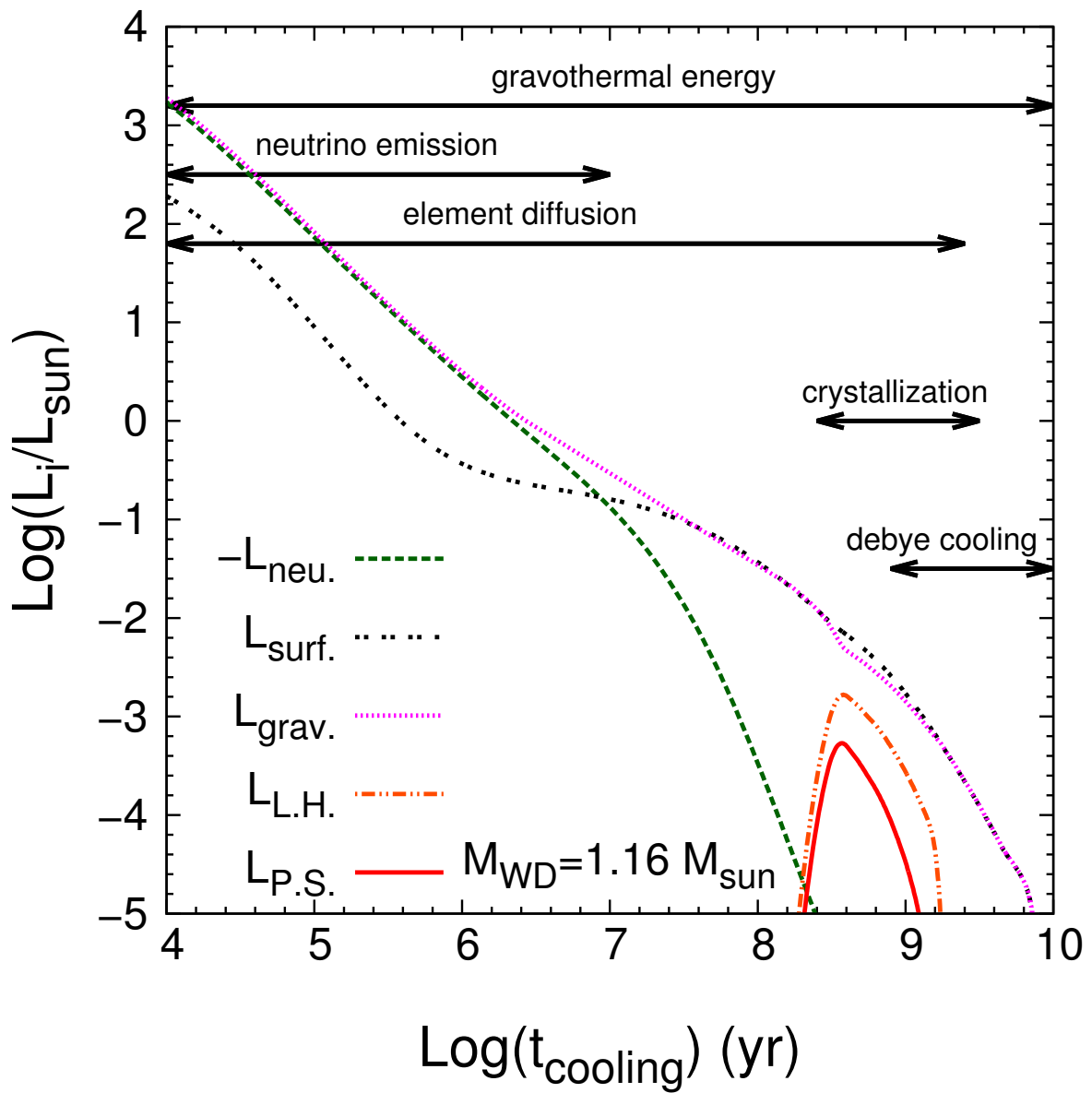
Las masas de nuestras secuencias de enanas blancas ultramasivas son:  $M_{\text{WD}} = 1,10M_{\odot}$ ,

1,16 $M_{\odot}$ , 1,23 $M_{\odot}$  y 1,29 $M_{\odot}$ . Cada una de nuestras secuencias evolutivas ha sido calculada desde el comienzo de la etapa de enana blanca a altas luminosidades hasta luminosidades tan bajas como  $\log(L_{\star}/L_{\odot}) \sim -5,5$ , donde la estrella ya ha llegado al régimen de rápido enfriamiento de Debye. El cómputo de la evolución completa del progenitor a lo largo de los pulsos térmicos en la SAGB nos brinda valores realistas del contenido total de He, el cual es relevante para un cálculo preciso de los tiempos de enfriamiento a bajas luminosidades. En efecto, un error en la masa de He da como resultado errores en los tiempos de enfriamiento. Las masas de He de nuestros modelos de 1,10 $M_{\odot}$ , 1,16 $M_{\odot}$ , 1,23 $M_{\odot}$  y 1,29 $M_{\odot}$  son:  $3,24 \times 10^{-4}M_{\odot}$ ,  $1,82 \times 10^{-4}M_{\odot}$ ,  $0,78 \times 10^{-4}M_{\odot}$  y  $0,21 \times 10^{-4}M_{\odot}$ , respectivamente. Sin embargo, la masa total de H al comienzo de la etapa de enana blanca es una cantidad bastante incierta, ya que depende de la ocurrencia de enriquecimiento de carbono durante los pulsos térmicos en la AGB, (como ya hemos explicado en el Capítulo 3), lo cual a su vez depende de la cantidad de *overshooting* y de la tasa de pérdida de masa consideradas. Además, la ocurrencia de pulsos térmicos tardíos también modifica la masa de H. Por estas razones, en este trabajo hemos adoptado un valor para la masa de H de  $\sim 10^{-6}M_{\odot}$ , que es el máximo valor esperado para una enana blanca ultramasiva rica en H. Valores de la masa de H mayores a esto conllevarían a que la enana blanca experimente una quema nuclear inestable y *flashes* termonucleares.

En la Figura 8.2 pueden observarse los perfiles químicos de nuestros cuatro modelos de enanas blancas ultramasivas ricas en H resultantes de la evolución previa de sus progenitores. Los perfiles químicos de nuestros modelos deficientes en H son prácticamente iguales, con la salvedad de que no hay H presente en la estrella. La composición química del núcleo es  $\sim 55\%$   $^{16}\text{O}$ ,  $\sim 30\%$   $^{20}\text{Ne}$ , con trazas menores de  $^{12}\text{C}$ ,  $^{23}\text{Na}$  y  $^{24}\text{Mg}$ . En algunas capas de estos modelos, el peso molecular medio es mayor al de las capas interiores, razón por la cual se da una inestabilidad de Rayleigh-Taylor. Como consecuencia de esta inestabilidad, estos perfiles químicos experimentan una rehomogeneización en una escala de tiempo mucho menor que la escala de tiempo evolutivo. Es por esto que, en nuestros modelos evolutivos, hemos simulado la rehomogeneización asumiendo que ésta se da de manera instantánea. El impacto de este proceso de mezcla instantáneo en los perfiles químicos puede verse fácilmente en la Figura 8.3, que muestra los perfiles químicos iniciales de nuestros modelos de enanas blancas ricas en H después de sufrir la rehomogeneización. Claramente, la rehomogeneización modifica las abundancias de todos los elementos químicos en algunas capas, borrando ciertos picos preexistentes en las abundancias.

### 8.3. Resultados evolutivos

En la Figura 8.4 se muestran las principales fases de la evolución de una enana blanca ultramasiva rica en H a lo largo de la secuencia de enfriamiento. En esta Figura puede verse la evolución temporal de las diferentes contribuciones a la luminosidad de nuestro modelo de enana blanca rica en H de 1,16 $M_{\odot}$ . El tiempo de enfriamiento ( $t_{\text{cooling}}$ ) se define como cero al momento en el cual la estrella alcanza la máxima temperatura efectiva, al comienzo de la etapa de enana blanca. Durante toda su evolución, la energía gravotérmica es la principal fuente de energía de las enanas blancas ultramasivas. Durante las etapas más tempranas la emisión de neutrinos constituye un sumidero de energía preponderante. En efecto, durante el primer millón de años de enfriamiento, la energía perdida por emisión de neutrinos es del mismo orden de magnitud de la energía gravotérmica liberada, siendo mayor que la luminosidad de la estrella hasta que el tiempo de enfriamiento es de  $\log(t) \sim 7$ . Conforme la enana blanca se enfría, la temperatura del núcleo degenerado va decreciendo, hasta que la emisión de neutrinos se detiene, y consecuentemente la luminosidad de los neutrinos cae abruptamente. Durante estas etapas tempranas, los procesos de difusión van dando forma a los perfiles



**Figura 8.4.** Evolución temporal de la luminosidad superficial (línea de puntos dobles), y de las diferentes contribuciones a la misma, en nuestro modelo de enana blanca rica en H de  $1.16 M_{\odot}$ . Estas contribuciones son: luminosidad por emisión de neutrinos (línea a trazos), luminosidad gravotérmica (línea punteada), calor latente (línea de punto-punto-rayado) y energía por separación de fase inducida por la cristalización (línea continua). Las flechas indican los principales procesos físicos responsables de la evolución en los diferentes momentos.

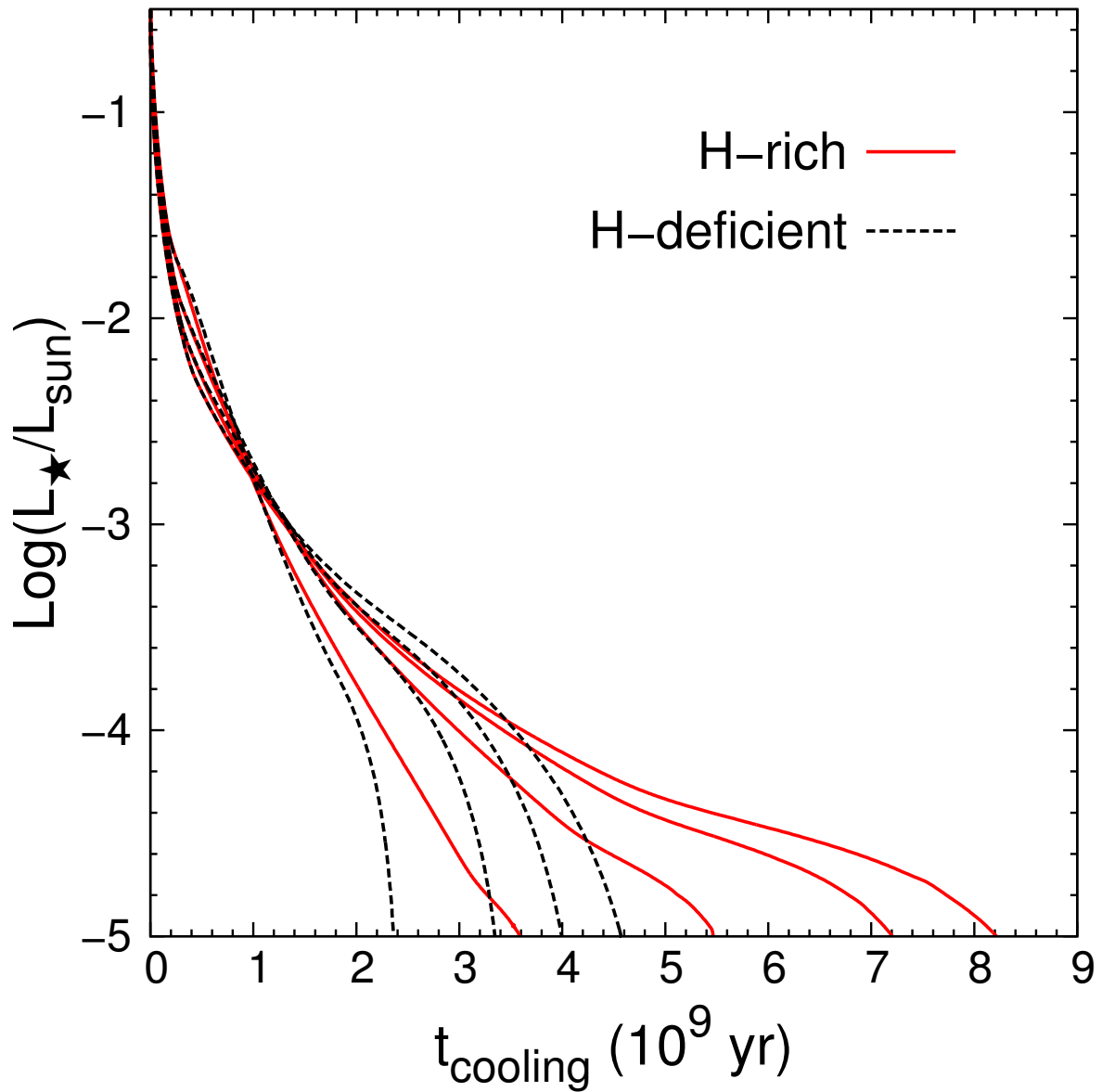


químicos internos. La evolución de la estratificación química será discutida en detalle más adelante. Cuando  $\log(t) \sim 8,3$  la cristalización comienza en el centro de la enana blanca. Como resultado, comienza la liberación de energía por calor latente y por separación de fase del O y Ne. Nótese que, como consecuencia de esta liberación de energía, la luminosidad de la estrella es mayor que la luminosidad gravotérmica. La cristalización tiene una duración de  $2,5 \times 10^9$  años. Finalmente, cuando  $\log(t) \sim 9$ , la temperatura del núcleo cristalizado cae por debajo de la temperatura de Debye y, como consecuencia, el calor específico se ve fuertemente reducido. Así, la enana blanca entra en la llamada etapa de “enfriamiento de Debye”, caracterizada por un rápido enfriamiento.

Los tiempos de enfriamiento de todas nuestras secuencias de enanas blancas ultramasivas se muestran en la Figura 8.5. Estos tiempos de enfriamiento también están listados en la Tabla 8.1 para determinadas luminosidades superficiales. Cabe destacar que nuestras secuencias evolutivas deficientes en H han sido calculadas considerando los últimos avances en el tratamiento del transporte de energía en atmósferas compuestas por helio. Como fue explicado en el Capítulo anterior, este grado de detalle en los modelos de atmósfera no-gris es necesario para poder obtener tiempos de enfriamiento realistas para enanas blancas deficientes en H. Los resultados de nuestros modelos muestran que, a luminosidades altas e intermedias, las enanas blancas deficientes en H evolucionan ligeramente más lento que las ricas en H. Este resultado es concordante con los resultados obtenidos en el Capítulo anterior para enanas blancas deficientes en H con masas entre  $0,5$  y  $0,8M_{\odot}$ , y la razón de este comportamiento radica en que el *convective coupling* (y el consecuente enlentecimiento en los tiempos de enfriamiento) ocurre a luminosidades más altas en las enanas blancas deficientes en H. Por el contrario, a luminosidades bajas, las enanas blancas ultramasivas deficientes en H evolucionan más rápido que las ricas en H. Esto se debe a que, a bajas luminosidades, cuando ya ha ocurrido el *convective coupling* en las enanas blancas deficientes en H, la energía térmica que éstas contienen es menor. Sumado a esto, en esta etapa sus capas externas se vuelven muy transparentes a la radiación, dejando escapar fácilmente la energía. Nótese que una enana blanca rica en H de  $1,10 M_{\odot}$  requiere 8.2 Giga-años para llegar a las luminosidades más bajas observadas, mientras que una secuencia deficiente en H con la misma masa solamente necesita 4.6 Giga-años para llegar a la misma luminosidad. En la Figura 8.5 puede observarse también el diferente comportamiento según la masa estelar. Nótese el rápido enfriamiento de la secuencia de enana blanca rica en H de  $1,29 M_{\odot}$ , la más masiva, que alcanza  $\log(L_{\star}/L_{\odot}) = -5$  en tan sólo 3.6 Giga-años. Esta edad es incluso menor para la enana blanca más masiva deficiente en H (2.4 Giga-años). Las cortas edades de enfriamiento que caracterizan a nuestras secuencias evolutivas más masivas reflejan que, en esas etapas, una gran proporción de la materia ha entrado en el régimen de rápido enfriamiento de Debye, razón por la cual el contenido calórico de los iones ha sido fuertemente reducido, acelerando el enfriamiento (ver Althaus et al., 2010b, para más detalles).

Todas nuestras secuencias evolutivas ultramasivas deficientes en H experimentan enriquecimiento de carbono en sus envolturas como resultado de la mezcla convectiva externa. La zona convectiva externa penetra en regiones con elementos pesados cuando la luminosidad de la enana blanca llega a  $\log(L_{\star}/L_{\odot}) \sim -2,5$ , produciendo el enriquecimiento en elementos pesados en la superficie. Este resultado es concordante con lo obtenido en el Capítulo anterior para enanas blancas deficientes en H con masas intermedias.

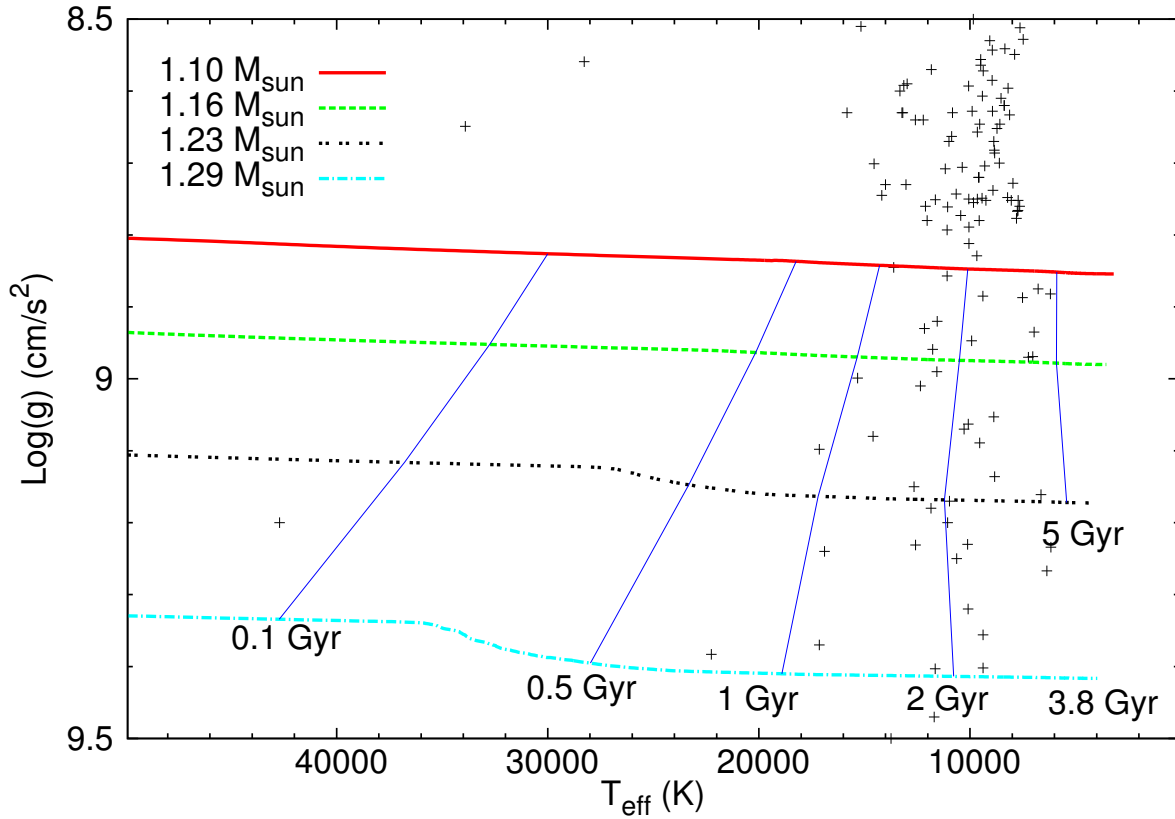
La evolución de nuestras enanas blancas ultramasivas en el diagrama  $\log(g) - T_{\text{eff}}$  es mostrada en la Figura 8.6, junto con las observaciones de enanas blancas ultramasivas tomadas de Mukadam et al. (2004); Nitta et al. (2016); Gianninas et al. (2011); Kleinman et al. (2013); Bours et al. (2015); Kepler et al. (2016); Curd et al. (2017). A su vez, se muestran las isocronas de 0.1, 0.5, 1, 2, y 5 Giga-años conectando las curvas. Para las enanas blancas observadas con



**Figura 8.5.** Las líneas continuas (a trazos) indican los tiempos de enfriamiento de nuestras secuencias evolutivas de enanas blancas ricas (deficientes) en H. A bajas luminosidades, y de izquierda a derecha, las masas estelares de los dos conjuntos de secuencias son:  $1,29M_{\odot}$ ,  $1,23M_{\odot}$ ,  $1,16M_{\odot}$  y  $1,10M_{\odot}$ .

**Tabla 8.1.** Tiempos de enfriamiento de nuestros modelos de enanas blancas ricas en H (HR) y las deficientes en H (HD) para determinadas luminosidades.

$\log(L_*/L_\odot)$	$t$ (Giga-años)							
	1,10(HR)	1,16(HR)	1,23(HR)	1,29 (HR)	1,10 (HD)	1,16 (HD)	1,23 (HD)	1,29 (HD)
-2,0	0,274	0,290	0,356	0,437	0,266	0,289	0,361	0,479
-3,0	1,318	1,310	1,320	1,185	1,367	1,354	1,325	1,173
-3,5	2,236	2,173	2,043	1,692	2,457	2,268	2,010	1,590
-4,0	3,625	3,427	2,999	2,265	3,547	3,217	2,793	2,048
-4,5	6,203	5,390	4,132	2,876	4,209	3,739	3,171	2,273
-5,0	8,225	7,213	5,467	3,594	4,580	3,996	3,346	2,362



**Figura 8.6.** Secuencias evolutivas ricas en H en el diagrama  $\log(g) - T_{\text{eff}}$ . Las líneas continuas azules indican las isocronas de 0.1, 0.5, 1, 2, y 5 Giga-años. Las cruces posicionan a las enanas blancas ultramasivas tomadas de Mukadam et al. (2004); Nitta et al. (2016); Gianninas et al. (2011); Kleinman et al. (2013); Bours et al. (2015); Kepler et al. (2016); Curd et al. (2017).

## 8. Evolución de enanas blancas ultramasivas

**Tabla 8.2.** Masa estelar (en masas solares) y tiempos de enfriamiento (en Giga-años) predicha por nuestras secuencias evolutivas asumiendo núcleos de O-Ne para enanas blancas ultramasivas de la literatura. La letra “V” (variable) indica que se trata de una estrella ZZ Ceti. La última columna da la referencia de la cual hemos extraído  $T_{\text{eff}}$  y  $\log g$ .

Estrella	T.E.	$\log(g)$ (cgs)	$T_{\text{eff}}$ (K)	$M_{\star}/M_{\odot}$	$t$ (Giga-años)	Referencia
SDSS J 090549.46+134507.87	DA	8.875	6774	1.110	3.966	Kepler et al. (2016)
SDSS J 000901.20+202606.80	DA	8.857	11081	1.104	1.706	"
SDSS J 002113.16+192433.62	DA	8.920	11555	1.134	1.655	"
SDSS J 003608.73+180951.52	DA	9.250	10635	1.248	2.121	"
SDSS J 005142.50+200208.66	DA	9.080	14593	1.197	1.244	"
SDSS J 013853.19+283207.13	DA	9.402	9385	1.288	2.305	"
SDSS J 015425.78+284947.71	DA	8.959	11768	1.153	1.652	"
SDSS J 001459.15+253616.37	DA	8.812	10051	1.081	1.982	"
SDSS J 004806.14+254703.56	DA	8.885	9388	1.116	2.322	"
SDSS J 005122.96+241801.15	DA	9.170	10976	1.226	2.069	"
SDSS J 224517.61+255043.70	DA	8.990	11570	1.165	1.734	"
SDSS J 222720.65+240601.31	DA	8.947	9921	1.146	2.190	"
SDSS J 232257.27+252807.42	DA	8.882	6190	1.113	4.581	"
SDSS J 164642.67+483207.96	DA	8.999	15324	1.169	1.042	"
SDSS J 110054.91+230604.01	DA	9.470	11694	1.307	1.828	"
SDSS J 111544.64+294249.50	DA	9.136	8837	1.214	2.770	"
SDSS J 102720.47+285746.16	DA	9.053	8874	1.186	2.713	"
SDSS J 100944.29+302102.03	DA	9.161	6639	1.222	3.893	"
SDSS J 130846.79+424119.60	DA	8.970	7237	1.156	3.668	"
SDSS J 101907.08+484805.90	DA	9.231	12582	1.243	1.691	"
SDSS J 122943.28+493451.45	DA	9.240	16889	1.246	1.083	"
SDSS J 110510.71+474804.08	DA	9.089	9538	1.198	2.460	"
SDSS J 150417.23+553900.45	DO	9.267	6360	1.244	2.929	"
SDSS J 145009.87+510705.21	DA	9.180	11845	1.229	1.849	"
SDSS J 132208.52+551939.16	DAH	9.098	17136	1.204	0.939	"
SDSS J 004825.11+350527.94	DA	8.887	7516	1.116	3.367	"
SDSS J 013550.03−042354.59	DA	9.150	12651	1.220	1.659	"
SDSS J 102553.68+622929.41	DAH	9.356	9380	1.276	2.359	"
SDSS J 104827.74+563952.68	DA	8.829	9680	1.090	2.134	"
SDSS J 112322.47+602940.06	DA	8.845	13611	1.099	1.121	"
SDSS J 110036.93+665949.42	DA	9.383	22251	1.286	0.760	"
SDSS J 004920.03−080141.71	DA	9.403	11648	1.289	1.849	"
SDSS J 013514.18+200121.97	DA	9.370	17134	1.281	1.130	"
SDSS J 093710.25+511935.12	DA	8.969	7030	1.155	3.827	"
SDSS J 234929.60+185119.52	DA	8.935	6966	1.139	3.848	"
SDSS J 232512.08+154751.27	DA	9.063	10083	1.190	2.234	"
SDSS J 234044.83+091625.96	DA	9.234	6166	1.242	3.957	"
SDSS J 003652.69+291229.48	DA	9.070	10284	1.192	2.182	"
SDSS J 000011.57−085008.4	DQ	9.230	10112	1.236	2.299	Kleinman et al. (2013)
SDSS J 000052.44−002610.5	DQ	9.320	10088	1.257	2.192	"
GD50 (WD 0346−011)	DA	9.200	42700	1.241	0.064	Gianninas et al. (2011)
GD518 (WD J165915.11+661033.3) (V)	DA	9.080	12030	1.196	1.719	"
SDSS J 072724.66+403622.0	DA	9.010	12350	1.172	1.573	Curd et al. (2017)
SDSS J 084021.23+522217.4 (V)	DA	8.930	12160	1.139	1.523	"
SDSS J 165538.93+253346.0	DA	9.200	11060	1.234	2.035	"
SDSS J 005047.61−002517.1	DA	8.980	11490	1.162	1.744	Mukadam et al. (2004)
BPM 37093 (LTT 4816) (V)	DA	8.843	11370	1.097	1.608	Nitta et al. (2016)

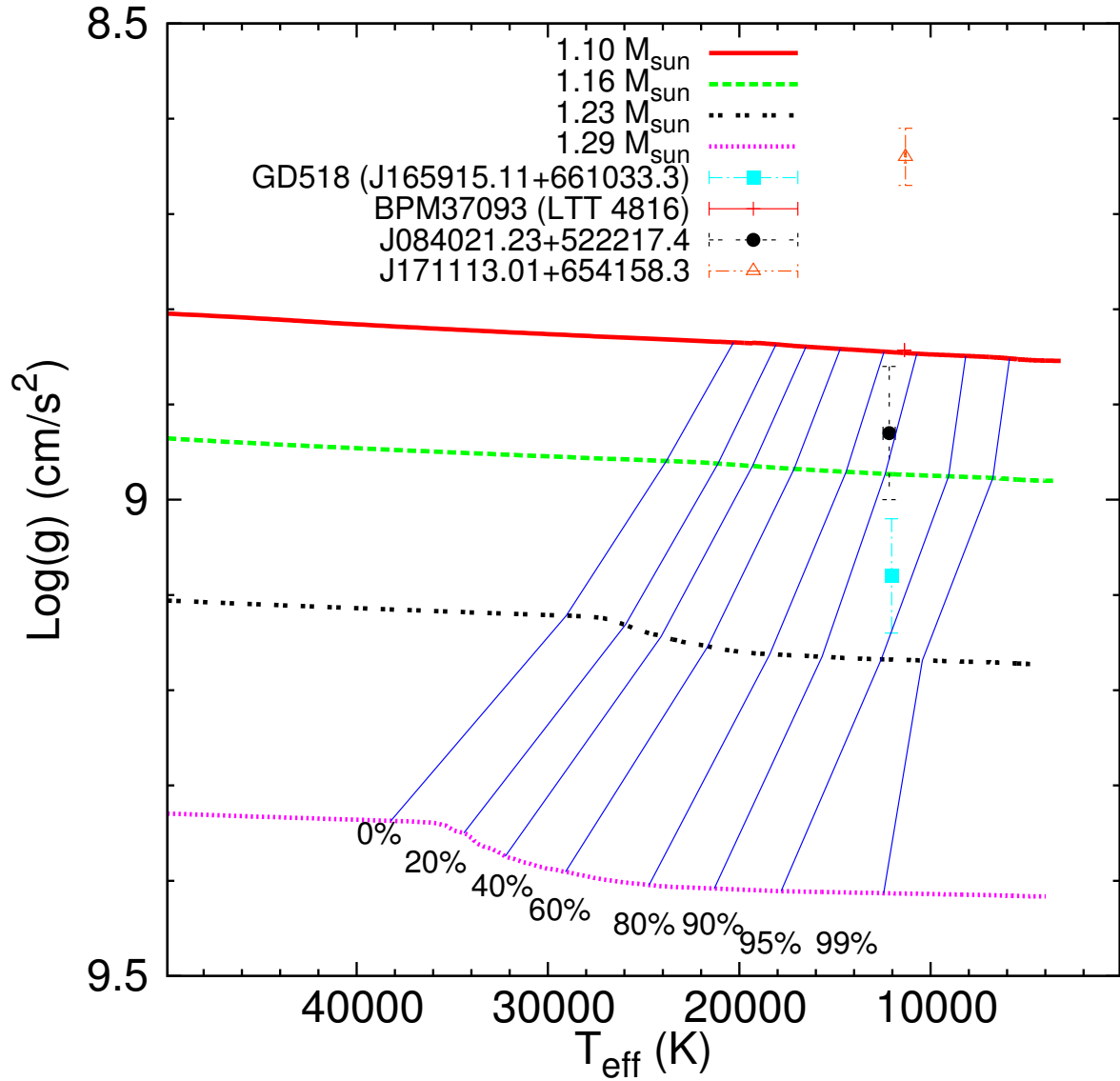
**Tabla 8.3.** Porcentajes de masa cristalizada de nuestras secuencias evolutivas ricas en H y la correspondiente temperatura efectiva a la cual ocurren.

Masa cristalizada	$\log(T_{\text{eff}})$ (K)			
	$1,10M_{\odot}$	$1,16M_{\odot}$	$1,23M_{\odot}$	$1,29M_{\odot}$
0 %	4,31	4,38	4,46	4,58
20 %	4,26	4,32	4,41	4,54
40 %	4,22	4,29	4,38	4,51
60 %	4,17	4,23	4,34	4,46
80 %	4,09	4,16	4,26	4,39
90 %	4,03	4,10	4,20	4,33
95 %	3,91	3,95	4,10	4,25
99 %	3,77	3,83	4,02	4,10

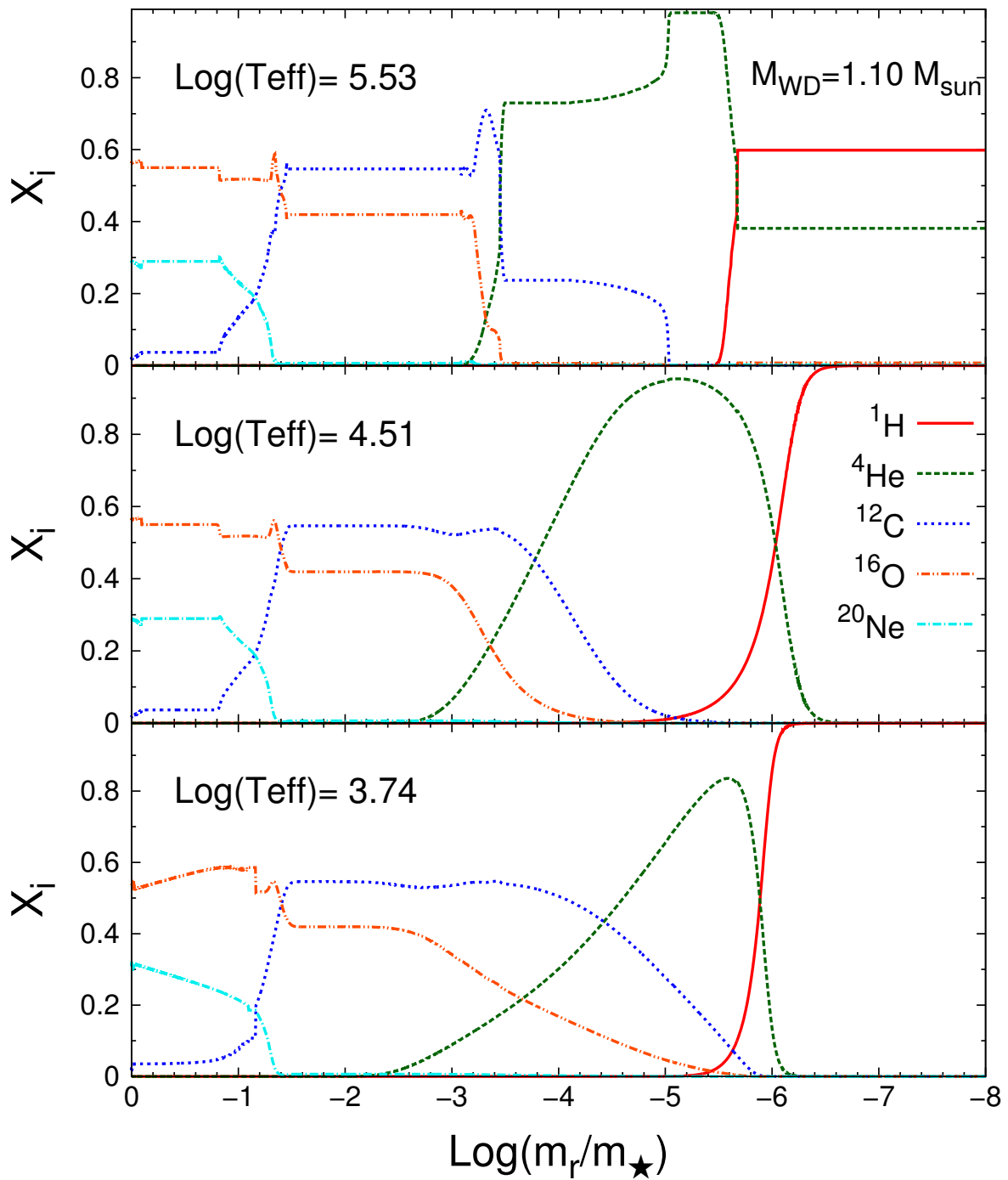
gravidad superficial mayor a 8.8 hemos estimado la masa estelar y la edad de enfriamiento de cada estrella haciendo uso de nuestros modelos evolutivos. Estas cantidades están listadas en la Tabla 8.2. Nótese que para la mayoría de las enanas blancas de la muestra, la edad de enfriamiento está entre 1 y 4 Giga-años, y muchas de ellas tienen masas mayores a  $1,25M_{\odot}$ . Nótese también en la Figura 8.6 el cambio en la pendiente de las isocronas, que refleja la dependencia de los tiempos de enfriamiento con la masa de la enana blanca. Esto es, en las etapas tempranas, la evolución es más lenta para las enanas blancas más masivas, mientras que esta tendencia se revierte en las etapas avanzadas.

En la Figura 8.7 se muestran nuestras secuencias evolutivas ricas en H en el diagrama  $\log(g) - T_{\text{eff}}$ , junto con las observaciones de enanas blancas ultramasivas pulsantes de Mukadam et al. (2004); Hermes et al. (2013); Curd et al. (2017); Nitta et al. (2016). Además, con líneas continuas azules se indica cuando las estrellas tienen el 0, 20, 40, 60, 80, 90, 95 y 99 % de la masa cristalizada. Nótese que todas las enanas blancas pulsantes con masas mayores a  $1,1M_{\odot}$  caen en la región donde se espera que más del 80 % de su masa esté cristalizada. Es por esto que es de esperarse que el proceso de cristalización afecte las propiedades pulsaciones de enanas blancas masivas ZZ Ceti, como ya ha sido mostrado en los estudios de Montgomery & Winget (1999); Córscico et al. (2004, 2005); Brassard & Fontaine (2005). La temperatura efectiva al momento en que la estrella alcanza determinados porcentajes de masa cristalizada está indicada en la Tabla 8.3. Cabe remarcar que, al momento del comienzo de la cristalización, las secuencias más masivas experimentan un fuerte aumento de sus gravedades superficiales. Este comportamiento es una consecuencia directa de los cambios químicos en el  $^{16}\text{O}$  y  $^{20}\text{Ne}$  producto de la cristalización. Conforme aumenta la abundancia de  $^{20}\text{Ne}$  en las regiones internas de la enana blanca, su radio se vuelve más pequeño y su gravedad superficial aumenta. Las enanas blancas deficientes en H no se muestran en esta Figura ya que se comportan de manera muy similar a sus contrapartes ricas en H de igual masa, con la salvedad de que sus gravedades superficiales son ligeramente mayores, ya que sus radios son más pequeños. La cristalización comienza a luminosidades y temperaturas efectivas similares en enanas blancas ricas en H y deficientes en H de igual masa.

Los procesos de difusión alteran profundamente las abundancias internas desde las etapas más tempranas del enfriamiento de nuestras enanas blancas ultramasivas. Esto puede vislumbrarse fácilmente a través de las Figuras 8.8 y 8.9, las cuales muestran las abundancias químicas en toda la estrella en tres momentos diferentes para nuestros modelos de enanas blancas ricas en H de  $1,10$  y  $1,29M_{\odot}$ , respectivamente. En cada panel se encuentra indicada



**Figura 8.7.** Enanas blancas ultramasivas ricas en H en el diagrama  $\log(g) - T_{\text{eff}}$ . Las líneas azules continuas indican cuando la estrella tiene 0, 20, 40, 60, 80, 90, 95 y 99% de la masa cristalizada. Los símbolos con barras de error posicionan a las enanas blancas ultramasivas pulsantes conocidas en la literatura (Mukadam et al., 2004; Hermes et al., 2013; Curd et al., 2017; Nitta et al., 2016).



**Figura 8.8.** Abundancias químicas internas de nuestro modelo de enana blanca rica en H de  $1,10M_{\odot}$  en tres momentos diferentes, como lo indica la temperatura efectiva.

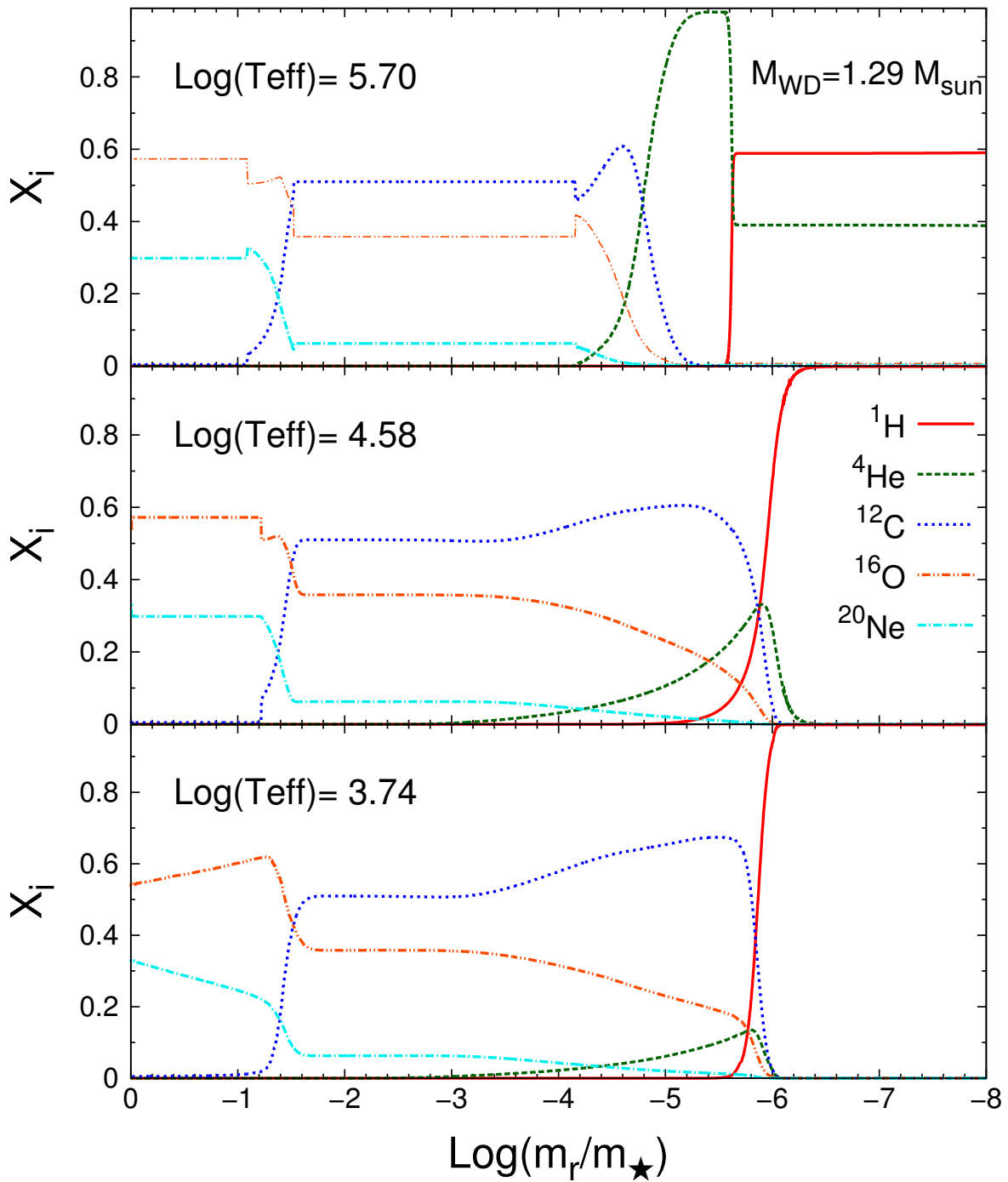


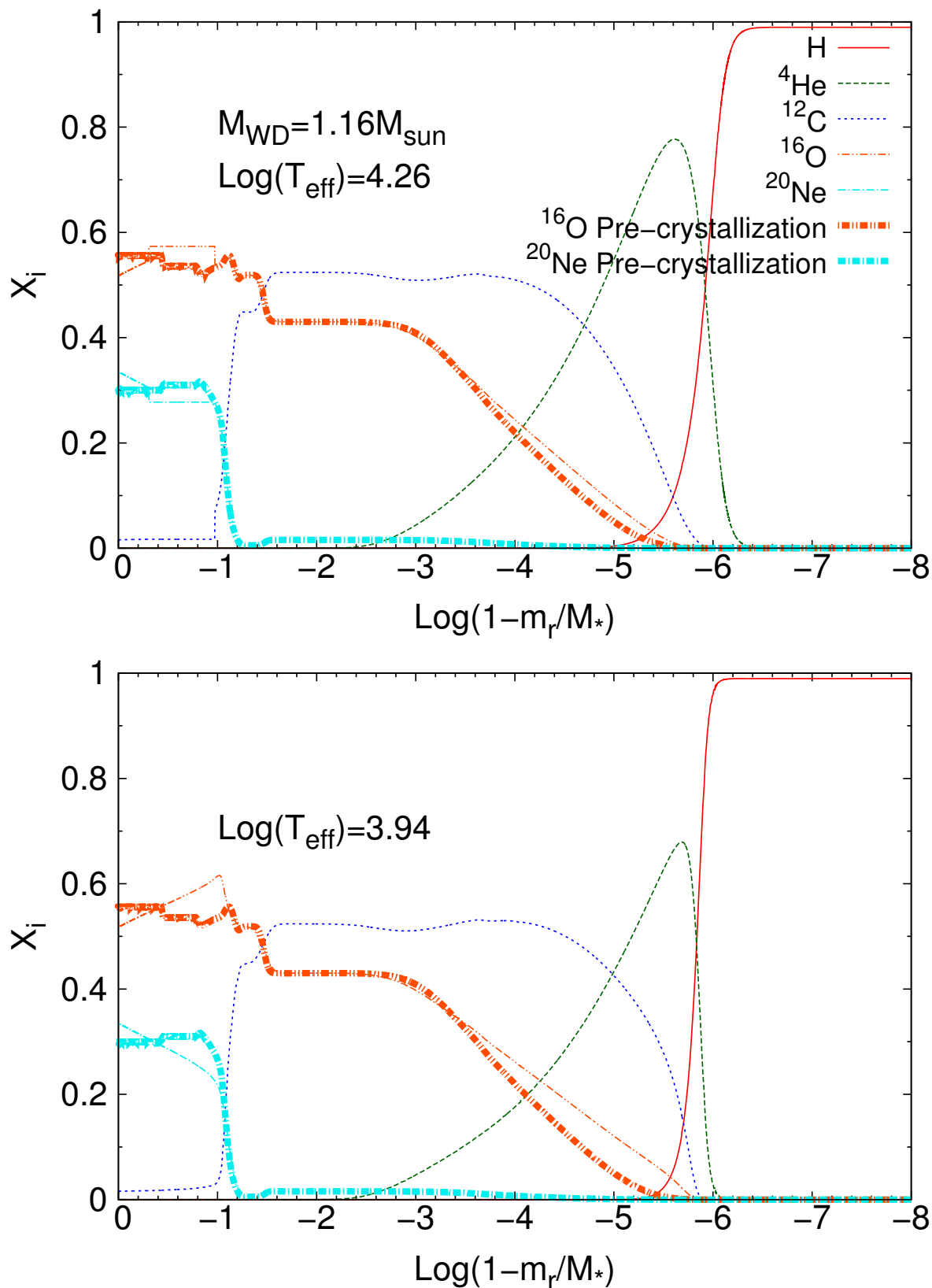
Figura 8.9. Lo mismo que la Figura 8.8 pero para el modelo de enana blanca rica en H de  $1.29M_\odot$ .



la temperatura efectiva de cada momento. Nótese como la sedimentación gravitacional actúa rápidamente limpiando las capas externas de elementos pesados. También puede verse cómo las discontinuidades químicas son suavizadas por la acción de la difusión química y térmica. Además, la distribución de carbono y helio en la parte profunda de la envoltura es fuertemente alterada por los procesos de difusión. Este efecto es más marcado en la enana blanca más masiva, donde la capa inicial de He puro ha prácticamente desaparecido cuando la estrella llega a temperaturas efectivas muy bajas. Esta situación es bastante diferente de la que se da en enanas blancas de masa intermedia. Estos cambios en los perfiles químicos de helio y carbono afectan fuertemente la opacidad radiativa en la envoltura, alterando los tiempos de enfriamiento hacia el final de la secuencia evolutiva.

El otro proceso físico que altera las abundancias químicas en el núcleo durante la evolución de la enana blanca es, como ya hemos mencionado, la separación de fase inducida por la cristalización. Las huellas que deja la separación de fase en la composición química del núcleo pueden apreciarse en los paneles inferiores de las Figuras 8.8 y 8.9, y más claramente en la Figura 8.10. Ésta última muestra las abundancias de  $^{20}\text{Ne}$  y  $^{16}\text{O}$  en el modelo de  $1,16M_{\odot}$  rico en H justo después del comienzo de la cristalización (panel superior) y al momento en el cual una gran parte de la estrella ha cristalizado (panel inferior). Las abundancias químicas del  $^{20}\text{Ne}$  y  $^{16}\text{O}$  justo antes del comienzo de la cristalización también están exhibidas con líneas gruesas. Para este modelo de  $1,16M_{\odot}$  la cristalización comienza en el centro de la estrella cuando  $\log(L_{\star}/L_{\odot}) \sim -1,8$ . Nótese que, en el panel superior, el frente de cristalización está en  $\log(M_r/M_{\star}) \sim -0,4$ , y las abundancias iniciales de  $^{20}\text{Ne}$  y  $^{16}\text{O}$  han sufrido notables alteraciones debido al proceso de separación de fase y debido al proceso de mezcla inducida en las capas de fluido que envuelven el núcleo cristalizado. En este momento la zona de mezcla inducida por Rayleigh Taylor se extiende desde el borde externo del núcleo cristalizado hasta  $\log(M_r/M_{\star}) \sim -1$ . Los otros elementos no son tenidos en cuenta en el proceso de separación de fase, y el ligero cambio en sus abundancias se debe a la acción de los procesos de difusión.

Para estimar de manera exhaustivamente precisa el proceso de separación de fase debido a la cristalización, sería necesario considerar un plasma cristalizante de 5 componentes, compuesto por  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{23}\text{Na}$  y  $^{24}\text{Mg}$ , pues son los elementos más abundantes en el núcleo de la enana blanca (ver Figura 8.3). Sin embargo, por el momento, no existe en la literatura un diagrama de fases completo para estas 5 componentes. De todas maneras, como una primera estimación, el Prof. A. Cummings en una comunicación privada nos envió las abundancias finales en la fase sólida en el centro de nuestro modelo de enana blanca de  $1,10M_{\odot}$  que se obtendrían de considerar las 5 componentes. Las abundancias de  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{23}\text{Na}$  y  $^{24}\text{Mg}$  en el centro de este modelo, justo antes de que comience el proceso de cristalización están listadas en la Tabla 8.4, junto con las abundancias finales en la fase sólida en el centro de la estrella predichas por los cálculos de una cristalización de 5 componentes, y por el diagrama de fase de  $^{16}\text{O}$ - $^{20}\text{Ne}$  mostrado en la Figura 8.1. Las abundancias de  $^{16}\text{O}$  y  $^{20}\text{Ne}$  son fuertemente alteradas por el proceso de cristalización, independientemente del tratamiento considerado. Sin embargo, al considerar un diagrama de fases de 2 componentes, la separación de fase del  $^{16}\text{O}$  y  $^{20}\text{Ne}$  resulta aún más abrupta. No obstante, en este tratamiento, se considera que las abundancias de los elementos traza ( $^{12}\text{C}$ ,  $^{23}\text{Na}$  y  $^{24}\text{Mg}$ ) no son alteradas por el proceso de cristalización. La suma total de las abundancias de estos elementos traza es menor al 15% en el núcleo de todos nuestros modelos de enanas blancas ultramasivas, y no esperamos que la separación de fase de estas especies sea lo suficientemente importante como para alterar las escalas de tiempo evolutivas. De todas formas, para poder estimar correctamente los efectos en los tiempos de enfriamiento de considerar un diagrama de fase de 5 componentes, es necesario calcular la evolución completa de la enana blanca a lo largo de todo el proceso de cristalización, para lo cual se requiere tener un diagrama de fase completo



**Figura 8.10.** Cambios en los perfiles químicos de nuestro modelo de enana blanca rica en H de  $1,16M_{\odot}$  inducidos por la separación de fase debida a la cristalización. El panel superior (inferior) exhibe el perfil químico cuando  $\text{log}(T_{\text{eff}}) = 4,26(3,94)$ . Con fines comparativos, se muestran en ambos paneles con líneas gruesas las abundancias de  $^{16}\text{O}$  y  $^{20}\text{Ne}$  justo antes de que comience la cristalización.

**Tabla 8.4.** Abundancias en el centro de nuestro modelo de enana blanca de  $1,10 M_{\odot}$  justo antes del comienzo de la cristalización, y las abundancias finales en la fase sólida que resultan de considerar una mezcla de 5 componentes de  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{23}\text{Na}$  y  $^{24}\text{Mg}$ , y de considerar el diagrama de fase de dos componentes de  $^{16}\text{O}$ - $^{20}\text{Ne}$  mostrado en la Figura 8.1.

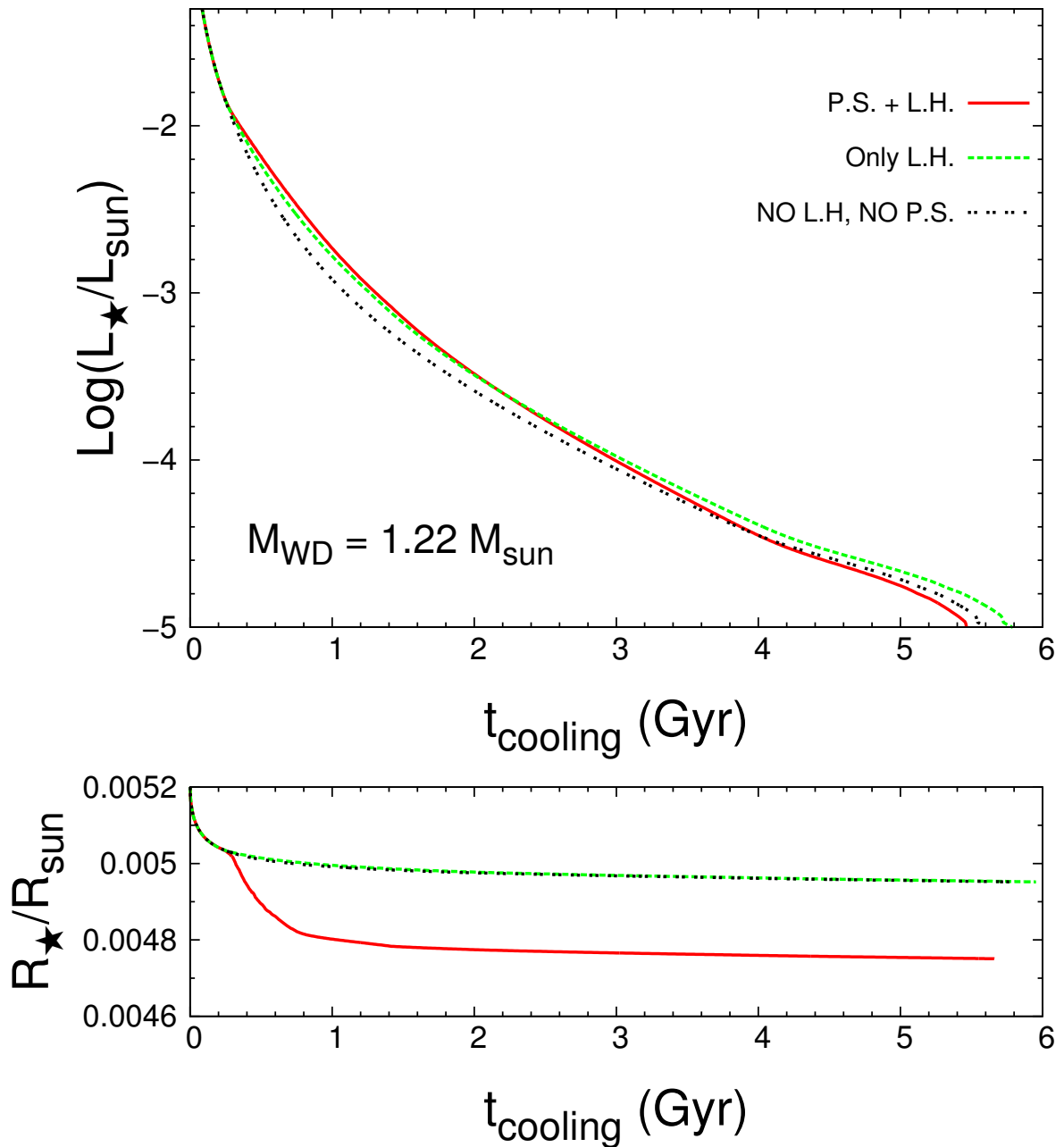
	Inicial	Sólido 5-componentes	Sólido 2-componentes
$^{12}\text{C}$	0,0167	0,0082	0,0167
$^{16}\text{O}$	0,5624	0,5561	0,5450
$^{20}\text{Ne}$	0,2921	0,3289	0,3311
$^{23}\text{Na}$	0,0538	0,0579	0,0538
$^{24}\text{Mg}$	0,0513	0,0489	0,0513

de 5 componentes, el cual por el momento no está disponible en la literatura.

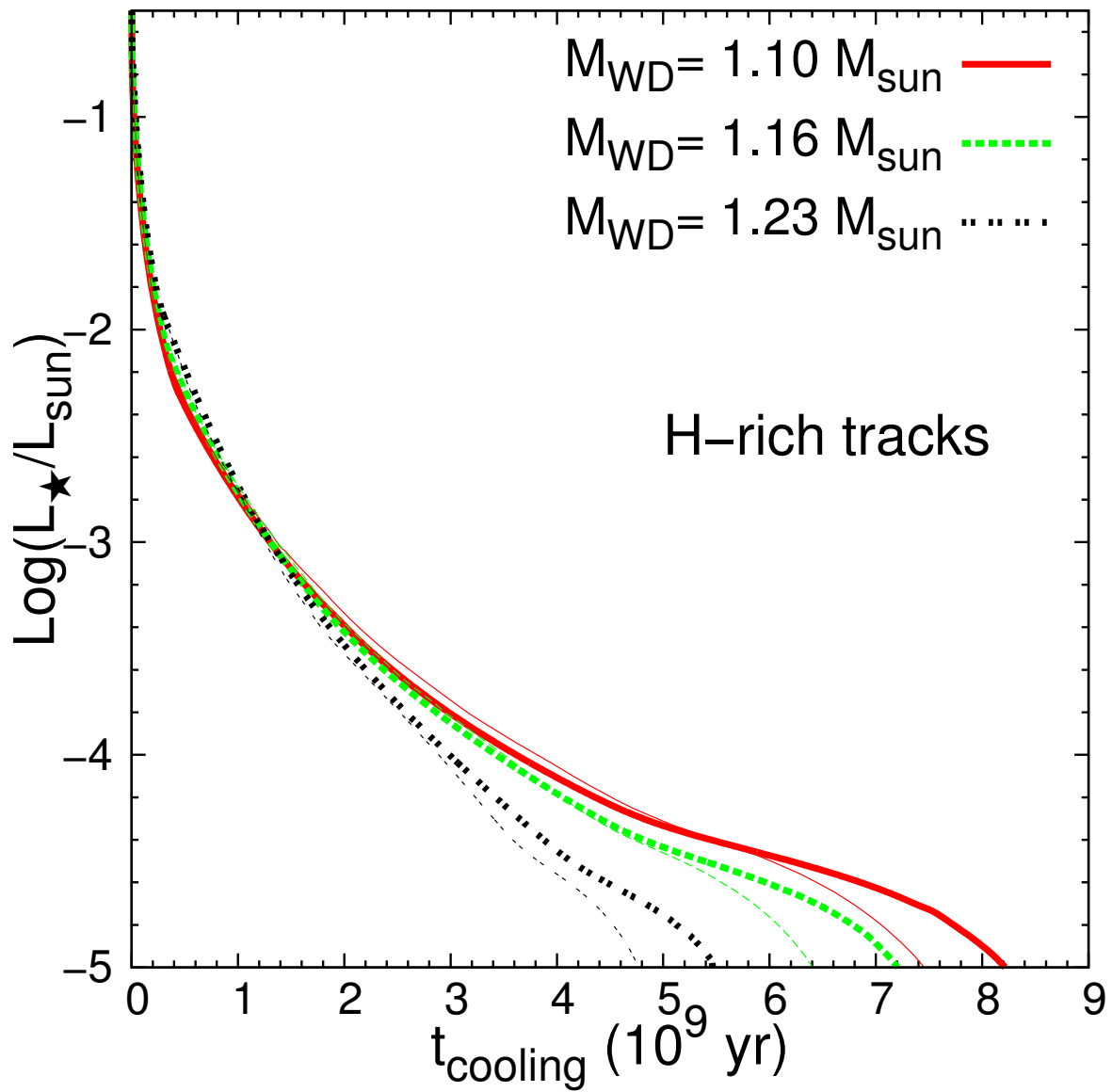
El proceso de separación de fase del  $^{20}\text{Ne}$  y el  $^{16}\text{O}$  libera una cantidad apreciable de energía, ver Figura 8.4, lo suficiente como para impactar sobre los tiempos de enfriamiento de las enanas blancas ultramasivas. Esto puede verse en la Figura 8.11, la cual muestra los tiempos de enfriamiento de nuestra secuencia rica en H de  $1,22 M_{\odot}$  (panel superior), cuando la cristalización es despreciada en los cálculos evolutivos (línea de doble punto), cuando sólo se considera calor latente durante la cristalización (línea punteada) y cuando se considera tanto el calor latente como la separación de fase durante la cristalización (línea continua). De la inspección de esta Figura resulta claro que la energía liberada durante el proceso de cristalización, en especial el calor latente, produce un incremento sustancial en los tiempos de enfriamiento de las enanas blancas ultramasivas. La inclusión de la separación de fase conlleva a un incremento adicional en los tiempos de enfriamiento (bastante menor que el incremento causado por el calor latente) a luminosidades intermedias. Sin embargo, para luminosidades menores  $\log(L_{*}/L_{\odot}) \sim -3,6$ , cuando una gran parte de la estrella ya ha cristalizado, la separación de fase acelera los tiempos de enfriamiento. En estas etapas, ya no se libera energía por la separación de fase, pero los cambios en el perfil químico inducidos por la separación de fase han alterado fuertemente la estructura y las propiedades térmicas de estas enanas blancas frías, impactando en su tasa de enfriamiento. En ese sentido, se da un cambio en el radio de la enana blanca debido a la inclusión de la separación de fase (panel inferior de la Figura 8.11). En efecto, el radio estelar disminuye debido al incremento de la abundancia de neón el núcleo causado por la cristalización. Como ya se ha mencionado, esto explica el incremento en la gravedad superficial en nuestras secuencias más masivas cuando la separación de fase es incluida en los cálculos evolutivos, ver Figuras 8.6 y 8.7

Las secuencias evolutivas de enanas blancas ultramasivas presentadas en esta tesis constituyen una mejora sustancial a las secuencias presentadas en Althaus et al. (2007b). La comparación entre las secuencias evolutivas de estos autores y las del presente trabajo puede verse en la Figura 8.12 para los modelos de enanas blancas ricas en H de  $1,10 M_{\odot}$ ,  $1,16 M_{\odot}$  y  $1,23 M_{\odot}$ . Nótese las diferencias apreciables en los tiempos de enfriamiento que existen entre ambos conjuntos de secuencias. En particular, los cálculos presentados en esta tesis predicen edades de enfriamiento menores a luminosidades intermedias, pero esta tendencia se revierte a muy bajas luminosidades, donde nuestras nuevas secuencias evolucionan notablemente más despacio que las de Althaus et al. (2007b).

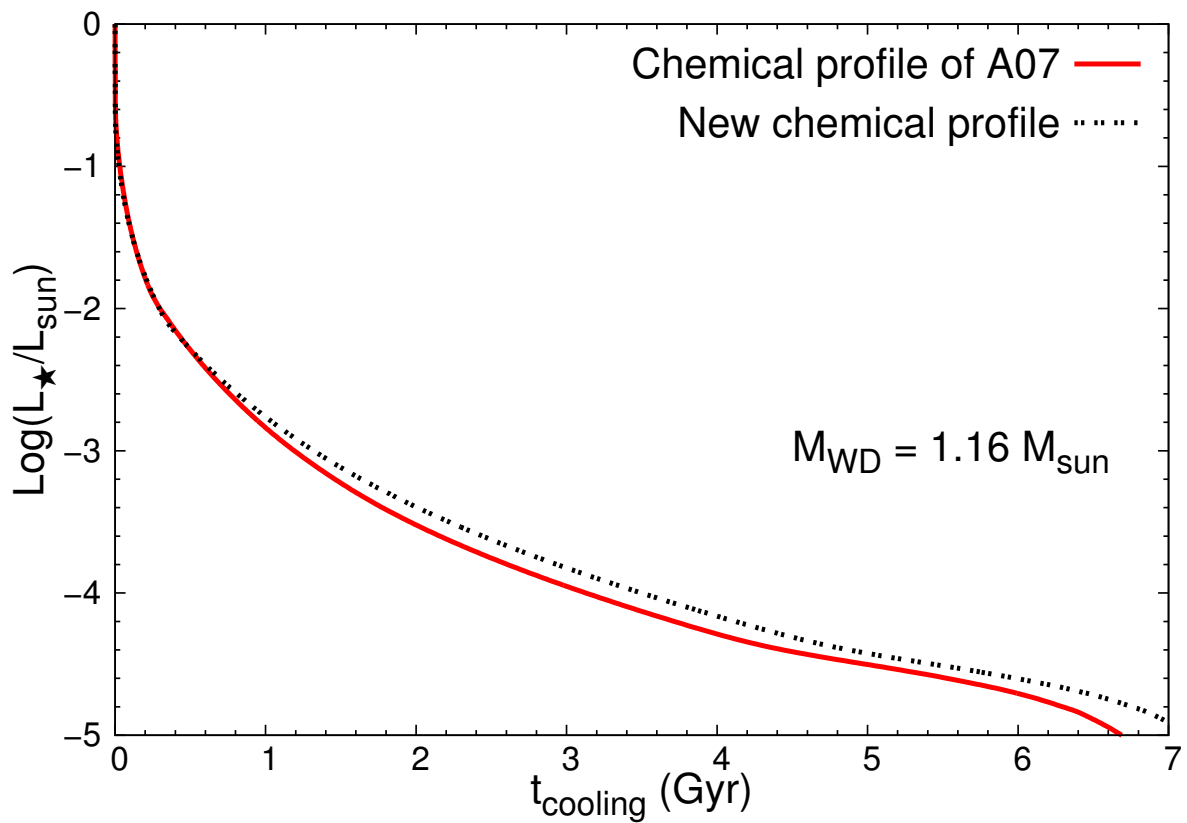
Para cerrar este trabajo, hemos decidido rastrear el origen de estas diferencias. Hemos comenzado por examinar el impacto de los nuevos perfiles químicos, comparados con el perfil



**Figura 8.11.** Panel superior: tiempos de enfriamiento de nuestra secuencia de enana blanca rica en H de  $1.22M_{\odot}$  cuando se desprecia el proceso de cristalización (línea de doble punto), cuando sólo se considera la liberación de energía por calor latente durante la cristalización (línea punteada), y cuando se consideran tanto el calor latente como la separación de fase (línea continua). Panel inferior: Radio de la enana blanca en función de la edad de enfriamiento para estos mismos *tracks* evolutivos.



**Figura 8.12.** Tiempos de enfriamiento de nuestras secuencias evolutivas ricas en H con  $1,10M_{\odot}$ ,  $1,16M_{\odot}$  y  $1,23M_{\odot}$  (líneas gruesas), comparadas con las secuencias de enfriamiento de Althaus et al. (2007b) de masas similares (líneas delgadas)



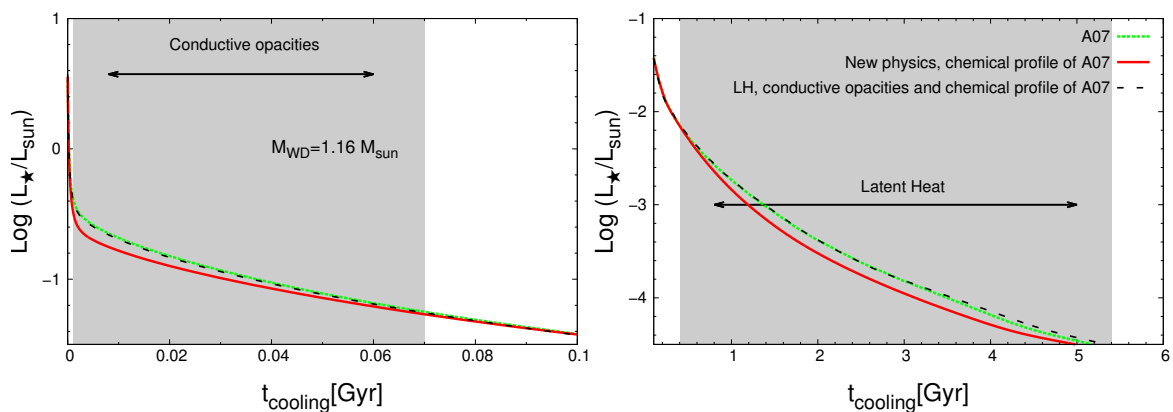
**Figura 8.13.** Tiempos de enfriamiento de nuestro modelo de enana blanca rica en H de  $1.16M_{\odot}$  sin considerar la separación de fase de O-Ne, resultantes del uso de diferentes perfiles químicos. La línea roja continua corresponde a la secuencia de enfriamiento usando nuestro código evolutivo actual, pero implantando el perfil químico considerado en Althaus et al. (2007b). La línea negra punteada corresponde a la secuencia de enfriamiento calculada usando nuestro perfil químico (el cual se muestra en el panel superior derecho de la Figura 8.3).

viejo utilizado en Althaus et al. (2007b) para todas las secuencias de enanas blancas de dicho trabajo (este perfil es ilustrado en la Figura 4 de Córscico et al. (2004)). Con esa finalidad, hemos calculado dos secuencias adicionales de enanas blancas despreciando la separación de fase durante la cristalización, a fin de poder comparar con los cálculos de Althaus et al. (2007b), los cuales no consideran este proceso. La comparación se muestra en la Figura 8.13, que muestra los tiempos de enfriamiento de un modelo de enana blanca rica en H de  $1,16M_{\odot}$  calculado con nuestro código evolutivo actual, utilizando el perfil químico de Althaus et al. (2007b) (línea continua) y utilizando nuestro perfil químico para esa masa (línea punteada). Nótese que el uso de perfiles químicos nuevos resultado de los estudios de Siess (2010) predice tiempos de enfriamiento mayores que el uso de los perfiles químicos tomados del trabajo de García-Berro et al. (1997), que son los considerados en Althaus et al. (2007b). Esto se debe no solamente a que la estratificación química del núcleo es diferente en ambos estudios, si no también se debe a las diferentes predicciones para la masa del *buffer* de He esperado para las envolturas de las enanas blancas, cantidad que afecta la tasa de enfriamiento en enanas blancas frías. En ese sentido, el cómputo completo de las etapas evolutivas previas de la estrella progenitora a lo largo de los pulsos térmicos en la SAGB constituye un aspecto esencial que no puede ser pasado por alto en cualquier estudio de la evolución de enanas blancas ultramasivas.

Por otra parte, también se tuvieron en cuenta en el cómputo de nuestras nuevas secuencias evolutivas, los avances más recientes en la microfísica, que impactan en los tiempos de enfriamiento. En particular, las actualizaciones en el tratamiento de las opacidades conductivas y de la liberación de calor latente en este trabajo resultan relevantes a la hora de calcular tiempos de enfriamiento. En el presente trabajo se utilizaron las opacidades conductivas de Cassisi et al. (2007), mientras que en Althaus et al. (2007b) se emplearon las de Itoh et al. (1994). El impacto resultante en los tiempos de enfriamiento puede apreciarse en la Figura 8.14. En esta Figura se compara los tiempos de enfriamiento de modelos de enanas blancas ricas en H de  $1,16M_{\odot}$ , considerando la composición química de Althaus et al. (2007b), pero adoptando diferentes microfísicas. Una inspección minuciosa de esta Figura revela que los avances en la microfísica tenidas en cuenta en nuestra actual versión del código LPCODE, comparada con aquella usada por Althaus et al. (2007b), llevan a edades de enfriamiento menores. En especial, son responsables de este efecto las opacidades conductivas a luminosidades intermedias y el tratamiento del calor latente durante el proceso de cristalización a luminosidades bajas. Nótese que si se considera la microfísica vieja, a igual perfil químico, reobtenemos los resultados de Althaus et al. (2007b).

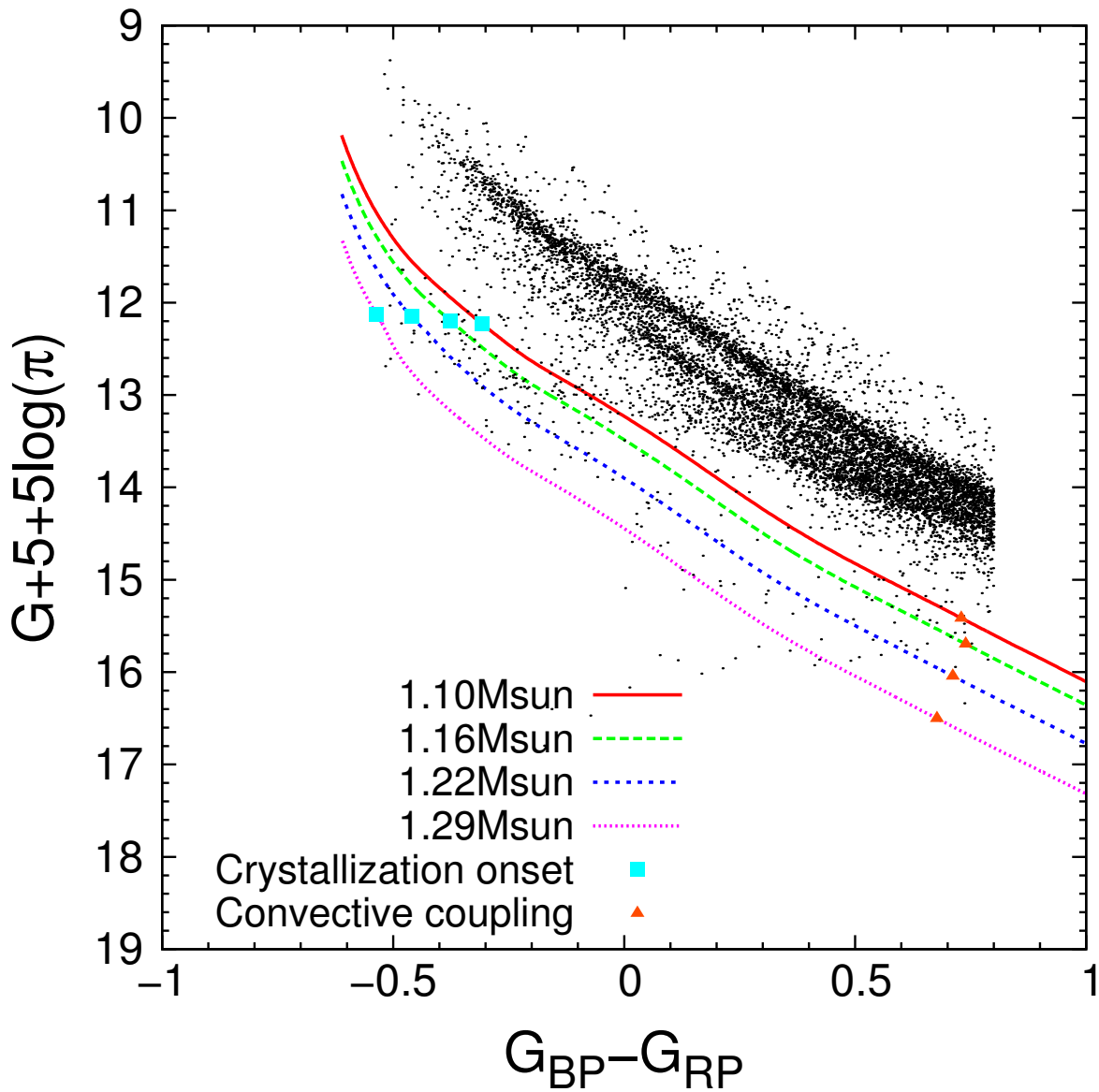
De las inspección de las Figuras 8.13 y 8.14 puede verse que el uso de perfiles químicos detallados apropiados enanas blancas ultramasivas resultado de la evolución SAGB de sus estrellas progenitores, y las sustanciales mejoras en la microfísica de código LPCODE dan como resultado secuencias evolutivas bastante más realistas que aquellas presentadas en Althaus et al. (2007b). Estas mejoras, sumadas a la inclusión de los efectos de la separación de fase del  $^{20}\text{Ne}$  y  $^{16}\text{O}$  durante el proceso de cristalización hacen de nuestros cálculos evolutivos de enanas blancas ultramasivas los más precisos hasta la fecha.

Por último, se presentan nuestras secuencias evolutivas de enanas blancas ultramasivas en las bandas fotométricas de GAIA: G,  $G_{\text{BP}}$  y  $G_{\text{RP}}$ . Estas magnitudes han sido obtenidas utilizando modelos de atmósferas de H puro, descritos en Rohrmann et al. (2012). Estas secuencias de enfriamiento se muestran en el diagrama color-magnitud en la Figura 8.15, junto con la muestra de enanas blancas dentro de los 100pc de nuestro sol de Jiménez-Esteban et al. (2018) en el rango de colores de  $-0,52 < (G_{\text{BP}} - G_{\text{RP}}) < 0,80$ . El comienzo de la cristalización en nuestras secuencias es indicado con cuadraditos color turquesa. Nótese que el comienzo de la cristalización ocurre aproximadamente a la misma magnitud en todas nuestras secuencias,



**Figura 8.14.** Tiempos de enfriamiento de modelos de enanas blancas ricas en H de  $1.16M_{\odot}$ , despreciando la separación de fase y considerando los perfiles químicos de Althaus et al. (2007b), pero adoptando diferentes microfísicas. La secuencia de Althaus et al. (2007b) se muestra usando una línea punteada verde, la cual está basada en una microfísica desactualizada, en particular respecto al tratamiento de las opacidades conductivas y del calor latente. La línea continua roja muestra los tiempos de enfriamiento utilizando nuestra versión actual del código LPCODE. La línea negra a trazos muestra los tiempos de enfriamiento resultantes de utilizar nuestra versión actual del código, pero considerando una microfísica desactualizada, es decir, considerando las opacidades conductivas y el tratamiento del calor latente empleados por Althaus et al. (2007b). El panel izquierdo amplifica las etapas tempranas de la evolución de la enana blanca. El panel derecho muestra el resto de la secuencia de enfriamiento de enana blanca. Con flechas se indica la mejora en la microfísica que es responsable de la diferencia en cada etapa de la evolución. Esto es, las opacidades conductivas en las etapas tempranas, y el tratamiento del calor latente en las etapas tardías.





**Figura 8.15.** Secuencias de enanas blancas ricas en H en el diagrama color-magnitud en las bandas de GAIA, junto con la muestra de enanas blancas observada para los 100pc, obtenida por Jiménez-Esteban et al. (2018), restringida al rango de colores entre  $-0,52 < (G_{BP} - G_{RP}) < 0,80$ . Los cuadrados color turquesa indican el momento en el que la cristalización comienza en cada secuencia, y los triángulos indican el momento en el cual ocurre el *convective coupling*.

esto es para  $G + 5 + 5\log(\pi) \sim 12$ . El momento en el cual sucede el *convective coupling* también está indicado en cada secuencia usando triángulos naranjas. Claramente, nuestras secuencias evolutivas de enanas blancas ultramasivas caen por debajo de la amplia mayoría de la muestra de enanas blancas. La principal razón de esto recae en que la distribución de masa de la muestra de enanas blancas exhibe un pico abrupto entorno a  $0,6 M_{\odot}$  (Tremblay et al., 2019a). Como consecuencia, la mayor parte de las enanas blancas de la muestra estará caracterizada por masas y magnitudes menores que nuestros modelos ultramasivos.

### 8.4. Resumen y conclusiones

En este Capítulo hemos estudiado las propiedades evolutivas de enanas blancas ultramasivas con núcleos de  $^{16}\text{O}$  y  $^{20}\text{Ne}$ . Con esa finalidad, se han calculado secuencias evolutivas de enanas blancas ricas en H y deficientes en H con  $1,10, 1,16, 1,23$  y  $1,29 M_{\odot}$ , resultantes de progenitores con metalicidad solar, haciendo uso del código de evolución estelar LPCODE. Estas secuencias evolutivas son apropiadas para el estudio de la población de enanas blancas en la vecindad solar. En nuestro estudio hemos considerado los perfiles químicos iniciales de cada modelo de enana blanca consistentes con las predicciones para las estrellas progenitoras con masas iniciales entre  $9,0 \leq M_{\text{ZAMS}}/M_{\odot} \leq 10,5$ . Estos perfiles químicos son el resultado de cálculos evolutivos detallados completos desarrollados por Siess (2007, 2010), comenzando en la ZAMS, y pasando por la quema central de H, la quema central de He, y la quema semi-degenerada de carbono durante los pulsos térmicos en la etapa de SAGB. De esta manera, no sólo hemos considerado un perfil químico realista en el núcleo de O-Ne para cada modelo de enana blanca de diferente masa, si no que también dispusimos de perfiles químicos realistas de la envoltura, los cuales se formaron durante la evolución en la SAGB. En particular, la evolución a lo largo de la SAGB nos provee valores realistas de la cantidad total de He contenida en la enana blanca, cantidad necesaria para realizar un cálculo preciso de los tiempos de enfriamiento a bajas luminosidades.

Se han calculado cuatro secuencias evolutivas ricas en H y cuatro deficientes en H. Cabe destacar que las secuencias evolutivas deficientes en H han sido calculadas considerando los últimos avances en el tratamiento del transporte de energía en atmósferas densas de He, descritos en el Capítulo anterior. Cada secuencia evolutiva fue calculada desde el comienzo de la etapa de enana blanca a muy altas luminosidades, hasta luminosidades tan bajas como  $\log(L_{*}/L_{\odot}) = -5,5$ , cuando la materia estelar ha entrado en el régimen de enfriamiento de Debye. También hemos provisto las magnitudes en los filtros GAIA de nuestras secuencias evolutivas ricas en H, haciendo uso de los modelos de atmósferas de H de Rohrmann et al. (2012).

Un aspecto importante de nuestras secuencias evolutivas es la inclusión la liberación de energía y la redistribución química producidas por la separación de fase del  $^{16}\text{O}$  y  $^{20}\text{Ne}$  durante la cristalización. Esto constituye una mejora sustancial con respecto a los estudios previos de enanas blancas masivas, como los de Córscico et al. (2004) y Althaus et al. (2007b). Con esa finalidad, hemos considerado el diagrama de fase de Medin & Cumming (2010), apropiado para plasmas densos de  $^{16}\text{O}$  y  $^{20}\text{Ne}$ , el cual nos permite disponer de la temperatura de cristalización correcta y de las abundancias finales de estos elementos. Además, en nuestros cálculos evolutivos se incluyeron los procesos de difusión. Las secuencias evolutivas presentadas en esta tesis constituyen el primer conjunto de cálculos evolutivos completos de enanas blancas ultramasivas en incluir perfiles químicos iniciales realistas para cada masa, procesos de difusión, una microfísica actualizada y los efectos de la separación de fase durante la cristalización. Todos estos procesos físicos impactan de manera diferente en los tiempos de enfriamiento de las enanas blancas ultramasivas.

En nuestros resultados hemos encontrado una fuerte dependencia de los tiempos de enfriamiento con la masa estelar. A bajas luminosidades, las secuencias más masivas experimentan un enfriamiento más rápido. En particular, nuestra secuencia rica en H de  $1,29 M_{\odot}$ , llega a  $\log(L_{\star}/L_{\odot}) = -5$  en tan solo 3.6 Giga-años, y su contraparte deficiente en H tarda incluso menos tiempo (2.4 Giga-años). Nuestros resultados también muestran que las envolturas de las enanas blancas ultramasivas deficientes en H experimentan enriquecimiento en carbono, a luminosidades intermedias, debido a la penetración de la zona convectiva externa. También hemos investigado el efecto de la difusión, encontrando cambios profundos en las abundancias internas desde las etapas muy tempranas de la evolución de las enanas blancas. En particular, cuando la enana blanca ha llegado a luminosidades muy bajas, las abundancias internas de carbono y oxígeno por debajo de la envoltura rica en H han cambiando sustancialmente, impactando en los tiempos de enfriamiento en estas etapas avanzadas de la evolución.

Nuestras secuencias evolutivas indican que todas las enanas blancas pulsantes existentes en la literatura con masas mayores a  $1,10 M_{\odot}$  deben tener más del 80 % de su masa cristalizada, si sus núcleos son de O-Ne. Este alto grado de cristalización debería afectar las propiedades pulsacionales de las ZZ Ceti masivas. Este aspecto ha sido explorado más en detalle por De Gerónimo et al. (2019), en base a nuestras nuevas secuencias, con importantes consecuencias para las propiedades pulsacionales de las enanas blancas ultramasivas.

Resumiendo, hemos encontrado que el uso de perfiles químicos detallados resultantes de la evolución de estrellas progenitoras a lo largo de la SAGB, y su evolución en el tiempo debido a los procesos de difusión y a la separación de fase durante la cristalización, constituyen mejoras sumamente importantes a los cálculos preexistentes, que deben ser tenidas a consideración a la hora de estimar los tiempos de enfriamiento y las propiedades pulsacionales de enanas blancas ultramasivas. Esperamos que las inferencias astrosismológicas de las enanas blancas ultramasivas puedan sacar provecho de nuestras nuevas secuencias evolutivas, permitiendo obtener más información acerca de la cristalización en el interior de las enanas blancas.



## Capítulo 9

# Conclusiones

Las enanas blancas son los fósiles estelares más comunes. En efecto, más del 95 % de las estrellas de secuencia principal terminarán su vida como enanas blancas. En su camino a llegar a ser enanas blancas, la mitad o más de su masa original en la secuencia principal, es devuelta al medio interestelar, contribuyendo con el enriquecimiento químico en metales del mismo. Soportadas por la degeneración electrónica, las enanas blancas experimentan un proceso de enfriamiento por períodos muy largos de tiempo, permitiéndonos ver muy atrás en el tiempo. Además, sus propiedades evolutivas y pulsacionales están hoy en día bastante bien entendidas — ver Capítulo 1 y los reviews de Fontaine & Brassard (2008), Winget & Kepler (2008) y Althaus et al. (2010b) — al menos para luminosidades moderadamente bajas. Como consecuencia, la población de enanas blancas de nuestra galaxia contiene información esencial respecto a varios aspectos (García-Berro & Oswalt, 2016) y es de vital importancia para, entre otras cosas, estudiar la evolución de las estrellas después de su partida de la secuencia principal, la estructura y evolución de nuestra galaxia y de sus componentes — incluyendo el disco delgado y grueso (Winget et al., 1987; García-Berro et al., 1988; García-Berro et al., 1999; Torres et al., 2002b), el halo galáctico (Isern et al., 1998; García-Berro et al., 2004b) y los cúmulos abiertos y globulares, ver por ejemplo García-Berro et al. (2010a), Jeffery et al. (2011), Bono et al. (2013), Hansen et al. (2013) y Torres et al. (2015) —, el comportamiento de la materia a altas densidades y bajas temperaturas (García-Berro et al., 1988; Isern et al., 1991), y también la evolución de sistemas planetarios a lo largo de las diferentes fases de la evolución estelar (Farihi, 2016). Además, las enanas blancas pueden ser usadas como laboratorios para estudiar partículas elementales (Isern et al., 1992; Bischoff-Kim et al., 2008; Isern et al., 2008, 2010; Córscico et al., 2012b), y para testear una hipotética variación de las constantes fundamentales (García-Berro et al., 1995; García-Berro et al., 2011a; Berengut et al., 2013). Para llevar a cabo estas tareas, se deben cumplir dos condiciones fundamentales: disponer de observaciones precisas de las enanas blancas de nuestra galaxia y utilizar modelos teóricos detallados apropiados para contrastar con estas observaciones.

Para empezar, desde el punto de vista observacional, los *surveys* como el Sloan Digital Sky Survey (York et al., 2000) o el Survey para Progenitores de supernovas tipo Ia de la ESO (Napiwotzki et al., 2001), para nombrar algunos ejemplos conocidos, nos han proporcionado amplia información sin precedentes, permitiéndonos realizar comparaciones útiles entre las secuencias de enfriamiento teóricas y las secuencias observadas. Además, los resultados de los *surveys* masivos, como los *data releases* de GAIA han revolucionado por completo el campo de investigación en enanas blancas. En particular, la misión espacial GAIA ha dado a conocer más de 10 000 enanas blancas identificadas, ampliando el rango de alcance de la muestra de enanas blancas en la vecindad solar desde 40 pc hasta 500 pc. La misión GAIA proporcionó una excelente fotometría en las bandas *G*, *BP* y *RP*, y mediciones precisas de las

posiciones, paralajes y movimientos propios. Esto nos permite disponer, por primera vez, de un diagrama color magnitud prácticamente completo de la muestra de enanas blancas dentro de 100 pc de nuestra galaxia. Las mejoras en la calidad de las observaciones realizadas por GAIA hacen posible el estudio detallado de la estructura fina del diagrama color-magnitud de las enanas blancas (Gaia Collaboration et al., 2018). En particular, este diagrama presenta una bifurcación en la secuencia de enfriamiento de las enanas blancas observadas y una gran cantidad de objetos débiles, por debajo de la secuencia de enfriamiento de enanas blancas típicas.

Desde el punto de vista teórico, es necesario disponer de secuencias de enfriamiento confiables, con el fin de poder reproducir las características de la población observada de enanas blancas. En particular, el uso de enanas blancas como relojes confiables para datar poblaciones estelares requiere de modelos evolutivos precisos. Esto significa que todas las fuentes y sumideros de energía relevantes deben ser cuidadosamente evaluados, y que se requiere un tratamiento realista del transporte de energía en sus atmósferas. Además, es necesario un tratamiento completo de principio a fin de todas las etapas evolutivas desde la ZAMS, a través de la etapa de gigante roja y los pulsos térmicos hasta la etapa de nebulosa planetaria y finalmente al enfriamiento de enana blanca. Sólo de esta manera, podemos obtener modelos iniciales modernos y realistas de secuencias de enanas blancas.

El principal objetivo de la presente tesis consistió justamente en el cálculo de estos modelos evolutivos de enanas blancas, teniendo en cuenta todas las fuentes y sumideros de energía relevantes, el cálculo completo de las etapas evolutivas previas que llevan a su formación y un tratamiento detallado del transporte de energía. Con esa finalidad, en esta tesis se han incorporado procesos físicos faltantes en los modelos de enanas blancas típicos, algunos de los cuales nunca habían sido considerados antes en la literatura. En los Capítulos 3, 6, 7 y 8 se realizaron cálculos evolutivos completos de diferentes tipos de enanas blancas incluyendo los procesos físicos apropiados.

Para empezar, en el Capítulo 3 se estudió la quema nuclear residual de H en enanas blancas provenientes de progenitores de baja metalicidad. Se han calculado secuencias de enfriamiento de enanas blancas, consistentemente con la evolución completa de sus estrellas progenitoras a través de todas las etapas evolutivas, incluyendo la ZAMS, la rama de las gigantes rojas, el *flash* central de He (si es que este tuviera lugar), la quema central estable de He, la AGB completa incluyendo los pulsos térmicos, y la etapa post-AGB. De esta manera, tanto los perfiles químicos como la estructura termomecánica al comienzo de la etapa de enana blanca son el resultado de la evolución previa. La quema nuclear residual es habitualmente despreciada en los cálculos evolutivos de enanas blancas ya que, para enanas blancas provenientes de progenitores con metalicidad solar, es varios órdenes de magnitud menor que la energía gravotérmica. Sin embargo, las enanas blancas provenientes de progenitores de baja metalicidad nacen con una envoltura de H lo suficientemente gruesa como para llevar a cabo una quema nuclear estable de H por largos períodos de tiempo. Este resultado es independiente de la tasa de pérdida de masa adoptada durante las etapas evolutivas previas, pero sí depende de la ocurrencia o no del tercer *dredge-up* en los pulsos térmicos durante la AGB. Hemos encontrado que, en ausencia de episodios de tercer *dredge-up*, la mayor parte de la evolución de enanas blancas de baja masa resultantes de progenitores en el rango  $0,00003 \lesssim Z \lesssim 0,001$  es gobernada por la quema estable de H. En efecto, encontramos que, para enanas blancas con  $M \lesssim 0,6 M_{\odot}$ , la energía liberada por la quema de H constituye la principal fuente de energía a luminosidades intermedias, induciendo importantes retrasos en los tiempos de enfriamiento.

En el Capítulo 6 se realizó un estudio exhaustivo sobre el impacto de la difusión del  $^{22}\text{Ne}$  en las propiedades evolutivas y pulsacionales de las enanas blancas. El exceso de neutrones

---

del  $^{22}\text{Ne}$  resulta en una fuerza neta hacia el interior de la estrella y, consecuentemente, en las regiones líquidas de la estrella el  $^{22}\text{Ne}$  lentamente se difunde hacia el interior estelar. Para poder realizar este estudio, en esta tesis se incorporaron nuevos coeficientes de difusión del  $^{22}\text{Ne}$  y se mejoró notablemente el tratamiento numérico de este proceso, ya existente en nuestro código de evolución estelar. Hemos computado modelos evolutivos de enanas blancas de ricas en H, resultantes de la evolución completa de sus estrellas progenitoras con metalicidad solar. La difusión del  $^{22}\text{Ne}$  afecta las propiedades de las enanas blancas en dos aspectos principales. Por un lado, este proceso libera energía y como consecuencia conlleva a un retraso sustancial de los tiempos evolutivos a luminosidades bajas. En enanas blancas resultantes de progenitores de metalicidad solar encontramos que, cuando  $\log(L/L_{\odot}) \approx -4,5$ , los retrasos en los tiempos están en el rango de 0.7 a 1.2 Giga-años, dependiendo de la masa estelar. Dado que estos retrasos son significativos, consideramos que el proceso de sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  debe ser tenido en cuenta en los análisis de las propiedades colectivas de las enanas blancas observadas. Por otra parte, para el momento en el que la estrella ha llegado al dominio de las ZZ Ceti, la sedimentación ha alterado notablemente el perfil de abundancia del  $^{22}\text{Ne}$  en las regiones internas de la estrella. Esto trae aparejado consecuencias en la frecuencia de Brunt-Väisälä, y por ende en el espectro de pulsaciones, sobre todo en enanas blancas masivas. Concluimos que la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  es una fuente de energía relevante para enanas blancas resultantes de progenitores de metalicidad solar, que debe ser tomada en cuenta a la hora de computar secuencias evolutivas realistas para estas estrellas, y en los intentos de realizar astrosismología precisa en estrellas ZZ Ceti.

En el Capítulo 7 hemos estudiado la evolución de enanas blanca deficientes en H. Para poder determinar fehacientemente los tiempos de enfriamiento de este tipo de estrellas, fue necesario incorporar modelos de atmósfera detallados no-grises compuestos por He puro como condiciones de borde externas. Estos modelos de atmósfera tienen en cuenta las prescripciones más avanzadas de los efectos de alta densidad en los procesos radiativos y en la ecuación de estado. Tales modelos de atmósfera eran una pieza clave faltante para poder calcular la evolución de enanas blancas frías deficientes en H. Hemos computado secuencias evolutivas para enanas blancas deficientes en H derivadas de progeniores con metalicidad solar, consistentemente con las etapas evolutivas previas comenzando en la ZAMS e incluyendo los pulsos térmicos en la AGB y el escenario de *born again*. Nuestros resultados muestran que el *convective coupling* y la cristalización ocurren a luminosidades mayores en enanas blancas deficientes en H que en enanas blancas ricas en H. Como resultado de la liberación de energía interna asociada al *convective coupling*, a luminosidades intermedias las enanas blancas deficientes en H evolucionan más lento que las ricas en H, pero a luminosidades bajas ocurre lo contrario. Es importante remarcar que en todas nuestras secuencias de enanas blancas deficientes en H, a una  $T_{\text{eff}} \sim 15\,000\text{K}$ , la zona convection externa llega a las capas ricas en carbono, y como consecuencia de la mezcla convectiva la abundancia superficial de carbono aumenta, haciendo que el tipo espectral de nuestros modelos evolucione de DB a DQ. Esto es consistente con las propiedades de la población de enanas blancas observadas. El dragado de carbono trae aparejados retrasos importantes en los tiempos evolutivos a luminosidades muy bajas, pudiendo éstos verse evidenciados en las propiedades colectivas de las enanas blancas de la vecindad solar. Dado que la tasa de enfriamiento depende de la cantidad de carbono dragado, consideramos que para determinar tiempos de enfriamiento realistas en enanas blancas deficientes en H, es necesario calcular la evolución completa de sus estrellas progenitoras, pues se requiere conocer en detalle los perfiles químicos iniciales en la envoltura de estas enanas blancas.

En el Capítulo 8 hemos investigado las propiedades evolutivas de enanas blancas ultramasivas con núcleos de O-Ne. En nuestro estudio hemos considerado los perfiles químicos iniciales de cada modelo de enana blanca consistentemente con los resultados de los cálculos

evolutivos completos desarrollados por Siess (2007, 2010), comenzando en la ZAMS, y pasando por la quema central de H, la quema central de He, y la quema semidegenerada de carbono durante los pulsos térmicos en la etapa de SAGB. Para calcular nuestras secuencias evolutivas, hemos incluido la liberación de energía y la redistribución química producidas por la separación de fase del  $^{16}\text{O}$  y  $^{20}\text{Ne}$  durante la cristalización. Esto constituye una mejora sustancial con respecto a los estudios previos de enanas blancas ultramasivas, en los cuales se despreció la separación de fase. En nuestros cálculos hemos encontrado una fuerte dependencia de los tiempos de enfriamiento con la masa estelar. Además, nuestros resultados indican que todas las enanas blancas pulsantes existentes en la literatura con masas mayores a  $1,10M_{\odot}$  deben tener más del 80% de su masa cristalizada, si sus núcleos son de O-Ne. Este alto grado de cristalización debería afectar las propiedades pulsacionales de las ZZ Ceti masivas.

Por otra parte, en los Capítulos 4 y 5 se continuó con el segundo objetivo de esta tesis, el cual consistió en la aplicación de los modelos de enanas blancas provistos. En estos Capítulos se proporcionó un marco teórico para encontrar evidencias observacionales de la quema nuclear residual en enanas blancas provenientes de progenitores de baja metalicidad. En el Capítulo 4 se realizó un estudio de las propiedades colectivas de la muestra de enanas blancas del cúmulo globular de baja metalicidad NGC 6397, con el fin de encontrar evidencia de la quema nuclear residual de H. Para esto, se realizó una simulación Monte Carlo de la población de enanas blancas de NGC 6397, y se encontró un mejor ajuste a las observaciones al considerar la quema nuclear residual en los modelos de enanas blancas. Esto implica que la población de enanas blancas de baja masa de este cúmulo está caracterizada por la quema nuclear de H y, por ende, que los progenitores de estas enanas blancas no experimentaron el tercer *dredge-up* en los pulsos térmicos. Además, se obtuvieron valores precisos de la edad del cúmulo, la función inicial de masa y la proporción de enanas blancas deficientes en H. En la búsqueda de otra evidencia de la quema nuclear residual, en el Capítulo 5 se estudió la posibilidad de que en enanas blancas ricas en H en entornos de baja metalicidad se exciten modos  $g$  de pulsación debido al mecanismo  $\varepsilon$ , propiciado por la quema nuclear de H. Con esa finalidad, hemos computado modos de pulsación no-adiabáticos en enanas blancas derivadas de estrellas progenitoras con cuatro metalicidades diferentes:  $Z = 0,0001$ ,  $Z = 0,0005$ ,  $Z = 0,001$ , y  $Z = 0,018$ . Hemos encontrado que, la capa de quema de H en enanas blancas DA, en el rango de temperaturas efectivas típicas de la banda de inestabilidad de las ZZ Ceti, desencadena la excitación de los modos  $g_1$  dipolar y cuadrupolar con períodos  $\Pi \sim 70 - 120$  s, siempre y cuando la masa de la enana blanca sea  $M_{\star} \lesssim 0,71 M_{\odot}$  y la metalicidad de su estrella progenitora esté en el rango  $0,0001 \lesssim Z \lesssim 0,001$ . Los *e-folding times* para estos modos son mucho más cortos que las escalas de tiempo evolutivas, por lo tanto estos modos llegan a tener tiempo suficiente para alcanzar amplitudes observables. Esperamos que en los años subsiguientes, estos modos puedan ser detectados en enanas blancas en entornos de baja metalicidad, como cúmulos globulares y/o el halo galáctico; permitiéndonos acotar la eficiencia de la quema nuclear en las envolturas de enanas blancas de baja metalicidad y de los episodios de tercer *dredge-up*.

Además, en esta tesis, y en una colaboración internacional con el grupo de Astrofísica de la Universidad Politécnica de Cataluña, se han incorporado los modelos evolutivos de enanas blancas desarrollados en esta tesis al código de síntesis de poblaciones estelares utilizado por dicho grupo. El objetivo final de esto consiste en estudiar el impacto de nuestras secuencias evolutivas en relación con los nuevos datos observacionales provistos por GAIA. Esperamos que, con esta nueva generación de modelos evolutivos, sumada a las importantes mejoras en las observaciones de enanas blancas, podamos responder a diversos interrogantes que van desde la microfísica hasta la evolución de nuestra galaxia.



## 9.1. Trabajo a Futuro

Un objetivo a largo plazo de esta tesis consiste en buscar evidencia observacional de los diversos procesos físicos que hemos estudiado a lo largo de esta tesis. En particular, queremos continuar con la búsqueda de evidencia de la quema nuclear residual en entornos de baja metalicidad, y restringir la eficiencia del proceso de dragado de carbono, del proceso de cristalización y de la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$ .

Para empezar, en vista de los resultados presentados en el Capítulo 5, esperamos poder detectar modos excitados por la quema nuclear residual de H en entornos de baja metalicidad. Con esa finalidad, hemos realizado un pedido de tiempo al Observatorio GEMINI en colaboración con investigadores de la Universidade Federal de Santa Catarina, para observar las enanas blancas del cúmulo globular de baja metalicidad M4, con el objetivo de detectar pulsaciones excitadas por el mecanismo  $\varepsilon$  en estas estrellas. En caso de lograr este objetivo, esta sería la primera vez que se observen enanas blancas pulsantes en un cúmulo estelar. Por otra parte, podríamos obtener más evidencia de la quema nuclear residual a través de un estudio de las propiedades colectivas de la muestra de enanas blancas del halo galáctico. Dada la baja metalicidad del halo galáctico, en el estudio de Cojocarú et al. (2015) se intentó verificar la ocurrencia de quema nuclear en sus enanas blancas, pero estos autores no llegaron a resultados conclusivos debido a la falta de enanas blancas en la muestra. Sin embargo, los nuevos datos liberados por el segundo *data release* de GAIA han mejorado sustancialmente las propiedades observacionales y la cantidad de enanas blancas del halo galáctico. En los años subsiguientes y en colaboración con el grupo de Astrofísica de la Universidad Politécnica de Catalunya, realizaremos una simulación Monte Carlo de la población de enanas blancas del halo galáctico en base a nuestros modelos evolutivos de enanas blancas descritos en el Capítulo 3, a fin de obtener nuevas evidencias de la quema nuclear residual de H.

Por otra parte, también en colaboración con investigadores de la Universidad Politécnica de Catalunya trabajaremos con la muestra de enanas blancas de la vecindad solar, a fin de establecer cotas sobre el proceso de difusión del  $^{22}\text{Ne}$  y sobre el dragado de carbono en enanas blancas deficientes en H. Realizaremos simulaciones Monte Carlo de la población de enanas blancas de campo, utilizando los modelos evolutivos descritos en el Capítulo 6 que consideran la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$ , y modelos evolutivos equivalentes a estos pero en los cuales este proceso ha sido despreciado. Una vez hecho esto, contrastaremos la función de luminosidad teórica de las enanas blancas calculada en base a nuestras simulaciones, con la función de luminosidad observada en la vecindad solar, con el fin de encontrar evidencia de la sedimentación del  $^{22}\text{Ne}$  en enanas blancas de metalicidad solar. Además, realizaremos otro estudio en el cual contrastaremos la función de luminosidad de las enanas blancas observada en la vecindad solar, con una función de luminosidad teórica calculada utilizando nuestros modelos de enanas blancas deficientes en H descritos en el Capítulo 7 junto con modelos de enanas blancas ricas en H apropiados para simular esta población. También compararemos estos resultados con la función de luminosidad teórica calculada considerando modelos de enanas blancas deficientes en H, en las cuales el dragado de carbono ha sido artificialmente suprimido, forzando a las envolturas a permanecer compuestas por He puro (ver Figura 7.12). De esta manera, esperamos establecer cotas de la eficiencia del proceso de dragado de carbono en enanas blancas deficientes en H.

Por último, nuevos modelos evolutivos teóricos de enanas blancas podrían calcularse en un futuro, incorporando procesos físicos nunca antes contemplados. Por un lado, como hemos mencionado en el Capítulo 7, los modelos de enanas blancas deficientes en H experimentan enriquecimiento de carbono en sus atmósferas debido a la mezcla convectiva. Sin embargo, este enriquecimiento de carbono no está previsto en nuestros modelos de atmósferas, los cuales

consideran una composición química de He puro. Esperamos en un futuro próximo, disponer de modelos de atmósferas de enanas blancas que tengan en cuenta el enriquecimiento de carbono, con el fin de poder incorporarlos como condiciones de borde externas para calcular nuevos modelos evolutivos de enanas blancas deficientes en H aún más precisos. Por otra parte, el trabajo descrito en el Capítulo 8, nos motivó a indagar sobre la cristalización en enanas blancas considerando un diagrama de fase para más de dos especies. En particular, calcularemos modelos evolutivos de enanas blancas con núcleos de carbono y oxígeno, teniendo en cuenta la separación de fase del  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  y  $^{22}\text{Ne}$  (este último es la impureza más importante) durante el proceso de cristalización. Esto se realizará siguiendo los diagramas de fase de Hughto et al. (2012), apropiados para este tipo de mezcla. Por último, en un proyecto aún más ambicioso, puesto que necesitamos diagramas de fase completos para 5 componentes, pretendemos en el futuro realizar cálculos evolutivos de enanas blancas ultramasivas, considerando la separación de fase de 5 componentes descrita en el Capítulo 8.

# Bibliografía

- Abrikosov, A. A. 1961, *Sov. Phys. JETP*, 12, 1254
- Adams, W. S. 1915, *PASP*, 27, 236
- . 1925, *Proceedings of the National Academy of Science*, 11, 382
- Althaus, L. G., Camisassa, M. E., Miller Bertolami, M. M., Córscico, A. H., & García-Berro, E. 2015a, *A&A*, 576, A9
- . 2015b, *A&A*, 576, A9
- Althaus, L. G., Córscico, A. H., Isern, J., & García-Berro, E. 2010a, *A&AR*, 18, 471
- Althaus, L. G., Córscico, A. H., Isern, J., & García-Berro, E. 2010b, *A&AR*, 18, 471
- Althaus, L. G., Córscico, A. H., Torres, S., et al. 2011, *A&A*, 527, A72
- Althaus, L. G., García-Berro, E., Isern, J., & Córscico, A. H. 2005a, *A&A*, 441, 689
- Althaus, L. G., García-Berro, E., Isern, J., Córscico, A. H., & Miller Bertolami, M. M. 2012, *A&A*, 537, A33
- Althaus, L. G., García-Berro, E., Isern, J., Córscico, A. H., & Rohrmann, R. D. 2007a, *A&A*, 465, 249
- . 2007b, *A&A*, 465, 249
- Althaus, L. G., García-Berro, E., Renedo, I., et al. 2010c, *ApJ*, 719, 612
- Althaus, L. G., Miller Bertolami, M. M., & Córscico, A. H. 2013, *A&A*, 557, A19
- Althaus, L. G., Panei, J. A., Miller Bertolami, M. M., et al. 2009, *ApJ*, 704, 1605
- Althaus, L. G., Serenelli, A. M., Córscico, A. H., & Montgomery, M. H. 2003, *A&A*, 404, 593
- Althaus, L. G., Serenelli, A. M., Panei, J. A., et al. 2005b, *A&A*, 435, 631
- . 2005c, *A&Ap*, 435, 631
- Anderson, W. 1929, *Zeitschrift fur Physik*, 54, 433
- Angulo, C., Arnould, M., Rayet, M., et al. 1999, *Nuclear Physics A*, 656, 3
- Anthony-Twarog, B. J., & Twarog, B. A. 2000, *AJ*, 120, 3111
- Arnett, W. D., & Truran, J. W. 1969, *ApJ*, 157, 339

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Avila, M. L., Rogachev, G. V., Koshchiy, E., et al. 2015, *Physical Review Letters*, 114, 071101
- Battich, T., Miller Bertolami, M. M., Córscico, A. H., & Althaus, L. G. 2018, *A&A*, 614, A136
- Becker, A., Lorenzen, W., Fortney, J. J., et al. 2014, *ApJS*, 215, 21
- Bedin, L. R., King, I. R., Anderson, J., et al. 2008a, *ApJ*, 678, 1279
- Bedin, L. R., Salaris, M., Anderson, J., et al. 2015a, *MNRAS*, 448, 1779
- . 2015b, *MNRAS*, 448, 1779
- Bedin, L. R., Salaris, M., King, I. R., et al. 2010, *ApJL*, 708, L32
- Bedin, L. R., Salaris, M., Piotto, G., et al. 2009, *ApJ*, 697, 965
- . 2008b, *ApJL*, 679, L29
- . 2005, *ApJL*, 624, L45
- Bellini, A., Anderson, J., Salaris, M., et al. 2013, *ApJL*, 769, L32
- Bellini, A., Bedin, L. R., Piotto, G., et al. 2010, *A&A*, 513, A50
- Benvenuto, O. G., & Althaus, L. G. 1999, *MNRAS*, 303, 30
- Berengut, J. C., Flambaum, V. V., Ong, A., et al. 2013, *Physical Review Letters*, 111, 010801
- Bergeron, P., Wesemael, F., & Beauchamp, A. 1995, *PASP*, 107, 1047
- Bergeron, P., Wesemael, F., Dufour, P., et al. 2011, *ApJ*, 737, 28
- Bessel, F. W. 1844, *MNRAS*, 6, 136
- Bischoff-Kim, A., Montgomery, M. H., & Winget, D. E. 2008, *ApJ*, 675, 1512
- Bloecker, T. 1995, *A&A*, 299, 755
- Bono, G., Salaris, M., & Gilmozzi, R. 2013, *A&A*, 549, A102
- Bours, M. C. P., Marsh, T. R., Gänsicke, B. T., et al. 2015, *MNRAS*, 450, 3966
- Brassard, P., & Fontaine, G. 2005, *ApJ*, 622, 572
- Brassard, P., Fontaine, G., Wesemael, F., Kawaler, S. D., & Tassoul, M. 1991, *ApJ*, 367, 601
- Bravo, E., Isern, J., Canal, R., & Labay, J. 1992, *A&A*, 257, 534
- Brickhill, A. J. 1983, *MNRAS*, 204, 537
- Burgers, J. M. 1969, *Flow Equations for Composite Gases*
- Calcaferro, L. M., Althaus, L. G., & Córscico, A. H. 2018, *A&A*, 614, A49
- Calcaferro, L. M., Córscico, A. H., & Althaus, L. G. 2016, *A&A*, 589, A40
- Calcaferro, L. M., Córscico, A. H., Camisassa, M. E., Althaus, L. G., & Shibahashi, H. 2017, in *European Physical Journal Web of Conferences*, Vol. 152, *European Physical Journal Web of Conferences*, 06012

- Camacho, J., Torres, S., García-Berro, E., et al. 2014, *A&A*, 566, A86
- Camisassa, M. E., Althaus, L. G., Córscico, A. H., et al. 2016a, *ApJ*, 823, 158
- Camisassa, M. E., Althaus, L. G., Rohrmann, R. D., et al. 2017, *ApJ*, 839, 11
- Camisassa, M. E., Córscico, A. H., Althaus, L. G., & Shibahashi, H. 2016b, *A&A*, 595, A45
- Camisassa, M. E., Althaus, L. G., Córscico, A. H., et al. 2018, ArXiv e-prints, arXiv:1807.03894
- Campos, F., Bergeron, P., Romero, A. D., et al. 2016, *MNRAS*, 456, 3729
- Carollo, D., Freeman, K., Beers, T. C., et al. 2014, *ApJ*, 788, 180
- Casewell, S. L., Dobbie, P. D., Napiwotzki, R., et al. 2009, *MNRAS*, 395, 1795
- Cassisi, S., Potekhin, A. Y., Pietrinferni, A., Catelan, M., & Salaris, M. 2007, *ApJ*, 661, 1094
- Castanheira, B. G., & Kepler, S. O. 2008, *MNRAS*, 385, 430
- . 2009, *MNRAS*, 396, 1709
- Castanheira, B. G., Kepler, S. O., Kleinman, S. J., Nitta, A., & Fraga, L. 2010, *MNRAS*, 405, 2561
- . 2013, *MNRAS*, 430, 50
- Catalán, S., Isern, J., García-Berro, E., & Ribas, I. 2008a, *MNRAS*, 387, 1693
- Catalán, S., Isern, J., García-Berro, E., et al. 2008b, *A&A*, 477, 213
- Caughlan, G. R., & Fowler, W. A. 1988, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 40, 283
- Chaboyer, B., Fenton, W. H., Nelan, J. E., Patnaude, D. J., & Simon, F. E. 2001, *ApJ*, 562, 521
- Chandrasekhar, S. 1931, *ApJ*, 74, 81
- Chin, C.-W., Chiu, H.-Y., & Stothers, R. 1966, *Annals of Physics*, 39, 280
- Cojocaru, R., Torres, S., Althaus, L. G., Isern, J., & García-Berro, E. 2015, *A&A*, 581, A108
- Correnti, M., Gennaro, M., Kalirai, J. S., Cohen, R. E., & Brown, T. M. 2018, *ApJ*, 864, 147
- Córscico, A. H., & Althaus, L. G. 2006, *A&A*, 454, 863
- . 2014a, *A&A*, 569, A106
- . 2014b, *ApJL*, 793, L17
- . 2016, *A&A*, 585, A1
- Córscico, A. H., Althaus, L. G., García-Berro, E., & Romero, A. D. 2013, *J. Cosm. Astropart. Phys.*, 6, 32
- Córscico, A. H., Althaus, L. G., & Miller Bertolami, M. M. 2006, *A&A*, 458, 259
- Córscico, A. H., Althaus, L. G., Miller Bertolami, M. M., González Pérez, J. M., & Kepler, S. O. 2009, *ApJ*, 701, 1008

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Córsico, A. H., Althaus, L. G., Miller Bertolami, M. M., et al. 2012a, *MNRAS*, 424, 2792
- . 2012b, *MNRAS*, 424, 2792
- Córsico, A. H., Althaus, L. G., Montgomery, M. H., García-Berro, E., & Isern, J. 2005, *A&A*, 429, 277
- Córsico, A. H., Althaus, L. G., Romero, A. D., et al. 2012c, *JCAP*, 12, 10
- Córsico, A. H., García-Berro, E., Althaus, L. G., & Isern, J. 2004, *A&A*, 427, 923
- Cox, J. P. 1980, *Theory of stellar pulsation*
- Curd, B., Gianninas, A., Bell, K. J., et al. 2017, *MNRAS*, 468, 239
- D’Antona, F., & Mazzitelli, I. 1989, *ApJ*, 347, 934
- Davis, D. S., Richer, H. B., Anderson, J., et al. 2008, *AJ*, 135, 2155
- De Gerónimo, F. C., Althaus, L. G., Córsico, A. H., Romero, A. D., & Kepler, S. O. 2017, *A&A*, 599, A21
- De Gerónimo, F. C., Córsico, A. H., Althaus, L. G., Wachlin, F. C., & Camisassa, M. E. 2019, *A&A*, 621, A100
- Deloye, C. J., & Bildsten, L. 2002, *ApJ*, 580, 1077
- di Criscienzo, M., D’Antona, F., & Ventura, P. 2010, *A&A*, 511, A70
- Dotter, A., Sarajedini, A., Anderson, J., et al. 2010, *ApJ*, 708, 698
- Dziembowski, W. A. 1971, *AcA*, 21, 289
- Farihi, J. 2016, *NewAR*, 71, 9
- Ferguson, J. W., Alexander, D. R., Allard, F., et al. 2005, *ApJ*, 623, 585
- Fontaine, G., & Brassard, P. 2008, *PASP*, 120, 1043
- Fontaine, G., Brassard, P., & Bergeron, P. 2001, *PASP*, 113, 409
- Fowler, R. H. 1926, *MNRAS*, 87, 114
- Freytag, B., Ludwig, H.-G., & Steffen, M. 1996, *A&A*, 313, 497
- Fujimoto, M. Y. 1977, *PASJ*, 29, 331
- Gaia Collaboration, Babusiaux, C., van Leeuwen, F., et al. 2018, *A&A*, 616, A10
- Gänsicke, B. T., Koester, D., Farihi, J., et al. 2012, *MNRAS*, 424, 333
- Gänsicke, B. T., Aungwerojwit, A., Marsh, T. R., et al. 2016, *ApJL*, 818, L7
- García-Berro, E., Torres, S., Isern, J., & Burkert, A. 1999, *MNRAS*, 302, 173
- García-Berro, E., Althaus, L. G., Córsico, A. H., & Isern, J. 2008, *ApJ*, 677, 473
- García-Berro, E., Hernanz, M., Isern, J., & Mochkovitch, R. 1988, *Nature*, 333, 642

- . 1995, *MNRAS*, 277, 801
- García-Berro, E., Hernanz, M., Mochkovitch, R., & Isern, J. 1988, *A&A*, 193, 141
- García-Berro, E., Isern, J., & Hernanz, M. 1997, *MNRAS*, 289, 973
- García-Berro, E., Lorén-Aguilar, P., Torres, S., Althaus, L. G., & Isern, J. 2011a, *JCAP*, 5, 21
- García-Berro, E., & Oswalt, T. D. 2016, *NewAR*, 72, 1
- García-Berro, E., Ritossa, C., & Iben, Jr., I. 1997, *ApJ*, 485, 765
- García-Berro, E., Torres, S., Althaus, L. G., & Miller Bertolami, M. M. 2014, *A&A*, 571, A56
- García-Berro, E., Torres, S., Isern, J., & Burkert, A. 1999, *MNRAS*, 302, 173
- . 2004a, *Astron. & Astrophys.*, 418, 53
- . 2004b, *A&A*, 418, 53
- García-Berro, E., Torres, S., Renedo, I., et al. 2011b, *A&A*, 533, A31
- García-Berro, E., Torres, S., Althaus, L. G., et al. 2010a, *Nature*, 465, 194
- . 2010b, *Nature*, 465, 194
- Gentile Fusillo, N. P., Tremblay, P.-E., Gänsicke, B. T., et al. 2018, ArXiv e-prints, arXiv:1807.03315
- Giammichele, N., Charpinet, S., Fontaine, G., et al. 2018, *Nature*, 554, 73
- Gianninas, A., Bergeron, P., & Ruiz, M. T. 2011, *ApJ*, 743, 138
- Gil-Pons, P., Gutiérrez, J., & García-Berro, E. 2007, *A&A*, 464, 667
- Goldreich, P., & Wu, Y. 1999, *ApJ*, 511, 904
- Goldsbury, R., Heyl, J., Richer, H. B., et al. 2012, *ApJ*, 760, 78
- Gratton, R. G., Bragaglia, A., Carretta, E., et al. 2003, *A&A*, 408, 529
- Groenewegen, M. A. T., Sloan, G. C., Soszyński, I., & Petersen, E. A. 2009, *A&A*, 506, 1277
- Groenewegen, M. A. T., Whitelock, P. A., Smith, C. H., & Kerschbaum, F. 1998, *MNRAS*, 293, 18
- Gustafsson, B., & Nissen, P. E. 1972, *A&A*, 19, 261
- Haft, M., Raffelt, G., & Weiss, A. 1994, *ApJ*, 425, 222
- Hansen, B. M. S. 1998, *Nature*, 394, 860
- . 1999, *ApJ*, 520, 680
- Hansen, B. M. S., & Liebert, J. 2003, *ARAA*, 41, 465
- Hansen, B. M. S., Brewer, J., Fahlman, G. G., et al. 2002, *ApJL*, 574, L155

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Hansen, B. M. S., Anderson, J., Brewer, J., et al. 2007, *ApJ*, 671, 380
- Hansen, B. M. S., Kalirai, J. S., Anderson, J., et al. 2013, *Nature*, 500, 51
- Hansen, B. M. S., Kalirai, J. S., Anderson, J., et al. 2013, *Nature*, 500, 51
- Harris, H. C., Liebert, J., Kleinman, S. J., et al. 2003, *AJ*, 126, 1023
- Hermes, J. J., Kepler, S. O., Castanheira, B. G., et al. 2013, *ApJL*, 771, L2
- Hermes, J. J., Montgomery, M. H., Winget, D. E., et al. 2012, *ApJL*, 750, L28
- Herwig, F., Blöcker, T., Langer, N., & Driebe, T. 1999, *A&A*, 349, L5
- Herwig, F., Bloeker, T., Schoenberner, D., & El Eid, M. 1997, *A&A*, 324, L81
- Heyl, J. S., Richer, H., Anderson, J., et al. 2012, *ApJ*, 761, 51
- Holberg, J. B., & Bergeron, P. 2006, *AJ*, 132, 1221
- Holberg, J. B., Oswalt, T. D., Sion, E. M., & McCook, G. P. 2016, *MNRAS*, 462, 2295
- Hollands, M. A., Gänsicke, B. T., & Koester, D. 2018a, *MNRAS*, 477, 93
- Hollands, M. A., Tremblay, P.-E., Gänsicke, B. T., Gentile-Fusillo, N. P., & Toonen, S. 2018b, *MNRAS*, 480, 3942
- Horowitz, C. J., Schneider, A. S., & Berry, D. K. 2010a, *Physical Review Letters*, 104, 231101
- . 2010b, *Physical Review Letters*, 104, 231101
- Hughto, J., Horowitz, C. J., Schneider, A. S., et al. 2012, *PhRvE*, 86, 066413
- Hughto, J., Schneider, A. S., Horowitz, C. J., & Berry, D. K. 2010, *PhRvE*, 82, 066401
- Hummer, D. G., & Mihalas, D. 1988, *ApJ*, 331, 794
- Iben, Jr., I. 1985, *Royal Astronomical Society, Quarterly Journal*, 26, 1
- Iben, Jr., I., Kaler, J. B., Truran, J. W., & Renzini, A. 1983, *ApJ*, 264, 605
- Iben, Jr., I., & MacDonald, J. 1985, *ApJ*, 296, 540
- . 1986a, *ApJ*, 301, 164
- . 1986b, *ApJ*, 301, 164
- Iben, Jr., I., & Tutukov, A. V. 1984, *ApJ*, 282, 615
- Iglesias, C. A., & Rogers, F. J. 1996a, *ApJ*, 464, 943
- . 1996b, *ApJ*, 464, 943
- Iglesias, C. A., Rogers, F. J., & Saumon, D. 2002, *ApJL*, 569, L111
- Isern, J., García-Berro, E., Althaus, L. G., & Córscico, A. H. 2010, *A&A*, 512, A86
- Isern, J., García-Berro, E., Hernanz, M., & Chabrier, G. 2000, *ApJ*, 528, 397
- Isern, J., García-Berro, E., Hernanz, M., Mochkovitch, R., & Torres, S. 1998, *ApJ*, 503, 239



- Isern, J., García-Berro, E., Torres, S., & Catalán, S. 2008, *ApJL*, 682, L109
- Isern, J., García-Berro, E., Torres, S., Cojocarú, R., & Catalán, S. 2018, *MNRAS*, 478, 2569
- Isern, J., Hernanz, M., & García-Berro, E. 1992, *ApJL*, 392, L23
- Isern, J., Hernanz, M., Mochkovitch, R., & García-Berro, E. 1991, *A&A*, 241, L29
- Isern, J., Mochkovitch, R., García-Berro, E., & Hernanz, M. 1997a, *ApJ*, 485, 308
- . 1997b, *ApJ*, 485, 308
- Itoh, N., Hayashi, H., & Kohyama, Y. 1994, *ApJ*, 436, 418
- Itoh, N., Hayashi, H., Nishikawa, A., & Kohyama, Y. 1996, *ApJS*, 102, 411
- Jeffery, E. J., von Hippel, T., DeGennaro, S., et al. 2011, *ApJ*, 730, 35
- Jiménez-Esteban, F. M., Torres, S., Rebassa-Mansergas, A., et al. 2018, *MNRAS*, 480, 4505
- Kanaan, A., Kepler, S. O., Giovannini, O., & Diaz, M. 1992, *ApJL*, 390, L89
- Kanaan, A., Nitta, A., Winget, D. E., et al. 2005, *A&A*, 432, 219
- Kawaler, S. D., Winget, D. E., Hansen, C. J., & Iben, Jr., I. 1986, *ApJL*, 306, L41
- Kepler, S. O., & Romero, A. D. 2017, in *European Physical Journal Web of Conferences*, Vol. 152, *European Physical Journal Web of Conferences*, 01011
- Kepler, S. O., Pelisoli, I., Koester, D., et al. 2016, *MNRAS*, 455, 3413
- Kilic, M., Hambly, N. C., Bergeron, P., Genest-Beaulieu, C., & Rowell, N. 2018, *MNRAS*, 479, L113
- Kippenhahn, R., & Weigert, A. 1990, "Stellar Structure and Evolution", Springer-Verlag, Berlin
- Kippenhahn, R., Weigert, A., & Hofmeister, E. 1967, *Methods in Computational Physics*, 7, 129
- Kippenhahn, R., Weigert, A., & Weiss, A. ????, "Stellar Structure and Evolution", 2012, Springer-Verlag, Berlin
- Kirzhnits, D. A. 1960, *Sov. Phys. JETP*, 11, 365
- Kleinman, S. J., Harris, H. C., Eisenstein, D. J., et al. 2004, *ApJ*, 607, 426
- Kleinman, S. J., Kepler, S. O., Koester, D., et al. 2013, *ApJS*, 204, 5
- Koester, D., Gänsicke, B. T., & Farihi, J. 2014, *A&A*, 566, A34
- Koester, D., & Kepler, S. O. 2015, *A&A*, 583, A86
- Koester, D., & Knist, S. 2006, *A&A*, 454, 951
- Koester, D., & Schoenberner, D. 1986, *A&A*, 154, 125
- Kovetz, A., & Shaviv, G. 1970, *A&A*, 8, 398

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Kowalski, P. M. 2014, *A&A*, 566, L8
- Kroupa, P. 2001, *MNRAS*, 322, 231
- Lebzelter, T., Lederer, M. T., Cristallo, S., et al. 2008, *A&A*, 486, 511
- Lineweaver, C. H. 1999, *Science*, 284, 1503
- Maeda, K., & Shibahashi, H. 2014, *PASJ*, 66, 76
- Magni, G., & Mazzitelli, I. 1979, *A&A*, 72, 134
- Maoz, D., Mannucci, F., & Nelemans, G. 2014, *ARAA*, 52, 107
- Martinazzi, E., Pieres, A., Kepler, S. O., et al. 2014, *MNRAS*, 442, 3105
- Maxted, P. F. L., Serenelli, A. M., Miglio, A., et al. 2013, *Nature*, 498, 463
- Mazzitelli, I., & Dantona, F. 1986, *ApJ*, 308, 706
- Meakin, C. A., & Arnett, D. 2007, *ApJ*, 667, 448
- Medin, Z., & Cumming, A. 2010, *PhRvE*, 81, 036107
- Mestel, L. 1952, *MNRAS*, 112, 583
- Mestel, L., & Ruderman, M. A. 1967, *MNRAS*, 136, 27
- Metcalfe, T. S., Montgomery, M. H., & Kanaan, A. 2004, *ApJL*, 605, L133
- Miller Bertolami, M. M. 2014, *A&A*, 562, A123
- . 2016, *A&A*, 588, A25
- Miller Bertolami, M. M., & Althaus, L. G. 2006, *A&A*, 454, 845
- Miller Bertolami, M. M., Althaus, L. G., & García-Berro, E. 2013a, *ApJL*, 775, L22
- . 2013b, *ApJL*, 775, L22
- Miller Bertolami, M. M., Althaus, L. G., Serenelli, A. M., & Panei, J. A. 2006, *A&A*, 449, 313
- Miller Bertolami, M. M., Melendez, B. E., Althaus, L. G., & Isern, J. 2014, *JCAP*, 10, 69
- Milone, A. P., Marino, A. F., Piotto, G., et al. 2012, *ApJ*, 745, 27
- Montgomery, M. H., & Winget, D. E. 1999, *ApJ*, 526, 976
- Mowlavi, N. 1999, *A&A*, 344, 617
- Mukadam, A. S., Mullally, F., Nather, R. E., et al. 2004, *ApJ*, 607, 982
- Napiwotzki, R., Christlieb, N., Drechsel, H., et al. 2001, *Astronomische Nachrichten*, 322, 411
- Nitta, A., Kepler, S. O., Chené, A.-N., et al. 2016, *IAU Focus Meeting*, 29, 493
- Paquette, C., Pelletier, C., Fontaine, G., & Michaud, G. 1986a, *ApJ Supplement*, 61, 177
- . 1986b, *ApJ Supplement*, 61, 197

- Pasquini, L., Koch, A., Smiljanic, R., Bonifacio, P., & Modigliani, A. 2014, *A&A*, 563, A3
- Pauldrach, A., Puls, J., Kudritzki, R. P., Mendez, R. H., & Heap, S. R. 1988, *A&A*, 207, 123
- Peccei, R. D., & Quinn, H. R. 1977a, *PhRvD*, 16, 1791
- . 1977b, *Physical Review Letters*, 38, 1440
- Press, W. H., Flannery, B. P., & Teukolsky, S. A. 1986, "Numerical recipes. The art of scientific computing", Cambridge University Press, Cambridge
- Rebassa-Mansergas, A., Rybicka, M., Liu, X.-W., Han, Z., & García-Berro, E. 2015, *MNRAS*, 452, 1637
- Renedo, I., Althaus, L. G., Miller Bertolami, M. M., et al. 2010a, *ApJ*, 717, 183
- . 2010b, *Astrophys. J.*, 717, 183
- Richer, H. B., Dotter, A., Hurley, J., et al. 2008, *AJ*, 135, 2141
- Richer, H. B., Goldsbury, R., Heyl, J., et al. 2013, *ApJ*, 778, 104
- Ritossa, C., García-Berro, E., & Iben, Jr., I. 1999, *ApJ*, 515, 381
- Rohrmann, R. D. 2018, *MNRAS*, 473, 457
- Rohrmann, R. D., Althaus, L. G., García-Berro, E., Córscico, A. H., & Miller Bertolami, M. M. 2012, *A&A*, 546, A119
- Rohrmann, R. D., Serenelli, A. M., Althaus, L. G., & Benvenuto, O. G. 2002, *MNRAS*, 335, 499
- Romero, A. D., Campos, F., & Kepler, S. O. 2015, *MNRAS*, 450, 3708
- Romero, A. D., Córscico, A. H., Althaus, L. G., et al. 2012, *MNRAS*, 420, 1462
- Romero, A. D., Kepler, S. O., Córscico, A. H., Althaus, L. G., & Fraga, L. 2013, *ApJ*, 779, 58
- Romero, A. D., Córscico, A. H., Castanheira, B. G., et al. 2017, *ApJ*, 851, 60
- Russell, H. N. 1914, *Popular Astronomy*, 22, 275
- Saio, H. 2013, in *European Physical Journal Web of Conferences*, Vol. 43, European Physical Journal Web of Conferences, 05005
- Salaris, M., Althaus, L. G., & García-Berro, E. 2013, *A&A*, 555, A96
- Salaris, M., Cassisi, S., Pietrinferni, A., Kowalski, P. M., & Isern, J. 2010, *ApJ*, 716, 1241
- Salaris, M., Domínguez, I., García-Berro, E., et al. 1997a, *ApJ*, 486, 413
- . 1997b, *ApJ*, 486, 413
- Salaris, M., García-Berro, E., Hernanz, M., Isern, J., & Saumon, D. 2000, *ApJ*, 544, 1036
- Salaris, M., Serenelli, A., Weiss, A., & Miller Bertolami, M. 2009, *ApJ*, 692, 1013
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Sánchez Arias, J. P., Córscico, A. H., & Althaus, L. G. 2017, *A&A*, 597, A29
- Santamaría-Pérez, D., Mukherjee, G. D., Schwager, B., & Boehler, R. 2010, *PhRvB*, 81, 214101
- Savedoff, M. P., van Horn, H. M., & Vila, S. C. 1969, *ApJ*, 155, 221
- Schmidt, M. 1959, *ApJ*, 129, 243
- Schoenberner, D. 1979, *A&A*, 79, 108
- Schröder, K.-P., & Cuntz, M. 2005, *ApJL*, 630, L73
- Segretain, L., Chabrier, G., Hernanz, M., et al. 1994, *ApJ*, 434, 641
- Serenelli, A. M., Althaus, L. G., Rohrmann, R. D., & Benvenuto, O. G. 2001, *MNRAS*, 325, 607
- Siegel, M. H., Dotter, A., Majewski, S. R., et al. 2007, *ApJL*, 667, L57
- Siess, L. 2006, *A&A*, 448, 717
- . 2007, *A&A*, 476, 893
- . 2010, *A&A*, 512, A10
- Sirianni, M., Jee, M. J., Benítez, N., et al. 2005, *PASP*, 117, 1049
- Stoner, E. 1930, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science: Series 7, Volume 9, Issue 60*, p. 944-963, 9, 944
- Straniero, O., Domínguez, I., Imbriani, G., & Piersanti, L. 2003, *ApJ*, 583, 878
- Strickler, R. R., Cool, A. M., Anderson, J., et al. 2009, *ApJ*, 699, 40
- Sugimoto, D. 1970, *ApJ*, 159, 619
- Tassoul, M., Fontaine, G., & Winget, D. E. 1990, *ApJS*, 72, 335
- Torres, S., García-Berro, E., Althaus, L. G., & Camisassa, M. E. 2015, *A&A*, 581, A90
- Torres, S., García-Berro, E., Burkert, A., & Isern, J. 2001, *MNRAS*, 328, 492
- Torres, S., García-Berro, E., Burkert, A., & Isern, J. 2002a, *MNRAS*, 336, 971
- . 2002b, *MNRAS*, 336, 971
- Torres, S., García-Berro, E., Cojocaru, R., & Calamida, A. 2018, *MNRAS*, 476, 1654
- Tremblay, P.-E., Cukanovaite, E., Gentile Fusillo, N. P., Cunningham, T., & Hollands, M. 2018, *ArXiv e-prints*, arXiv:1811.03084
- Tremblay, P.-E., Cukanovaite, E., Gentile Fusillo, N. P., Cunningham, T., & Hollands, M. A. 2019a, *MNRAS*, 482, 5222
- Tremblay, P.-E., Fontaine, G., Fusillo, N. P. G., et al. 2019b, *Nature*, 565, 202
- Unno, W., Osaki, Y., Ando, H., Saio, H., & Shibahashi, H. 1989, *Nonradial oscillations of stars*, ed. Unno, W., Osaki, Y., Ando, H., Saio, H., & Shibahashi, H.

- 
- Van Grootel, V., Dupret, M.-A., Fontaine, G., et al. 2012, *A&A*, 539, A87
- van Horn, H. M. 1968, *ApJ*, 151, 227
- VandenBerg, D. A., Brogaard, K., Leaman, R., & Casagrande, L. 2013, *ApJ*, 775, 134
- Villanova, S., Geisler, D., Gratton, R. G., & Cassisi, S. 2014, *ApJ*, 791, 107
- Watson, A. 1998, *Science*, 279, 1455
- Weiss, A., & Ferguson, J. W. 2009, *A&A*, 508, 1343
- Winget, D. E., Hansen, C. J., Liebert, J., et al. 1987, *ApJL*, 315, L77
- Winget, D. E., Hansen, C. J., & van Horn, H. M. 1983, *Nature*, 303, 781
- Winget, D. E., & Kepler, S. O. 2008, *ARAA*, 46, 157
- Winget, D. E., Kepler, S. O., Campos, F., et al. 2009a, *ApJL*, 693, L6
- . 2009b, *ApJL*, 693, L6
- Winget, D. E., & van Horn, H. M. 1987, in *IAU Colloq. 95: Second Conference on Faint Blue Stars*, ed. A. G. D. Philip, D. S. Hayes, & J. W. Liebert, 363–374
- Wood, M. A. 1992, *ApJ*, 386, 539
- Wood, M. A. 1995, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 443, *White Dwarfs*, ed. D. Koester & K. Werner, 41
- York, D. G., Adelman, J., Anderson, Jr., J. E., et al. 2000, *AJ*, 120, 1579