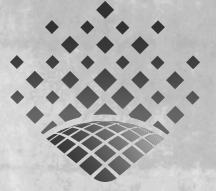




NUCLEOSÍNTESIS Y PULSACIONES  
EN ESTRELLAS SUBENANAS CALIENTES  
Y ENANAS BLANCAS RICAS EN HELIO



TIARA BATTICH

Tesis para obtener el grado académico de  
Doctora en Astronomía

Director: Dr. Leandro G. Althaus

Universidad Nacional de La Plata  
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

LA PLATA, ARGENTINA. MARZO DE 2020



# RESUMEN

Las estrellas subenanas calientes (sdOB) son estrellas de baja masa ( $\sim 0.5 M_{\odot}$ ) con temperaturas efectivas mayores a 22000 K. La mayoría de estas estrellas se encuentran fusionando helio en su interior, y presentan envolturas ricas en hidrógeno demasiado delgadas para sostener la fusión de hidrógeno en capas. Si bien la mayor parte de las sdOB presentan atmósferas ricas en hidrógeno, una porción de estas estrellas presentan superficies deficientes en hidrógeno y ricas en helio (He-sdOB). El proceso de formación de este tipo de estrellas no está completamente entendido y probablemente no sea único. Al día de hoy hay dos escenarios evolutivos propuestos para explicar la existencia de las He-sdOB: la coalescencia de dos enanas blancas con núcleos de helio y la ocurrencia de un flash tardío del helio en estrellas que perdieron toda, o casi toda, su envoltura en la rama de las gigantes rojas (escenario de *hot-flasher*). Las estrellas He-sdOB presentan, además de su enriquecimiento en helio, otras peculiaridades en su composición química. Estudiar estas peculiaridades químicas, ayuda a entender cómo se formaron estas estrellas. En particular, algunas He-sdOB presentan enriquecimientos de elementos más pesados que el hierro. Se cree que estos elementos aparecen en las zonas de formación de líneas gracias a la acción de la presión de radiación. Sin embargo, tanto en la coalescencia de enanas blancas, como en el escenario de *hot-flasher*, podrían darse condiciones para la ocurrencia de procesos lentos de captura de neutrones, formando así elementos más pesados que el hierro en el interior estelar. Sin embargo, la posibilidad de que estos elementos se creen en el proceso de formación de las He-sdOBs no se encuentra estudiado. En esta Tesis estudiamos esta posibilidad en el escenario evolutivo de *hot-flasher*, así como también contrastamos abundancias químicas de elementos más livianos predichas por este escenario, con abundancias químicas observadas en estrellas He-sdOB. Para la realización de este estudio, realizamos cálculos detallados de la evolución estelar en el escenario *hot-flasher* con el código de evolución LPCODE, desarrollado en La Plata. Además, desarrollamos un nuevo código de post-procesado para el estudio detallado de la nucleosíntesis estelar.

Otro aspecto interesante de las estrellas He-sdOB es que algunas se encuentran pulsando. El mecanismo de pulsación de estas estrellas no está aún entendido. En esta Tesis estudiamos también dos posibles mecanismos de excitación de pulsaciones en el escenario de *hot-flasher*, contrastando los resultados con las propiedades pulsacionales observadas en estas estrellas. Dichos mecanismos son el mecanismo  $\epsilon$ , que actúa siempre que sucedan reacciones nucleares en el interior estelar, y el mecanismo estocástico, en el que las zonas convectivas excitan modos pulsacionales de gravedad en el interior estelar. Para el estudio de estos mecanismos, realizamos simulaciones detalladas de las pulsaciones estelares no radiales, adiabáticas y no adiabáticas, utilizando el código de pulsaciones estelares LP-PUL desarrollado en La Plata.

El objetivo final de los estudios mencionados, es aportar al entendimiento de la historia evolutiva de las estrellas He-sdOB. En particular, encontramos que en el escenario de *hot-flasher* se dan las condiciones necesarias para la creación de procesos lentos de captura de neutrones, y que la cantidad de este tipo de reacciones que ocurren, depende del modelado de los procesos de mezcla en el interior estelar. También, encontramos que el mecanismo

estocástico es un buen candidato para explicar las pulsaciones en las estrellas HesdOB. De confirmarse esto último, sería una demostración de que las estrellas de baja masa atraviesan sub-flashes del helio, antes de su etapa de fusión de helio de manera estable.

Posteriormente, estudiamos las propiedades pulsacionales de las estrellas enanas blancas deficientes en hidrógeno, que evolucionan a partir de estrellas He-sdOB en el escenario de *hot-flasher*. Comparamos sus propiedades pulsacionales con otro escenario evolutivo propuesto para las enanas blancas deficientes en hidrógeno, el de la ocurrencia de pulsos térmicos tardíos. En este estudio, caracterizamos el potencial de la astrosismología para poder distinguir entre los dos canales evolutivos mencionados. Finalmente, utilizamos nuestros modelos detallados de enanas blancas como laboratorio para estudiar la física de los axiones, un tipo hipotético de partículas fundamentales.



*A mi madre,  
María Mercedes Cerviño.*



# ÍNDICE GENERAL

<b>Resumen</b>	<b>iii</b>
<b>1 Introducción</b>	<b>1</b>
1.1 Estrellas subenanas calientes	1
1.1.1 Estrellas sdOB enriquecidas en helio	8
1.1.2 Objetivos de la tesis. Parte I	11
1.2 Enanas blancas	14
1.2.1 Estrellas EB deficientes en hidrógeno	19
1.2.2 Objetivos de la tesis. Parte II	20
<b>2 Marco teórico</b>	<b>23</b>
2.1 Estructura y evolución estelar	23
2.1.1 Aspectos básicos del modelado estelar	23
2.1.2 Resolución de las ecuaciones de estructura y evolución estelar	30
2.1.3 Evolución estelar aislada canónica	32
2.1.4 Escenarios para la formación de estrellas sdOBs	37
2.1.5 Escenario de hot-flasher	42
2.1.6 Escenarios para la formación de estrellas EB deficientes en H	46
2.2 Nucleosíntesis estelar	49
2.2.1 Etapas de fusión del hidrógeno	52
2.2.2 Etapas de fusión del helio	57
2.2.3 Procesos de capturas de neutrones	57
2.3 Pulsaciones estelares	60
2.3.1 Ecuaciones de pulsaciones estelares lineales no-radiales	62
2.3.2 Aproximación adiabática de las oscilaciones	66
2.3.3 Excitación de oscilaciones y mecanismos de pulsación	70
2.3.4 Implementación numérica de las ecuaciones de oscilación	77
2.4 Sobre los axiones	80
2.4.1 Emisión de axiones en enanas blancas	82
2.4.2 Implementación numérica de la emisión de axiones	83
<b>3 Pulsaciones en estrellas iHe-sdOB</b>	<b>85</b>
3.1 Mecanismo $\epsilon$	87
3.1.1 Secuencias evolutivas calculadas	88
3.1.2 Análisis de estabilidad	91
3.1.3 Discusión	100
3.1.4 Conclusiones	101
3.2 Mecanismo estocástico	102
3.2.1 Cálculos realizados	102

3.2.2	Resultados . . . . .	107
3.2.3	Discusión . . . . .	112
3.2.4	Conclusiones . . . . .	112
3.3	Conclusiones del capítulo . . . . .	113
<b>4</b>	<b>Nucleosíntesis en estrellas He-sdOB</b>	<b>115</b>
4.1	Código de pos-procesado para el estudio de la nucleosíntesis estelar . . . . .	117
4.1.1	Red nuclear utilizada . . . . .	117
4.1.2	Estructura del código de pos-procesado . . . . .	119
4.1.3	Test al código de pos-procesado . . . . .	124
4.2	Resultados preliminares . . . . .	135
4.2.1	Abundancias de elementos livianos en la ZAEHB . . . . .	135
4.2.2	Estrellas iHe-sdOB . . . . .	160
4.2.3	Estrellas eHe-sdO . . . . .	170
4.3	Conclusiones . . . . .	178
<b>5</b>	<b>Enanas blancas deficientes en hidrógeno</b>	<b>181</b>
5.1	Enanas blancas deficientes en hidrógeno de baja masa . . . . .	181
5.1.1	Cálculos realizados . . . . .	182
5.1.2	Evolución hacia la etapa de EB y perfiles químicos . . . . .	183
5.1.3	Propiedades pulsacionales . . . . .	186
5.1.4	Discusión y conclusiones . . . . .	189
5.2	Enanas blancas DB como laboratorios para la física de los axiones . . . . .	190
5.2.1	Simulaciones realizadas . . . . .	191
5.2.2	Efecto de la emisión de axiones en las enanas blancas DB . . . . .	192
5.2.3	Cota al acoplamiento de axiones y electrones a partir de PG 1351+489 . . . . .	194
5.2.4	Conclusiones . . . . .	201
<b>6</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>205</b>
6.1	Trabajos a futuro . . . . .	207

# CAPÍTULO 1

---

## INTRODUCCIÓN

Las estrellas subenanas calientes son objetos astrofísicos muy interesantes, que plantean un gran número de interrogantes. Aún así, están lejos de encontrarse entre las estrellas más conocidas en la comunidad astrofísica en general. Debido a esto, y a que en la realización de esta tesis el trabajo estuvo principalmente centrado en el estudio de estas estrellas, la mayor parte de esta introducción estará dedicada a estos objetos –sección 1.1–. Comenzaremos con una breve reseña histórica, siguiendo con un resumen de nuestro actual conocimiento sobre las subenanas calientes, focalizándonos en sus escenarios de formación. Luego, nos centraremos en las estrellas subenanas calientes enriquecidas en helio, y en la motivación y objetivos de esta tesis. La sección 1.2 estará dedicada a las estrellas enanas blancas. Al final de la sección explicaremos la motivación de estudiar también estas estrellas, explicitando los objetivos de la tesis respecto a este estudio.

### 1.1. Estrellas subenanas calientes

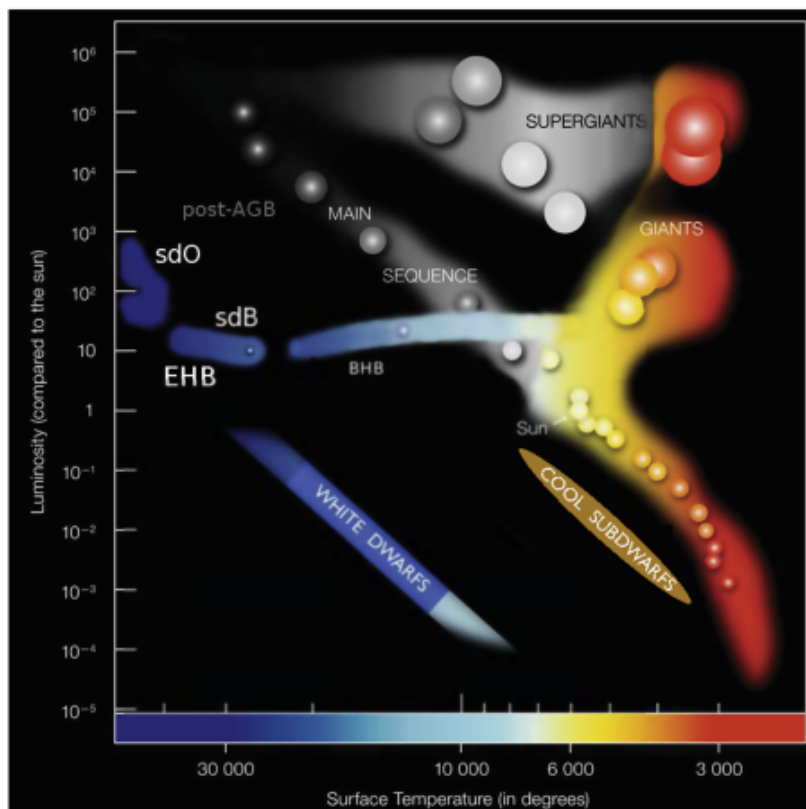
Las estrellas subenanas calientes (sdOB) son estrellas débiles y azules caracterizadas por temperaturas efectivas que van desde los 20000 K hasta más allá de los 45000 K. Son estrellas de baja masa ( $\sim 0.5 M_{\odot}$ ) con gravedades superficiales típicas entre  $\log(g/[\text{cm s}^{-2}]) \sim 5$  y 6.5.<sup>1</sup> En el diagrama de Hertzsprung-Russell<sup>2</sup> se encuentran ubicadas en la llamada rama horizontal extendida (Greenstein & Sargent 1974; Heber 1986; EHB por sus siglas en inglés; ver figura 1.1). El descubrimiento de estas estrellas data de la primera mitad del siglo XX. En la década del 30, el Observatorio del Monte Palomar se encontraba en construcción en California, Estados Unidos, con el motivo de albergar un telescopio reflector con un espejo de 200 pulgadas ( $\sim 5.1$  m, telescopio reflector Hale), que fue finalmente inaugurado en 1949. Sin embargo, antes de la finalización del telescopio Hale, telescopios más pequeños fueron construidos con el fin de realizar sondeos del cielo y decidir qué objetos estudiar con el telescopio Hale (Zwicky 1965). El primero de estos fue un telescopio Schmidt de 18 pulgadas ( $\sim 46$  cm) que en 1936 ya se encontraba en funcionamiento. En 1938, Franz Zwicky comenzó una campaña de observación del cielo donde uno de sus propósitos era encontrar estrellas azules con magnitudes aparentes y absolutas débiles. En esta campaña observó una región

---

<sup>1</sup>A lo largo de esta tesis, la gravedad superficial estará siempre en unidades de  $\text{cm s}^{-2}$  a menos que sean explicitadas otras unidades.

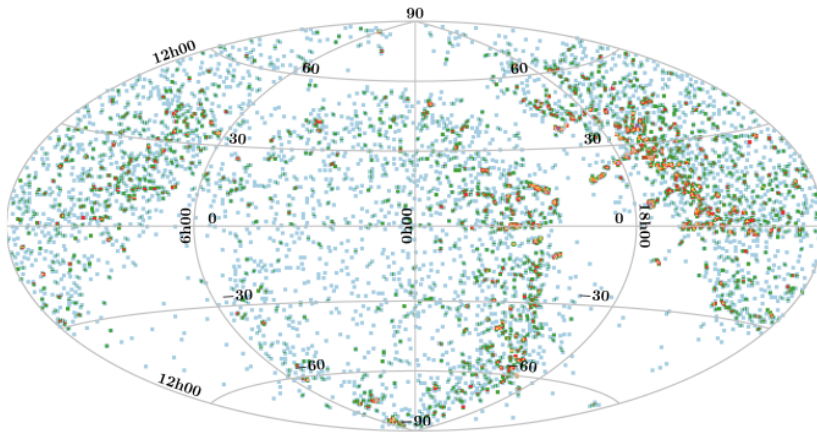
<sup>2</sup>Diagrama de magnitud absoluta (o luminosidad) vs. índice de color (o temperatura efectiva). La temperatura efectiva se define como la temperatura que tendría un cuerpo negro que brille a la misma luminosidad que la estrella.

**Figura 1.1.** Diagrama de Hertzsprung-Russell esquemático mostrando la ubicación de las estrellas subenanas calientes. Imagen adaptada de Heber (2009). La imagen de Heber (2009) fue, a su vez, tomada de ESO y adaptada por S. Geier y K. S. de Boer.



cercana al polo norte galáctico, así como la región de las Hyades<sup>3</sup>, observando por primera vez estrellas subenanas calientes. Zwicky pensaba que tenía que haber cierta conexión entre la etapa de secuencia principal y la etapa de enana blanca, y que de alguna u otra manera, estrellas azules con luminosidades intermedias podrían ser parte de esa etapa intermedia. Si bien esto es cierto, las ideas de Zwicky sobre la naturaleza de estos objetos dista de lo que hoy entendemos por estrellas subenanas azules. “The early history of the faint blue star program” (La historia temprana del programa de estrellas débiles azules, Zwicky 1965) es una muy buena lectura sobre la historia temprana del descubrimiento de las subenanas calientes. Según escribe Jesse L. Greenstein en la introducción de dicho estudio, a Zwicky le costó convencer a sus colegas de la existencia de objetos azules intrínsecamente débiles (que no fueran enanas blancas). Sin embargo, poco tiempo después el campo de estudio de las estrellas débiles azules se encontraba ya enraizado. Nuevas campañas para buscar estrellas similares (v.g. Luyten & Miller 1951; Luyten 1953), en conjunto con determinaciones de movimientos propios y estudios espectroscópicos, dieron indicios de que algunas estrellas azules tenían magnitudes absolutas que las ubicaba por debajo de la secuencia principal –pero que no llegaban a ser enanas blancas– (Luyten 1953; Pels & Blaauw 1953; Greenstein 1956; Münch 1958), dejando en evidencia la existencia de objetos de este tipo. Subsiguientes campañas en búsqueda de este tipo de estrellas (Iriarte & Chavira 1957; Chavira 1958, 1959; Haro & Luyten 1962; Green et al. 1986; Downes 1986) llevaron en 1988 a la publicación del primer catálogo de estrellas subenanas calientes del campo galáctico, Kilkeny et al. (1988), que contenía 1225 objetos identificados. Más información sobre las primeras etapas del estudio de las estrellas subenanas calientes puede encontrarse en Greenstein (1987) y Lynas-Gray (2004).

<sup>3</sup>Según palabras de Zwicky, hubo una tercera región observada, cuyas placas no pudieron analizarse por interferencia de la Segunda Guerra Mundial (Zwicky 1965).



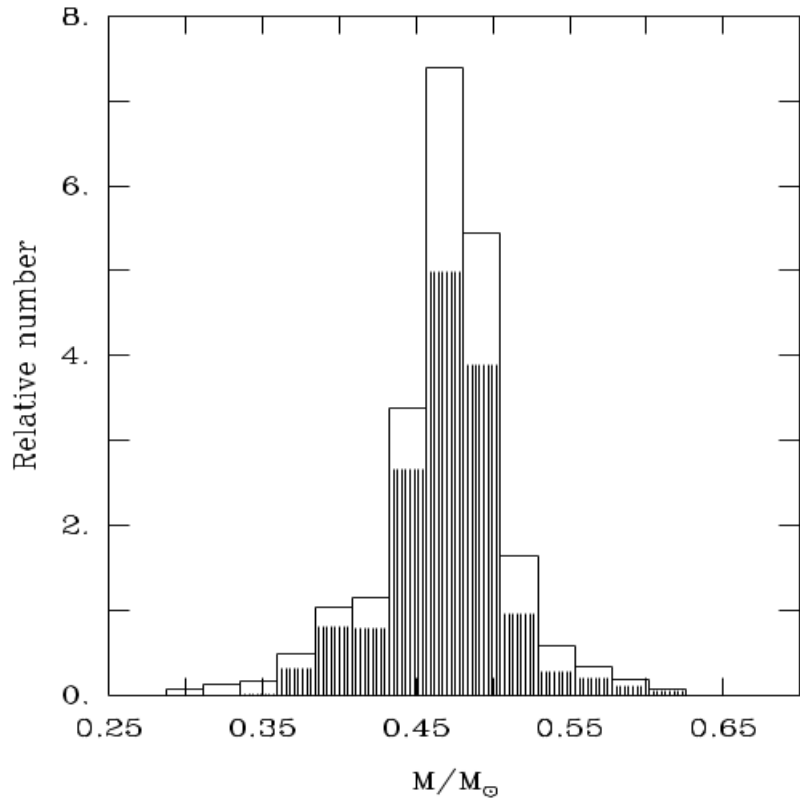
**Figura 1.2.** Distribución en el cielo de las sdOB del catálogo de Geier (2020) en coordenadas ecuatoriales. La escala de colores representa la densidad de estrellas, siendo celeste menor densidad, siguiendo por verde, rojo, y amarillo mayor densidad. Figura tomada de Geier (2020).

Por otra parte, estudios de cúmulos globulares mostraban la existencia de una rama horizontal prolongada hacia el azul en algunos de ellos (v.g. Greenstein 1939), a veces con estrellas bien extendidas al azul (Arp 1955; Sandage & Wallerstein 1960). La conexión entre las subenanas calientes del campo galáctico y la extensión de la rama horizontal azul de cúmulos globulares se planteó en la década del 70, por Greenstein (1971), Caloi (1972) y Greenstein & Sargent (1974). En ese momento, la naturaleza de estos objetos empezaba a estar mejor entendida. Hoyle & Schwarzschild (1955) plantearon que los objetos en la rama horizontal estarían en un estadio evolutivo posterior a la rama de las gigantes rojas<sup>4</sup>, fusionando helio en su núcleo. Los primeros cálculos evolutivos de estrellas en la rama horizontal fueron realizados por Faulkner (1966). En este trabajo Faulkner investiga principalmente el impacto de la metalicidad en los modelos de estrellas de la rama horizontal, demostrando que modelos de mayor metalicidad son también más rojos (i.e. más fríos). Sin embargo, en su trabajo se puede ver que estrellas con menores masas de la envoltura se ubican a temperaturas más calientes (ver figura 2 de Faulkner 1966). Posteriormente, Iben & Rood (1970) encontraron que modelos más masivos tienden a ser más rojos en la rama horizontal, mientras que modelos menos masivos se ubican más hacia el azul. Caloi (1972) se dio cuenta de la necesidad de calcular modelos de la rama horizontal con envolturas más delgadas para poder explicar las temperaturas observadas en las estrellas subenanas calientes y las estrellas más azules de cúmulos globulares. Caloi (1972) fue así la primera en calcular modelos de estrellas subenanas calientes, tomando envolturas con masas del orden de  $5 \times 10^{-3} M_{\odot}$  a  $10^{-2} M_{\odot}$ . Una buena lectura sobre la historia temprana del estudio de estrellas calientes en cúmulos globulares y los primeros modelos de la rama horizontal es Moehler (1999).

En la década del 90 y primeros años del siglo XXI el número de subenanas calientes identificadas se duplicó, gracias a sondeos del cielo no necesariamente pensados para la búsqueda de este tipo de objetos (v.g. Hagen et al. 1995; Wisotzki et al. 1996). Østensen (2006) organizó la información disponible en el momento de más de 2300 subenanas calientes, generando una importante base de datos sobre este tipo de estrellas. En la actualidad, gracias a los sondeos del cielo realizados por el Sloan Digital Sky survey (SDSS, Blanton et al. 2017), el Galaxy Evolution Explorer all-sky survey (GALEX, Bianchi et al. 2017), y el telescopio LAMOST (Cui et al. 2012), la cantidad de subenanas calientes identificadas se duplicó nuevamente. Geier et al. (2017b) armó un catálogo de subenanas calientes del campo galáctico, incluyendo los datos de SDSS (Geier et al. 2015b; Kepler et al. 2015, 2016) y GALEX (Vennes et al. 2011), con 5613 subenanas calientes identificadas. Recientemente, la publicación de los datos

<sup>4</sup>En la rama de las gigantes rojas, la estrella está compuesta por un núcleo de helio, rodeado por una capa donde se fusiona hidrógeno en helio, y una envoltura extendida de hidrógeno.

**Figura 1.3.** Distribución de masas de sdOBs determinadas con análisis astrosismológicos en conjunto con algunas masas determinadas para sdOB en sistemas binarios. El área sombreada corresponde a las masas determinadas astrosismológicamente. Figura adaptada de Fontaine et al. (2012).

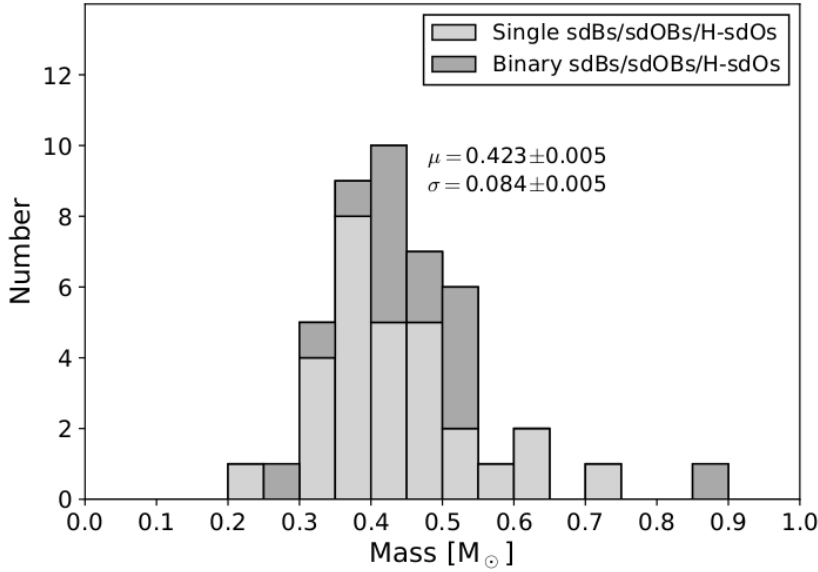


del satélite *Gaia* permitieron una mejor identificación de algunos objetos, por la posibilidad de determinar sus magnitudes absolutas. Utilizando la segunda liberación de datos (DR2) de *Gaia* (Gaia Collaboration et al. 2018), Geier (2020) publicó la segunda versión del catálogo de Geier et al. (2017b), sumando 528 objetos a la lista publicada en el primer catálogo, provenientes principalmente del sondeo del cielo realizado por LAMOST (Lei et al. 2018, 2019, 2020; Luo et al. 2019). Hoy en día, el número de subenanas calientes identificadas en el campo galáctico es de 5874. En la figura 2 mostramos un gráfico de Geier (2020) de la ubicación en el cielo en coordenadas ecuatoriales de las subenanas calientes del campo galáctico. También se detectaron subenanas calientes en cúmulos globulares. (Latour et al. 2018) lanzaron un proyecto, SHOTGLAS, para estudiar espectroscópicamente las estrellas de la rama horizontal extendida de cúmulos globulares. En ese primer trabajo, se enfocaron en el cúmulo globular  $\omega$  Cen, pudiendo estudiar en detalle 152 estrellas, que representan  $\sim 20\%$  del total de estrellas en la rama horizontal extendida.

Hoy en día, la principal pregunta acerca de las subenanas calientes tiene que ver, no tanto con cómo es su estructura, sino con cómo se forman objetos de este tipo. Actualmente, entendemos a las subenanas calientes del campo galáctico y a las estrellas de la rama horizontal extendida de cúmulos globulares, como estrellas de masas entre  $0.46 M_{\odot}$  y  $0.5 M_{\odot}$  con envolturas de hidrógeno (H) muy delgadas, lo suficientemente delgadas para no poder fusionar H en capas, y que se encuentran fusionando helio (He) en su interior (Heber 2016)<sup>5</sup>. En la figura 1.3 mostramos las masas obtenidas con astrosismología para una muestra de sdOB pulsantes, más las estimadas para algunas sdBO en sistemas binarios (Fontaine et al.

<sup>5</sup>Cabe mencionar que entre las estrellas subenanas calientes hay un subgrupo de estrellas que podrían encontrarse en otros estadios evolutivos, no necesariamente fusionando He en su interior. Esta excepción son las estrellas sdO más luminosas, con envolturas ricas en H. Durante esta tesis, no nos centraremos en estas estrellas, aunque están incluidas en los catálogos de subenanas calientes que mencionamos.





**Figura 1.4.** Distribución de masas de sdOBs determinadas con datos de *Gaia* complementados con análisis espectroscópicos y fotométricos (Schneider y colaboradores, en preparación). Figura realizada por D. Schneider para la 9ª reunión sobre subenanas calientes y objetos relacionados.

2012) y en la figura 1.4, masas determinadas con datos de *Gaia* complementados con análisis espectroscópicos y fotométricos (D. Schneider, comunicación privada). La cantidad de masa en la envoltura de las sdBO determina dónde se ubican en el diagrama HR, con algunas variaciones dependiendo de las abundancias iniciales de las estrellas. Cuanto menos masiva es la envoltura de hidrógeno, más caliente es la superficie de la estrella y se ubica más hacia el azul en la rama horizontal. Objetos así no pueden formarse por evolución estelar aislada y canónica a partir de estrellas de secuencia principal<sup>6</sup> (SP) de  $0.5 M_{\odot}$ . La vida en la SP de una estrella de  $0.5 M_{\odot}$  es del orden de  $100 \times 10^9$  años,<sup>7</sup> superando ampliamente la edad del Universo ( $\sim 14 \times 10^9$  años). En consecuencia, las sdOBs tienen que haber evolucionado a partir de estrellas en la SP de mayor masa, y haber perdido una cantidad significativa de masa en la etapa de gigante roja. Actualmente, es ampliamente aceptado que la mayoría de estas estrellas se formó en sistemas binarios interactuantes, donde la pérdida de masa se dio o bien a través de transferencia de masa estable a la estrella compañera (escenario de RLOF, por las siglas en inglés de “desbordamiento por el lóbulo de Roche”), por pérdida de masa inestable en una fase de envoltura común (escenario de CE por las siglas en inglés de “envoltura común”; Paczynski 1976; Han et al. 2003), o por la coalescencia de dos enanas blancas con núcleos compuestos por helio (Mengel et al. 1976; Webbink 1984). En los dos primeros casos, la subenana caliente debería encontrarse actualmente en un sistema binario, ya sea de largo período en el caso de transferencia de masa estable (RLOF), o de corto período en el caso de CE. Efectivamente, un alto porcentaje de sdOBs se observan en sistemas binarios (mayor al 40 %, Copperwheat et al. 2011; Geier et al. 2015b, 2017a). Las estrellas compañeras de las subenanas calientes son en su mayoría estrellas enanas blancas (EB, v.g. Geier et al. 2015a) y estrellas frías de baja masa, en general de la SP (v.g. Vos et al. 2018, 2019 para binarias de largo período y Schaffenroth et al. 2019 para binarias cercanas). También se encontró evidencia de algunos sistemas con objetos subestelares (Geier et al. 2011b; Schaffenroth et al. 2014b, 2015; Kupfer et al. 2015) y al menos uno con una estrella de baja masa gigante (Vos et al. 2014). Se espera que existan también sistemas binarios compuestos por una subenana

<sup>6</sup>Estadío en el que la estrella se encuentra fusionando hidrógeno de manera estable en su núcleo.

<sup>7</sup>Para estimar este valor supusimos que en la SP se consume el 10 % de la masa de H de la estrella, tomando una composición de H del 70 % respecto al total. Estimamos el tiempo de vida en la SP como  $t_{SP} = \Delta E / L_{\star}$ , donde  $\Delta E$  es la energía liberada por la fusión de H ( $\sim 0.7\%$  de la masa de H que interviene en el proceso de fusión, Kippenhahn et al. 2012).  $L_{\star}$  es la luminosidad de la estrella, que la obtuvimos de Baraffe et al. (2015).

## 1. Introducción

---

caliente y una estrella de neutrones o un agujero negro (Podsiadlowski et al. 2002; Yungelson & Tutukov 2005; Nelemans 2010; Geier et al. 2015b, 2017a; Wu et al. 2020). Estos sistemas no fueron aún observados, aunque algunos sistemas candidatos fueron detectados (Geier et al. 2010).

La mayoría de los sistemas binarios con subenanas calientes observados son sistemas cercanos con períodos que van entre  $\sim 40$  min y 30 d (Maxted et al. 2001; Morales-Rueda et al. 2003; Copperwheat et al. 2011; Schaffenroth et al. 2019; Kupfer et al. 2020), lo cual indica que probablemente atravesaron una fase de envoltura común con su compañera durante su formación. Por lo tanto, el escenario de CE es evidentemente importante en la formación de estrellas sOBs. Estos sistemas son encontrados a partir de la variación en su curva de luz causada por eclipses, efectos de reflexión<sup>8</sup> (cuando la estrella compañera es fría), o deformaciones en la curva de luz causada por la elipticidad de las órbitas (en general en compañía de enanas blancas); y son binarias de un espectro visible, es decir, su compañera no se observa directamente (Heber 2016). Sondeos del cielo en búsqueda de variaciones de velocidades radiales en subenanas calientes aumentaron significativamente el número conocido de sistemas binarios cercanos con subenanas calientes (Green et al. 1986, el proyecto ESO/SPY Napiwotzki et al. 2005, el proyecto MUCHFUSS Geier et al. 2011a, 2015b, 2017a; Kupfer et al. 2015), llegando a encontrar más de 150 sistemas de este tipo. Recientemente el proyecto EREBOS (Schaffenroth et al. 2019) aumentó de 20 a 170 un tipo particular de estos sistemas, los sistemas eclipsantes HW-Vir, donde la compañera es una estrella fría de baja masa, o un objeto subestelar.

Por otro lado, aunque en menor medida, también se encontraron subenanas calientes en sistemas binarios de largo período (Green et al. 2001; Østensen & van Winckel 2011; Østensen & Van Winckel 2012; Vos et al. 2018, 2019 y referencias allí citadas). Esto indica que su formación se dio por transferencia estable de masa a su estrella compañera (RLOF), cuando la donante se encuentra en la etapa final de gigante roja (el núcleo de He debe encontrarse cerca de la temperatura del encendido de He). El hecho de que haya un menor número de sistemas de este tipo detectados no significa necesariamente que el escenario de RLOF es significativamente menos probable que el de CE, sino que puede deberse a que los sistemas son mucho más difíciles de detectar, ya que sus períodos van de  $\sim 480$  a 1600 días (Vos et al. 2019). Mientras que los sistemas de corto período se detectan por espectroscopía y por fotometría (por el efecto de reflexión y porque tienen mayor probabilidad de eclipsar), los sistemas de largo período, si bien es posible encontrarlos por fotometría observando en varias bandas, pueden ser estudiados en detalle únicamente por espectroscopía, y se necesitan largas campañas para determinar sus períodos. Østensen & Van Winckel (2012) comenzaron una campaña de larga duración para encontrar y estudiar este tipo de sistemas. Vos et al. (2018) (y referencias allí citadas) continuaron y ampliaron esta campaña, determinando parámetros orbitales. Hoy en día hay  $\sim 23$  de estos sistemas con determinaciones de parámetros orbitales (Vos et al. 2019).

El último de los escenarios de interacción binaria es la coalescencia de dos enanas blancas con núcleo de helio (Webbink 1984). Las enanas blancas con núcleos de helio tienen masas menores a  $\sim 0.4 M_{\odot}$ , y la coalescencia de dos de ellas daría como resultado un objeto más masivo que, si supera la masa mínima necesaria, encendería eventualmente el helio en su

---

<sup>8</sup>El efecto de reflexión es observado en binarias cercanas con una estrella primaria caliente y una compañera fría. Se supone que la estrella secundaria en un sistema así órbita sincronizadamente (período de rotación igual al período orbital, como la Luna en su órbita alrededor de la Tierra), mostrando siempre una cara a la estrella primaria. Esta cara está siendo constantemente irradiada por la estrella primaria, y por lo tanto, se calienta. Como consecuencia, se observa un incremento en el flujo proveniente del sistema, siempre que el lado caliente de la secundaria aparece en la línea de la visual.

núcleo, convirtiéndose en una subenana caliente.<sup>9</sup> Si bien existen subenanas calientes a las cuales no se les detectó (al menos aún) ninguna compañera, y podrían provenir de la coalescencia de dos EBs, en la mayoría de ellas puede inferirse una baja velocidad de rotación ( $v_{\text{rot}}$ ) superficial (menor a  $10 \text{ km s}^{-1}$ ) a partir de sus velocidades radiales (Geier & Heber 2012; Schindewolf et al. 2018), en contraposición de lo que se espera de modelos de coalescencia de enanas blancas ( $v_{\text{rot}} \simeq 30 - 100 \text{ km s}^{-1}$ , Schwab 2018), a menos que exista algún mecanismo eficiente de pérdida de momento angular luego del proceso de coalescencia. Más aún, a partir de estudios astrosismológicos de 9 subenanas calientes aparentemente aisladas, Charpinet et al. (2018) arguyen que es más probable que estas estrellas no hayan evolucionado a partir de la coalescencia de dos EB, debido a las bajas velocidades de rotación determinadas para sus núcleos. Por otro lado, estudios de síntesis poblacional predicen la ocurrencia de estos eventos de coalescencia (Han 2008).

Finalmente, para un menor número de objetos, y especialmente aquellos pertenecientes a cúmulos globulares, la evolución aislada es una posibilidad. Existen cúmulos globulares con una clara evidencia de poblaciones enriquecidas en helio (v.g.  $\omega$  Cen Tailo et al. 2016, NGC 2808 Milone et al. 2012, NGC 6441 Caloi & D’Antona 2007). Si una estrella de  $0.7 M_{\odot}$  nace con una abundancia de helio de alrededor de 0.4 (por fracción de masa), la estrella puede evolucionar a la etapa de fusión de helio estable en menos de la edad del Universo (Althaus et al. 2017). En consecuencia, un objeto así formaría una estrella con  $\sim 0.5 M_{\odot}$  en la rama horizontal, es decir, una subenana caliente, y sin necesidad de invocar evolución binaria.

Durante los párrafos anteriores, mencionamos algunos aportes de la astrosismología al estudio de las subenanas calientes, como ser determinaciones de masas y de velocidades de rotación de sus núcleos. Si bien mencionamos que la estructura global de estas estrellas está mejor entendida, y que el gran interrogante de las subenanas calientes es explicar cómo se forman objetos así, esto no significa que conozcamos el interior de estas estrellas con detalle. Detalles en la estructura de estas estrellas pueden variar y depender de cómo se formaron (además de que nuestro conocimiento sobre la estructura depende de las incertezas propias del modelado estelar). La astrosismología, que se basa en los períodos de pulsación observados en estrellas para determinar propiedades de las mismas, es una herramienta muy importante a la hora de determinar cómo es la estructura interior de estos objetos, que excepto a través de sus propiedades pulsacionales, no se puede observar. Los períodos de pulsación en las estrellas corresponden a modos normales de oscilación, y estos, como en cualquier objeto del Universo, dependen de la composición y estructura geométrica de dicho objeto. Por supuesto, estudiar a las estrellas sdOB con la técnica de astrosismología es posible, únicamente, si hay subenanas calientes que presentan inestabilidades pulsacionales. Por suerte, desde el descubrimiento fortuito de pulsaciones en EC 14026-2647 por Kilkeny et al. (1997)<sup>10</sup>, varias sdOBs se observaron pulsando. Con el advenimiento de los observatorios espaciales CoRoT (Baglin et al. 2007, 2013), Kepler (Borucki 2016) y, recientemente, TESS (Ricker et al. 2015) la precisión de las curvas de luz observadas, así como el número de sdOBs pulsantes, crecieron sustancialmente. Entre las subenanas calientes hay principalmente dos tipos de pulsadores bien conocidos, todas estrellas enriquecidas en H en sus superficies. Estos dos grupos son los

<sup>9</sup>La coalescencia de una enana blanca con núcleo de helio y una enana blanca con núcleo de carbono-oxígeno daría como resultado otro tipo de objeto, ya que en principio sería más masivo y con un núcleo de carbono-oxígeno, por lo cual no se ubicaría en la rama horizontal. Este tipo de objetos podrían ser, por ejemplo, las estrellas R Corona Borealis (Webbink 1984).

<sup>10</sup>Esta estrella fue clasificada erróneamente como una enana blanca rica en hidrógeno con una temperatura cercana a la banda de inestabilidad pulsacional de las enanas blancas. Por este motivo, fue incluida en la lista de estrellas candidatas a pulsantes del programa de observación Edinburgh-Cape (EC) Blue Object Survey (Stobie et al. 1997; Kilkeny et al. 2010), y observada con la intención de buscar variaciones periódicas en su curva de luz. De no ser por su errónea clasificación inicial, sus pulsaciones no se hubieran detectado en ese momento (Kilkeny et al. 1997).

pulsadores lentos (sdBVs o estrellas V1093 Her; [Green et al. 2003](#)) que pulsán con períodos largos ( $\sim 0.5 - 2.5$  hs) asociados con modos de gravedad ( $g$ ), y los pulsadores rápidos (sdBVr o estrellas V361 Hya; [Charpinet et al. 1996](#); [Kilkenny et al. 1997](#)) que pulsán con períodos cortos ( $\sim 1 - 7$  min) asociados con modos de presión ( $p$ ). En ambos casos la excitación de los modos propios de las estrellas se explica por el mecanismo  $\kappa$  actuando en los picos de opacidad producidos por las zonas de ionización parcial del hierro y el níquel<sup>11</sup> ([Charpinet et al. 1996, 1997](#); [Fontaine et al. 2003](#)). Además, existen algunas estrellas sdO en las cuales se encontró variabilidad en sus curvas de luz, consistente con pulsaciones ([Woudt et al. 2006](#); [Rodríguez-López et al. 2010a](#); [Randall et al. 2016](#)). La mayoría de estas estrellas pertenecen al cúmulo  $\omega$  Cen, y son pulsadores rápidos, con períodos entre  $\sim 1 - 2$  min. El mecanismo de excitación de sus pulsaciones también encaja con las predicciones teóricas del mecanismo  $\kappa$  actuando en la misma zona de ionización parcial de los elementos del grupo del hierro ([Fontaine et al. 2008](#); [Rodríguez-López et al. 2010b](#); [Randall et al. 2016](#)). [Kupfer et al. \(2019\)](#) encontraron, además, un nuevo tipo de pulsadores entre las estrellas sdB, vibrando en modos radiales de alta amplitud. Sin embargo, proponen que estas estrellas son, en realidad, estrellas con un núcleo de He apagado, en su camino a la fase de enana blanca, o estrellas subenanas calientes que ya finalizaron la etapa de fusión estable de He y se apartaron de la rama horizontal extrema. También existen algunas estrellas sdOB enriquecidas en He a las cuales se les detectó pulsaciones, pero hablaremos más en detalle de estas estrellas en la siguiente sección.

### 1.1.1. Estrellas sdOB enriquecidas en helio

Las estrellas sdOB no sólo tienen la particularidad de que la formación de su estructura global no puede ser explicada por evolución estelar canónica, también presentan anomalías en sus composiciones químicas, donde varios subgrupos pueden ser identificados. La mayoría de las subenanas calientes de tipo B (sdB) son estrellas que presentan envolturas prácticamente de hidrógeno puro, con poco contenido de helio, o por debajo del límite de detección. Sin embargo, hay algunas estrellas sdB con atmósferas enriquecidas en He. Las subenanas calientes de tipo O presentan más diferencias en cuanto a su contenido de helio, desde un centésimo de la abundancia solar de He, hasta atmósferas directamente sin hidrógeno ([Heber 2016](#)). Aproximadamente un  $\sim 10$  % de las sdOB son estrellas enriquecidas en helio (He) en su superficie ([Geier et al. 2017b](#)). A estas estrellas se las puede separar en dos grupos: las He-sdO y las He-sdB. En el espectro de las He-sdO dominan las líneas de HeII (He una vez ionizado), mientras que en el espectro de las He-sdB lo hacen las líneas de HeI (He neutro).

El hecho de que la mayoría de las subenanas calientes presente superficies compuestas casi exclusivamente de H se debe a la acción de la difusión, en particular, de la sedimentación gravitatoria. Contrario a sus compañeras de la rama horizontal fría, las subenanas calientes no tienen envolturas convectivas, sino radiativas. Esto, sumado a que el tiempo que transitan en la etapa de fusión estable de He ( $\sim 2 \times 10^6$  años) es mayor que la escala de tiempo de la difusión del H en la superficie, tiene como consecuencia que el H flote hacia la superficie<sup>12</sup>.

---

<sup>11</sup>En regiones de ionización parcial de elementos químicos de las estrellas se producen aumentos de la opacidad del material. A veces, en estas regiones, se producen una serie de procesos que excitan modos normales de pulsación. Esto se denomina mecanismo  $\kappa$ , puesto que con  $\kappa$  se suele denotar a la opacidad del material. Daremos más detalles en el capítulo 2.

<sup>12</sup>Si la envoltura es convectiva, la convección mezcla el material en la zona convectiva, borrando cualquier efecto de la difusión. Además, en la base de la zona convectiva, la temperatura es mucho mayor y los tiempos característicos de la difusión aumentan significativamente con la temperatura, por ende, en esta zona la difusión es un proceso extremadamente lento. Esto previene que la difusión enriquezca en H a la zona convectiva. De hecho, las estrellas gigantes rojas que se encuentran en la etapa de fusión de He en el núcleo, no presentan estas atmósferas puras –o casi puras– de H, características de las subenanas calientes

En consecuencia, explicar cómo se forman subenanas calientes enriquecidas en He, incluso si su enriquecimiento es del orden del solar, resulta un desafío. Uno de los escenarios propuestos para la formación de estas estrellas es la coalescencia de dos EBs con núcleos de helio. Se supone que durante y luego del evento de coalescencia, todo o casi todo el contenido de H puede ser fusionado en He. Sin embargo, hoy por hoy es muy difícil hacer simulaciones tridimensionales (3D) que puedan incluir H en el modelado de la coalescencia y seguir la fusión de este elemento, para saber cuánto sobrevive al evento de coalescencia. En modelos unidimensionales (1D), la necesidad de hacer numerosas suposiciones sobre el proceso de coalescencia hace que la cantidad de H en el remanente pos-coalescencia sea incierto (Hall & Jeffery 2016). En general, el contenido de H para seguir el modelado pos-coalescencia hasta la rama horizontal, es incluido *ad hoc* a posteriori del evento de coalescencia (Zhang & Jeffery 2012; Schwab 2018). Otra posibilidad para la formación de estrellas He-sdOB es que, ya sea por transferencia de masa en un proceso estable, o por pérdida de masa en una fase de envoltura común (quizás más probable), la masa que pierde la estrella sea lo suficientemente alta para dejarla con una envoltura muy delgada ( $M_H \sim 10^{-4} M_\odot$  Miller Bertolami et al. 2008). Si esto sucede, en el momento que se enciende el flash<sup>13</sup> de He, los procesos de mezcla que se desatan como consecuencia de la alta liberación de energía nuclear en el flash, alcanzan las zonas ricas en H de la estrella<sup>14</sup>. Esto produce que el H sea llevado al interior de la estrella y fusionado violentamente debido a las altas temperaturas (Cassisi et al. 2003). En consecuencia, se produce un flash de H, donde todo o casi todo el H es fusionado. Como resultado de este proceso, queda una estrella sdOB con una atmósfera altamente enriquecida de He. La ocurrencia de este proceso para formar una estrella He-sdOB es a veces llamado escenario de *hot-flasher*<sup>15</sup> tardío. Es importante tener en cuenta que el escenario de hot-flasher no es un escenario per se, puesto que no explicita de qué manera se pierde la masa de la estrella, sino que es una manera de modelar, haciendo ciertas suposiciones, la evolución posterior a la etapa de pérdida de masa, ya sea esta por envoltura común o en una transferencia de masa estable. Sin embargo, en la literatura se lo menciona históricamente como *escenario de hot flasher*, desde que fue introducido el término por D’Cruz et al. 1996, y lo seguiremos haciendo en esta tesis, para poder distinguirlo del proceso de coalescencia, que es esencialmente diferente.

Las estrellas He-sdOB pueden dividirse en dos grupos según su contenido de He, las He-sdOB extremadamente enriquecidas en He ( $n(\text{He})/n(\text{H}) \gtrsim 4$ , donde  $n$  es la abundancia en número; eHe-sdOB) y aquellas con un enriquecimiento de He intermedio ( $n(\text{He})/n(\text{H}) \lesssim 4$ ; iHe-sdOB; Naslim et al. 2012). Las eHe-sdOB a su vez, pueden ser separadas en tres clases, aquellas enriquecidas en oxígeno (O), las enriquecidas en nitrógeno (N) y las enriquecidas en estos dos elementos (Stroeer et al. 2007; Németh et al. 2012). En cada una de estas clases, las abundancias de O, N o ambos elementos, respectivamente, tienen valores mayores que la abundancia solar (Hirsch 2009). Los estudios de abundancias superficiales en estrellas He-sdO se han enfocado principalmente en elementos livianos, hasta el N (Hirsch 2009; Németh et al. 2012). Las estrellas iHe-sdOB también muestran enriquecimientos de O, N o ambos, pero en menor medida (Dorsch et al. 2019). Además, estas estrellas presentan otras peculiaridades químicas muy interesantes. Naslim et al. (2011) descubrió abundancias altas de estroncio (Sr), itrio (Y), zirconio (Zr) y germanio (Gr) en LSIV-14°116, una iHe-sdB. En este trabajo midieron abundancias del orden de mil veces la abundancia solar para los primeros tres elementos, y cien veces la abundancia solar para el último. A partir de ese momento, se

<sup>13</sup>Entendemos por *flash* a un proceso violento e inestable de fusión nuclear.

<sup>14</sup>En el capítulo 2 veremos por qué es necesario que la masa de la envoltura de H sea pequeña para que este proceso ocurra.

<sup>15</sup>Una traducción parcial de este término al español podría ser “algo que sufre un flash cuando su temperatura es alta”.



identificó una importante presencia de elementos pesados en 9 estrellas iHe-sdOB más (Naslim et al. 2013; Jeffery et al. 2017; Jeffery & Miszalski 2019; Latour et al. 2019a; Dorsch et al. 2019; Naslim et al. 2020). Fue sugerido por Naslim et al. (2011) que estas altas abundancias de metales pesados se pueden deber a la levitación radiativa (presión de radiación que transfiere energía cinética a los iones) actuando en estos elementos y agrupándolos en las zonas de formación de las líneas espectrales. Es sabido que la levitación radiativa actúa formando sobreabundancias de hierro y níquel en la envoltura de estrellas sdOB (Hu et al. 2011; Michaud et al. 2011), cuya presencia es necesaria para explicar las pulsaciones que se observan en un grupo de estas estrellas (Jeffery & Saio 2006b). En consecuencia, no sería sorprendente que la levitación radiativa sea la responsable de las altas abundancias de elementos más pesados que el hierro en la atmósferas de las iHe-sdOB. Sin embargo, por un lado, no hay modelos de estas estrellas que incluyan la levitación radiativa de elementos tan pesados, debido a la complejidad de calcular las secciones eficaces de interacción de los fotones con cada ión. Por otro lado, estos elementos son generados mediante procesos lentos e intermedios de captura de neutrones. Esta posibilidad aún no fue estudiada en la formación de estrellas iHe-sdOB. Explicar estas abundancias en las atmósferas de estrellas He-sdOB es un desafío en los dos escenarios propuestos para su formación, y hacerlo puede ayudar a dar información sobre cómo se formaron estas estrellas.

Otra propiedad de un subgrupo de estas estrellas enriquecidas en He que las convierte en estrellas muy particulares e interesantes son las pulsaciones que se observaron, por el momento, en cuatro de ellas. Tres de estas estrellas iHe-sdOB pulsantes son LS IV-14°116 (Ahmad & Jeffery 2005), Feige 46 (Latour et al. 2019b) y UVO 0825+15 (Jeffery et al. 2017). Las pulsaciones de estas estrellas presentan propiedades diferentes a las de las clases de pulsantes mencionadas en la sección anterior, y aún no está entendido qué mecanismo excita sus modos normales de pulsación. Estas tres estrellas tienen temperaturas efectivas y gravedades superficiales que las ubica en la región de inestabilidad de las sdBVr, es decir, las sdB pulsantes con períodos del orden de pocos minutos compatibles con modos  $p$  de oscilación. Sin embargo, LS IV-14°116 y Feige 46 tienen períodos de pulsación compatibles con modos  $g$  de oscilación, en el rango de las pulsantes lentas sdBs, del orden de 0.5 – 2 hs. UVO 0825+15 presenta variaciones en su curva de luz también compatibles con modos  $g$  de oscilación pero con períodos mucho más largos, del orden de 12 hs. Estas propiedades no pueden ser entendidas como consecuencia del mecanismo  $\kappa$  actuando en la zona de ionización de los elementos del grupo del hierro, en estrellas que se encuentran fusionando He en su núcleo, como se explica las pulsaciones observadas en las estrellas sdB ricas en H. La cuarta de las estrellas enriquecidas en He pulsantes es KIC 1718290. Esta estrella no ha llamado la atención desde su descubrimiento (Østensen et al. 2012), ya que, al ser fría (con una temperatura efectiva de  $\sim 22100$  K, Østensen et al. 2012) y pulsar con períodos largos correspondientes a modos  $g$ , podría pertenecer al grupo de las sdBVs. Sin embargo, sus períodos son extremadamente largos en comparación con otras estrellas sdBVs, llegando a valores del orden de 11 hs. Esto, sumado al enriquecimiento en He de su atmósfera, hace que KIC 1718290 sea también una estrella peculiar.

La primera de estas estrellas en la cual se detectó pulsaciones fue LS-14°116, por Ahmad & Jeffery (2005). A partir de ese momento se abrió un largo debate sobre la naturaleza de sus pulsaciones –y de su composición química, puesto que también es la misma estrella a la que primero se le detectó grandes abundancias de Sr, Gr, Y y Zr, en el año 2011– que aún no se encuentra cerrado. Naslim et al. (2011) sugirieron que la variación en la curva de luz de esta estrella podría deberse a la presencia de manchas en la fotosfera producidas por un campo magnético, el cual podría explicar también las abundancias anómalas de elementos pesados. Green et al. (2011) argumentaron que la naturaleza multiperódica de la curva

de luz de LS-14°116 iba en contra de esta idea, pero que sin embargo, la presencia de un campo magnético fuerte podría afectar la región de inestabilidad pulsacional predicha para el mecanismo  $\kappa$  actuando en la zona de ionización parcial del hierro. Sin embargo, [Randall et al. \(2015\)](#) no encontró evidencia de un campo magnético fuerte, y determinó un límite superior para su valor (menor a 300 G). Con este resultado, se descartó la idea de que un campo magnético estaba detrás de las variaciones de la curva de luz y de las abundancias anómalas de LS IV-14°116. En [Miller Bertolami et al. \(2011\)](#) sugieren que las pulsaciones se pueden deber al mecanismo  $\epsilon$  actuando<sup>16</sup> en los subflashes del He, que tienen lugar luego del flash principal de He en estrellas de baja masa, antes de que la estrella entre a la etapa de fusión estable de He. Esto podría explicar, además, el enriquecimiento en He de la estrella, ya que, si ésta se encuentra en una etapa pre-rama horizontal, los procesos de difusión no habrían actuado el tiempo suficiente para producir una envoltura de H puro (esto último fue sugerido por [Naslim et al. 2010](#)). En este trabajo estudiaron una secuencia evolutiva en el escenario de hot-flahser, y encontraron modos normales inestables con períodos que podrían explicar los períodos más cortos observados en LS IV-14°116. Luego, en [Miller Bertolami et al. \(2013\)](#) exploraron el mismo mecanismo de excitación, el mecanismo  $\epsilon$ , pero en modelos que evolucionaron luego de una coalescencia de enanas blancas con núcleos de He. En general, los períodos de los modos inestables encontrados en las simulaciones realizadas, pueden explicar también los períodos más bajos observados en LS IV-14°116. Unos años después, [Jeffery et al. \(2017\)](#) encontró variabilidad en la curva de luz de UVO 0825+15, que también tiene la peculiaridad de ser una estrella enriquecida en elementos pesados, en particular, plomo (Pb). Hasta lo que entendemos, no hay trabajos previos a los realizados en el marco de esta tesis enfocados en entender el mecanismo detrás de las variaciones en la curva de luz de esta estrella. Las pulsaciones en Feige 46 fueron descubiertas recientemente por [Latour et al. \(2019b\)](#). Lo llamativo de esta estrella, es que su temperatura efectiva y su gravedad superficial son muy parecidas a las de LS IV-14°116, y no sólo eso, sino también sus períodos de pulsación. Con el descubrimiento de Feige 46, podemos considerar que existe una nueva clase de estrellas pulsantes iHe-sdOB con dos miembros: LS IV-14°116 y Feige 46. Los períodos de pulsación de UVO 0825+15 son muy diferentes como para considerarla dentro de la misma clase de pulsantes. Luego del descubrimiento de Feige 46, [Saio & Jeffery \(2019\)](#) retomaron el debate sobre el origen de las pulsaciones en LS IV-14°116 y, ahora también, en Feige 46. En este trabajo muestran que si la abundancia de carbono (C) y oxígeno es aumentada significativamente (mayor al 30 % para ambos elementos, en fracción de masa) en la zona de ionización parcial de estos elementos, el mecanismo  $\kappa$  puede actuar excitando modos de pulsación con períodos del orden de los observados en LS IV-14°116 y Feige 46. Aunque para explicar los períodos más largos en LS IV-14°116 se necesitaría que en la zona de ionización parcial del C y O, la estrella esté compuesta prácticamente sólo de estos elementos. El principal problema con este escenario es encontrar un escenario evolutivo que lleve a la formación de una estructura de estas características.

### 1.1.2. Objetivos de la tesis. Parte I

En las secciones anteriores vimos que hay un número importante de datos que se obtienen a partir de las observaciones y que restringen los modelos y los escenarios de formación de estas estrellas. Porcentaje de binaridad, períodos de binarias, velocidades de rotación, masas, temperaturas efectivas, gravedades superficiales, abundancias químicas en las superficies, bandas de inestabilidad pulsacionales y períodos de pulsaciones son varias de las propiedades

<sup>16</sup>El mecanismo  $\epsilon$  actúa siempre que haya reacciones nucleares, pero normalmente es muy ineficiente. De hecho, no hay confirmación de alguna estrella pulsando debido a este mecanismo.

observadas que imponen restricciones a los modelos de sdOBs y sus escenarios de formación. Por otro lado, vimos que hay diferentes escenarios propuestos para la formación de estas estrellas, y, dada la diversidad en las propiedades observadas en sdOBs, es posible que todos los escenarios ocurran, aunque no está claro en qué medida. En esta tesis nos centraremos en las estrellas sdOB enriquecidas en He, y estudiaremos el escenario de hot-flasher (es decir, no el de coalescencia), centrándonos en explicar algunas de las propiedades observacionales en estas estrellas: las pulsaciones en las pocas estrellas iHe-sdOB conocidas, y las abundancias químicas de las He-sdOB en general. El objetivo general de esta tesis es aportar resultados que puedan ser útiles en el estudio de la formación de estrellas subenanas calientes, especialmente aquellas enriquecidas en He. Este trabajo está lejos de estar cerrado, y se enmarca en un proyecto más extenso en el que planeamos seguir estudiando estas estrellas, mejorando la física de los modelos, sumando más restricciones observacionales a los modelos, y agregando el estudio del escenario de coalescencia. En lo que sigue describimos más específicamente las motivaciones y los objetivos particulares del trabajo de doctorado.

### Pulsaciones en estrellas iHe-sdOB

En esta tesis nos propusimos seguir explorando el mecanismo detrás de las pulsaciones de las estrellas iHe-sdOB. En el trabajo de [Miller Bertolami et al. \(2011\)](#), donde proponen que el mecanismo  $\epsilon$  podría ser el responsable de las pulsaciones de LS IV-14°116, estudiaron una única secuencia evolutiva. No estaba claro, por ende, cómo actuaría el mecanismo  $\epsilon$  para diferentes composiciones químicas y masas de la envoltura de H de las estrellas. Por este motivo, nos propusimos como objetivo extender este trabajo estudiando el mecanismo  $\epsilon$  en una grilla de modelos que abarcaran la rama horizontal azul y extendida, y determinar, de ser posible, una banda de inestabilidad teórica dada por el mecanismo  $\epsilon$ . También, contrastamos nuestros resultados con las otras estrellas iHe-sdOB pulsantes, que no habían sido aún descubiertas en el año 2011.

Además, exploramos otro mecanismo de excitación para las pulsaciones en estas estrellas, el mecanismo estocástico actuando también en los subflashes del He (el flash principal del He es una etapa extremadamente rápida en la vida de las estrellas, por lo que es muy poco probable observar una estrella en esta etapa). Este mecanismo actúa como un oscilador forzado, en el que el movimiento del material en los bordes convectivos excita los modos normales de pulsación de la estrella. Este mecanismo es el responsable de las pulsaciones en el Sol y en estrellas gigantes rojas. La zona convectiva en estas estrellas se encuentra en la parte más superficial, y la mayoría de las pulsaciones observadas corresponden a modos  $p$ , que no oscilan en la parte más interna de las estrellas. Sin embargo, se observaron también pulsaciones compatibles con modos  $g$  que oscilan en las zonas internas ([Beck et al. 2011](#)). Por otro lado, simulaciones 3D del flash de He muestran que en los bordes de las zonas convectivas internas generadas por la liberación de energía en el flash, se desarrollan ondas gravitatorias ([Mocák et al. 2009](#), ondas mecánicas cuya fuerza de restitución es la gravedad, que no deben ser confundidas con ondas gravitacionales). Si estas inestabilidades sobreviven por mucho más tiempo que el abarcado por las simulaciones 3D (del orden de horas), podrían ser observadas como variaciones en la curva de luz de las estrellas. Además, el mecanismo estocástico fue estudiado en otro tipo de estrellas por [Shiode et al. \(2013\)](#), en estrellas de la SP con masas mayores a  $2 M_{\odot}$ , obteniendo que una zona convectiva interior puede actuar excitando pulsaciones. Todo esto nos motivó a estudiar la eficiencia del mecanismo estocástico en las zonas convectivas que se desarrollan debido a la liberación de energía por fusión nuclear en los subflashes del He.

Una importante motivación para estos trabajos es que, si se confirma que alguno de estos mecanismos actuando en los subflashes del He es el responsable de las pulsaciones de



alguna estrella, sería la primera confirmación de la existencia de esta etapa. Los subflashes del He son una predicción de la teoría 1D de evolución estelar. Modelados 3D y 2D del flash de He muestran que la zona convectiva que se desarrolla como resultado del flash de He crece rápidamente (Mocák et al. 2009). En (Mocák et al. 2009) argumentan que si esta zona continúa creciendo a la misma tasa por  $\sim$  un mes (las simulaciones cubren sólo algunas horas), la convección levantaría la degeneración de los electrones. Dado que la fusión en forma de flash en esta etapa es consecuencia de la degeneración, subflashes del He no tendrían lugar luego del flash del He, en contraste con lo que predicen modelados 1D de esta etapa. La manera quizás más confiable de determinar si una estrella se encuentra en esta fase de fusión inestable del He, es midiendo la tasa de cambio de sus períodos de pulsación. Esto se debe a que los períodos de modos normales de pulsación quedan determinados por la estructura de la estrella. En esta etapa la estructura de la estrella está cambiando a escalas de tiempo mucho más rápidas que en cualquier otra etapa de la vida de estrellas de baja masa. En consecuencia, la tasa de cambio de períodos de una estrella pulsando en los subflashes del He debería ser mucho más rápida que otros tipos de estrellas pulsantes. En esta tesis determinamos también las tasas de cambio de períodos esperadas en los subflashes del He para estrellas subenanas calientes, para poder contrastarla con las observaciones cuando haya alguna determinación de la tasa de cambio de períodos en alguna de las estrellas pulsantes iHe-sdB. En el capítulo 3 presentamos estos trabajos y discutimos los resultados.

### Abundancias superficiales de estrellas He-sdOB

Como mencionamos en la sección anterior, las estrellas iHe-sdOB presentan abundancias muy altas de elementos pesados como Sr, Gr, Y, Zr y Pb, todos elementos que se pueden formar mediante procesos de captura lenta de neutrones. Para que estos procesos ocurran, sin embargo, se necesitan ciertas condiciones en el plasma estelar. Además, para observarlos en la superficie, algún proceso de mezcla debe llevarlos desde el interior donde son sintetizados, hasta las zonas más superficiales de la estrella. En particular, para que ocurran procesos de captura de neutrones en el interior estelar, debe haber un flujo de neutrones en primer lugar. En el plasma estelar, ciertas reacciones nucleares pueden producir un flujo de neutrones. Una de estas reacciones es la del  $^{13}\text{C}$  con núcleos de  $^4\text{He}$ , donde se genera un núcleo de  $^{16}\text{O}$  y un neutrón. La temperatura mínima a la que empieza a ocurrir esta reacción es del orden de  $1 \times 10^8$  K (v.g. Iliadis 2015), menor a la temperatura alcanzada durante el flash del He ( $\sim 2 \times 10^8$  K). El  $^{13}\text{C}$  a su vez, se crea por la fusión de  $^{12}\text{C}$  con protones. Por lo tanto, si durante el flash de He, o poco tiempo después, ingresan protones al material rico en  $^{12}\text{C}$ , podría crearse  $^{13}\text{C}$ , y mediante la fusión de  $^{13}\text{C}$  con  $^4\text{He}$ , podría generarse un flujo de neutrones. Esta situación de ingesta de protones en una zona de fusión de He y rica en  $^{12}\text{C}$  se da en ciertas fases de la evolución de estrellas de baja masa. De hecho, se cree que las estrellas de la rama asintótica de las gigantes<sup>17</sup> (AGB, por sus siglas en inglés) juegan un papel fundamental en la creación de elementos pesados por captura lenta de neutrones (Herwig 2005; Werner & Herwig 2006). Este proceso se da durante los pulsos térmicos<sup>18</sup> que sufren estas estrellas antes de evolucionar a la etapa de enana blanca. En particular, en un pulso térmico muy tardío, se da una ingesta violenta de protones hacia la zona de fusión del He, donde también se dan condiciones en las que, dependiendo del modelado de los procesos de mezcla del material, se produce un importante flujo de neutrones, y subsecuentes procesos de

<sup>17</sup>Una estrella en la etapa de la rama asintótica de las gigantes está compuesta por un núcleo de carbono y oxígeno, rodeado por una capa donde se fusiona He, un manto rico en He, una capa de fusión de H, y una envoltura extendida de H.

<sup>18</sup>Inestabilidades que ocurren en la capa que fusiona helio en estrellas de la AGB, produciendo flashes del He en dicha capa.

captura de neutrones (Herwig et al. 2011). Una situación muy parecida a la que ocurre en este pulso térmico muy tardío podría ocurrir en el escenario de hot-flasher. En este escenario se da también una ingesta de protones a la zona de fusión de He, rica en  $^{12}\text{C}$ . Además, en el escenario de hot-flasher tardío, las zonas convectivas eventualmente llevan el material procesado en el interior hacia la zona más externa de la estrella, por lo que elementos procesados en el interior podrían observarse en la superficie. Sin embargo, la posibilidad de que en el escenario de hot-flasher ocurran procesos lentos de captura de neutrones, y de que las abundancias de elementos pesados en estrellas iHe-sdOB puedan deberse también a este motivo (no sólo a la levitación radiativa) no fue aún estudiada. Explorar esta posibilidad es uno de los objetivos de esta tesis. Para esto, nos propusimos desarrollar un código de pos-procesado para el cálculo detallado de la nucleosíntesis estelar. En un código de pos-procesado, el modelo estelar base es tomado de un código de evolución estelar. Luego, se calculan las reacciones nucleares teniendo en cuenta todos los isótopos y las reacciones necesarias para estudiar los procesos deseados. En particular, para el desarrollo de este código nos propusimos utilizar una red nuclear programada por Aldo Serenelli (Serenelli 2006), utilizada previamente en el trabajo de Cruz et al. (2013). Esta es una red nuclear flexible que permite elegir la cantidad de isótopos que se deseen estudiar dentro de un grupo de 5413 isótopos. La ventaja de un código de pos-procesado con una red nuclear flexible reside en su versatilidad y en los menores tiempos computacionales involucrados. En particular, este enfoque permite explorar la física nuclear involucrada (v.g., diferentes tasas de reacciones) sin la necesidad de recalculer los modelos estelares. Estudiar la nucleosíntesis mediante un código de pos-procesado resulta consistente siempre y cuando las reacciones que liberan más energía y determinan la estructura estelar sean tratadas de igual manera en el código de evolución y en el código de pos-procesado. Además, disponer de un nuevo código de pos-procesado para el estudio de la nucleosíntesis estelar permitirá en un futuro comparar resultados con diferentes códigos existentes en la literatura.

Por otro lado, las estrellas eHe-sdOB tienen patrones muy particulares de abundancias de C, N y O. Estudiar las abundancias de estas estrellas en el marco del escenario de hot-flasher también forma parte de los objetivos de esta tesis. Durante el desarrollo de esta tesis, el grupo de astrofísica estelar del Observatorio Dr. Karl Remeis en Bamberg, Alemania, liderado por el Prof. Uli Heber, determinó abundancias superficiales en algunas estrellas eHe-sdO de elementos químicos hasta el silicio (Si). En conjunto con dicho grupo de investigación, analizamos posibles orígenes para las abundancias de los elementos químicos observados hasta el neón (Ne). Luego, con el código de pos-procesado, comparamos abundancias predichas en el escenario de hot-flasher de elementos más pesados hasta el Si, con las observadas en estas estrellas. En el capítulo 4 de la tesis presentamos el código de pos-procesado desarrollado durante esta tesis, junto con los resultados preliminares sobre el estudio de abundancias en estrellas He-sdOB, y discutimos los resultados de esta parte.

## 1.2. Enanas blancas

Las enanas blancas son estrellas de baja masa (menores a  $\sim 1.4 M_{\odot}$ ) y densidades medias del orden de  $10^6 \text{ gr cm}^{-3}$ . El descubrimiento de estas estrellas data del año 1911. Detrás de la identificación de la primera enana blanca como una estrella con características distintas al resto, se encuentran Williamina P S Fleming y Henry N Russell (Fleming 1908; Russell 1914, 1944). Russell (1914) ubicó varias estrellas en un diagrama de magnitud absoluta vs. tipo espectral, donde 40 Eridani B (también llamada  $\sigma^2$  Eridani), una estrella perteneciente al sistema triple 40 Eridani ( $\sigma$  Eridani), era la única en ubicarse por debajo de la secuencia principal. Fleming fue quien determinó el tipo espectral de esta estrella como A0 (Russell

January 26, 1911

Spectra of Sp. Plates for *o*<sup>1</sup> & *o*<sup>2</sup> Eridani

Plate	Date	Exp.	
B 12750	Dec. 15, 1894	60	<i>o</i> <sup>1</sup> Too bright
"	"	"	<i>o</i> <sup>2</sup> Too bright. Diatoms, comp. similar to those in <i>o</i> <sup>1</sup> with much of shell etc. suspended in it. This may be plain but seems to have a high line.
B 17408	Sept. 10, 1896	70	<i>o</i> <sup>1</sup> Sp. burned out. As usual, stars following same det. as Class F.
			<i>o</i> <sup>2</sup> Sp. burned out. In the ultra-violet the sp. extends beyond the usual limit of second hydrogen and even to indicate first of helium spectrum.
B 10637	Nov. 16, 1893	60	<i>o</i> <sup>1</sup> The line K slightly more intense than line H. $\epsilon$ than H $\gamma$ than H $\delta$ . Dose normal intensity and does not show line about 2/3 of the way from H $\gamma$ to H $\delta$ as usual.
"	"	"	<i>o</i> <sup>2</sup> $\epsilon$ . Lower line $\epsilon$ is very faint, double, while others are clearly defined, single lines. The $\epsilon$ is apparently composite and extends far into the ultra-violet.
B 10595	Nov. 2, 1893	62	<i>o</i> <sup>1</sup> H. lines of quality than H $\epsilon$ and normal intensity.
"	"	"	<i>o</i> <sup>2</sup> $\epsilon$ with the K lines as in <i>o</i> <sup>1</sup> . H $\gamma$ is a little less than H $\delta$ .

**Figura 1.5.** Anotaciones de W. Fleming sobre el espectro de 40 Eridani A y B (*o*<sup>1</sup> y *o*<sup>2</sup>). Imagen tomada de Fleming (1908).

91

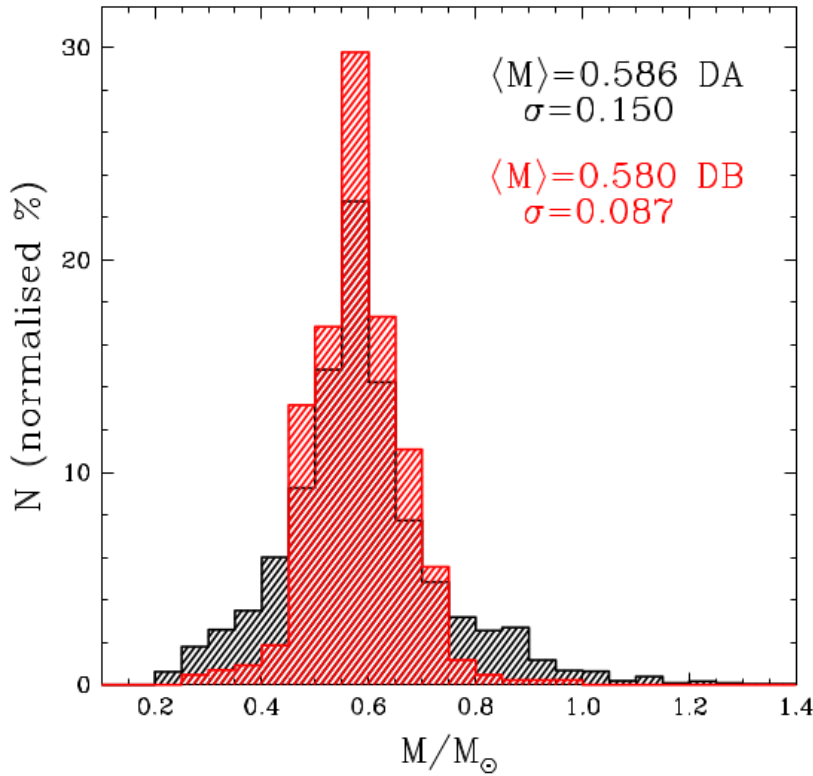
January 26, 1911.

Plate	Date	Eff.		
I 22319	Feb. 14, 1899	62	0 <sup>1</sup>	Too bright
"	" " "	"	0 <sup>2</sup>	H <sub>2</sub> and fl. plate of H <sub>2</sub> hydrogen lines very wide, must be due to two sp. superposed

**Figura 1.6.** Continuación de la figura 1.5.

1944). En la figura 1.5 mostramos las anotaciones de Fleming sobre los espectros de 40 Eridani A y B ( $o^1$  y  $o^2$ ), datadas en el año 1911 (Fleming 1908). La última de sus anotaciones se encuentra en la figura 1.6, donde, aparentemente escribe "... líneas de hidrógeno muy anchas, debe ser por superposición de dos espectros". Resulta interesante que Fleming notara que las líneas de hidrógeno eran muy anchas. Probablemente esto se debía a que la estrella era una enana blanca, y no a la superposición de espectros como parece mencionar Fleming. En Russell (1914), Russell argumentó que no era muy probable que la paralaje y la magnitud absoluta de la estrella estuvieran mal determinadas, pero sí dudó de la determinación del tipo espectral hecha por Fleming, por la proximidad de la estrella primaria y brillante del sistema triple, y en consecuencia retiró a la estrella de todo análisis posterior en el trabajo. Sin embargo, Adams (1914) también determinó el tipo espectral de 40 Eridani B como A0, finalmente despejando dudas sobre el hecho de que Fleming estaba en lo cierto (Hertzsprung 1915).<sup>19</sup> Luego, Adams (1915) pudo obtener el espectro de la estrella secundaria del sistema Sirius, Siruis B, con lo que, teniendo en cuenta la baja luminosidad de la estrella, llegó al mismo resultado que 40 Eridani B: la estrella era significativamente menos luminosa que lo esperado para su tipo espectral. Como Sirius B se encuentra en un sistema binario, se pudo estimar su masa (Hertzsprung 1923). Esto permitió estimar la densidad media de la estrella. Eddington (1924) estimó el radio de Sirius B en 19600 km y su densidad en  $5.3 \times 10^4 \text{ gr cm}^{-3}$ . Este valor es un poco menor al estimado hoy en día ( $\sim 10^6 \text{ gr cm}^{-3}$ ), pero era un valor muy alto para lo que se esperaba. Eddington (1924) argumentó que dicho valor no debería descartarse, al menos hasta ser testeado midiendo el corrimiento gravitacional en el espectro de la estrella. Al año siguiente, Adams (1925) realizó esta medición, y confirmó la alta densidad de Sirius B. La existencia de objetos tan densos y estables no era fácil de explicar desde el punto de vista de la mecánica clásica. Fue Fowler (1926) quien demostró, utilizando la mecánica estadística cuántica y el principio de exclusión de Pauli, que podían existir objetos estables con una densidad tan alta, sostenidos por la presión de los electrones. Posteriormente, Stoner (1930) determinó una masa límite para estos objetos, teniendo en cuenta efectos relativistas y suponiendo una densidad uniforme en la estrella. Configuraciones con masas mayores serían gravitacionalmente inestables, y no deberían existir. Estos trabajos, más el trabajo de Chandrasekhar (1931), llevaron a sentar las bases de un modelo para la estructura de EBs, consistente en un gas de iones no relativistas que determinan la masa de la estrella, y electrones no interactuantes, relativistas y completamente degenerados (es

<sup>19</sup>Aunque décadas después Russell (1944) menciona que la primera persona en saber de la existencia de las EBs fue Williamina Fleming, muchas veces es omitida en reseñas históricas sobre el descubrimiento de las enanas blancas. En Holberg (2007) se puede encontrar una historia más completa, donde se encuentra mencionado el invaluable trabajo de las personas que llevaban a cabo la clasificación espectral y fotométrica en Harvard.



**Figura 1.7.** Distribución de masas para EBs ricas en H (DA) y EBs ricas en He (DB) determinadas fotométricamente utilizando datos de *Gaia* por Tremblay et al. (2019), para una muestra de 3131 EBs, tomadas del SDSS DR7 y DR12 (Koester & Kepler 2015). Imagen tomada de Tremblay et al. (2019).

decir, en el estado más bajo de energía posible), con una ecuación de estado dada por una relación entre la presión y la densidad (Chandrasekhar 1939). En este marco, Chandrasekhar (1939) determinó un nuevo valor de la masa límite para las EBs de  $\sim 1.4 M_{\odot}$ . Si bien en esa época había muy pocas EBs observadas, determinaciones de las masas de estas estrellas hasta nuestros días siguen estando por debajo de esta masa límite. En la figura 1.7 mostramos la distribución de masas de EBs tomada de Tremblay et al. (2019) para una muestra de 3131 estrellas. Si bien la muestra no es completa, ilustra muy bien cómo se distribuyen las masas de las EBs. Si bien hoy por hoy el modelado de la estructura de las enanas blancas es más realista y sofisticado, el modelo presentado en Chandrasekhar (1939) describe muy bien aspectos cualitativos de estas estrellas, como la relación masa-radio ( $M \sim R^{-1}$ ) y la masa límite. Posteriormente, una serie de trabajos aportaron importantes conclusiones respecto de las EBs: la masa de H en estas estrellas no puede ser una fracción significativa de la masa total, y la fuente de energía que las mantiene brillando no puede provenir de reacciones nucleares (v.g. Marshak 1940; Lee 1950; Ledoux & Sauvenier-Goffin 1950). A partir de este último resultado, Mestel (1952) modeló la evolución de estas estrellas como un proceso de enfriamiento a radio constante. Mestel planteó que la fuente de energía que mantiene brillando a las EBs es su energía interna, y que al radiar esta energía, a una tasa determinada por su envoltura delgada y no degenerada, se irían enfriando lentamente. Si bien en la actualidad el modelado de la evolución de las EBs tiene en cuenta diferentes fuentes de energía (v.g. emisión por contracción gravitatoria de las capas no degeneradas, emisión de neutrinos, y energía liberada en otros procesos, ver D’Antona & Mazzitelli 1990; Althaus et al. 2010) con un mejor modelado de la microfísica de la estrella, las EBs pueden seguir entendiéndose como objetos cuya evolución consiste básicamente en un proceso de enfriamiento.

Uno de los importantes interrogantes en la época del trabajo de Mestel (1952) era cómo se podían formar dichos objetos. Si bien este trabajo es conocido por su descripción del proceso



de enfriamiento de las EBs, tiene una interesante discusión que ilustra el debate de la época sobre la formación de estas estrellas. Dos puntos claves que llevaron a la identificación de las EBs como representantes de un estadio final en la vida de las estrellas, es el hecho de que las reacciones nucleares no parecían estar ocurriendo en su interior y que no podían estar compuestas principalmente de H. En consecuencia, parecía que no podían formarse directamente del material interestelar, puesto que este era rico en H, y no formaría objetos degenerados como las EB donde no hay reacciones nucleares (la fusión de H empieza a ocurrir a  $10^7$  K), por ende tenían que ser producto de la evolución de otro tipo de estrellas. Para 1956 estaba bastante claro que las EBs representaban un estadio final de la vida de las estrellas y que, debido a la masa límite de las EBs, la masas de las estrellas jugarían un rol muy importante a la hora de determinar sus caminos evolutivos (Greenstein 1956). Para esta época ya había detectadas más de un centenar de EBs. Hoy en día, gracias a numerosos sondeos del cielo (v.g. el SDSS, y más recientemente *Gaia*) el número de estrellas espectroscópicamente confirmadas como EBs asciende a casi 35000 (Kepler et al. 2019), mientras que el número de candidatas a EBs asciende a  $\sim 260000$  (Gentile Fusillo et al. 2019).

Actualmente es aceptado que las estrellas EBs representan el estadio final en la evolución de más del  $\sim 97\%$  de las estrellas, puesto que estrellas de baja masa y masa intermedia hasta  $\sim 10 \pm 2 M_{\odot}$ , que representan la gran mayoría de las estrellas, terminan sus vidas como EBs (Siess 2007). Un importante porcentaje de la masa de las estrellas se pierde en vientos estelares en etapas posteriores a la de secuencia principal, principalmente en la rama asintótica de las gigantes; y el núcleo de la estrella, que es el progenitor de la EB, no supera nunca la masa límite para EBs. La estructura de estas estrellas consiste, en términos generales, de un núcleo que representa casi la totalidad de la masa de la estrella, y de una envoltura delgada. La composición interna de las EBs se encuentra estratificada gracias al efecto de la difusión, que es un proceso muy importante en esta etapa evolutiva (v.g., Althaus et al. 2010). Los núcleos pueden estar compuestos –principalmente– de carbono y oxígeno (C/O), de oxígeno y neón (O/Ne), o también, de He. Sin embargo, la gran mayoría de las EBs son estrellas con núcleos de C/O, puesto que sólo las estrellas más masivas ( $\gtrsim 6 - 9 M_{\odot}$ ) que se convierten en EBs, podrían llegar a tener núcleos de O/Ne, al menos en el escenario de evolución estelar aislada. Por otro lado, EBs con núcleos de He no podrían formarse a partir de la evolución aislada de estrellas de masa menor a  $0.5 M_{\odot}$  dado que, como vimos en la sección anterior, el tiempo de vida en la secuencia principal de estrellas de  $0.5 M_{\odot}$  supera ampliamente el tiempo de vida del Universo. Además, estrellas con masas mayores a  $0.5 M_{\odot}$  comenzarían eventualmente a fusionar el He, por lo que no se convertirían en EBs con núcleos de He. Por ende, las estrellas enanas blancas con núcleos compuestos por He, tienen probablemente historias evolutivas muy parecidas a las que consideramos para las subenanas calientes en la sección anterior. A su vez, las estrellas subenanas calientes también evolucionarán a estrellas enanas blancas, con núcleos compuestos de C/O.

Entre las EBs también se observan estrellas pulsantes. La clase más numerosa de EBs pulsantes son las ZZCeti o DAVs, que pulsan con modos  $g$  en el rango de temperaturas efectivas de  $10400 \text{ K} \lesssim T_{\text{ef}} \lesssim 12400 \text{ K}$  (Landolt 1968; McGraw 1977; Brickhill 1983 y referencias allí citadas). También se observan estrellas pulsantes con envolturas deficientes en H, que componen distintas clases, las V777 Her or DBVs en el rango  $22000 \text{ K} \lesssim T_{\text{ef}} \lesssim 32000 \text{ K}$  (Winget et al. 1982, 1983b), y las GWVir o PG1159, entre  $80000 \text{ K} \lesssim T_{\text{ef}} \lesssim 100000 \text{ K}$  (McGraw et al. 1979; Grauer & Bond 1984) que, por sus altas temperaturas, serían estrellas pre-EBs (más detalles sobre estas estrellas puede encontrarse en los trabajos de revisión de Fontaine & Brassard 2008; Winget & Kepler 2008; Córscico 2019). Por lo tanto, la técnica de astrosismología puede aplicarse a las EBs y obtener información de su estructura interna y propiedades fundamentales (ver, v.g., Córscico 2019), y en consecuencia, también de sus

historias evolutivas.

Por otro lado, al ser las EBs estrellas cuya evolución consiste básicamente en un proceso de enfriamiento, son muy buenas como laboratorios para la física fundamental. En particular, resultan útiles en el estudio de procesos físicos bajo condiciones no reproducibles en la Tierra, debido a las altas densidades que caracterizan a estas estrellas. Estos estudios pueden realizarse contrastando resultados teóricos con propiedades observacionales de las EBs, como ser la función de luminosidad para distintas poblaciones de EBs (v.g., disco galáctico, cúmulos globulares), o sus propiedades pulsacionales, como la tasa a la que varían sus períodos de pulsación. Las EBs se utilizaron para estudiar la variación de constantes fundamentales (García-Berro et al. 2011; Córscico et al. 2013; Hu et al. 2019); ecuación de estado, cristalización y procesos de separación de elementos químicos a altas densidades (v.g., Segretain et al. 1994a; García-Berro et al. 2010); y para estudiar la física de partículas elementales en procesos que involucren interacciones electro-débiles, como por ejemplo, la emisión de neutrinos (Winget et al. 2004; Córscico et al. 2014; Miller Bertolami 2014), o de los hipotéticos axiones (v.g. Isern et al. 2008; Córscico et al. 2012a; Miller Bertolami et al. 2014).

### 1.2.1. Estrellas EB deficientes en hidrógeno

Las EBs también pueden ser separadas en estrellas cuyas envolturas son ricas en H, y estrellas deficientes en H. Las estrellas ricas en H representan aproximadamente el 80 % del total de EBs. Por ende, un porcentaje significativo ( $\sim 20$  %) de estrellas EB presentan superficies deficientes en H. Entre estas se encuentran las DO (con líneas de HeII en su espectro;  $45000 \text{ K} \lesssim T_{ef} \lesssim 200000 \text{ K}$ ), las DB (con líneas de HeI,  $11000 \text{ K} \lesssim T_{ef} \lesssim 45000 \text{ K}$ ) y otras EBs con espectros dominados por carbono u oxígeno (Althaus et al. 2010). Como pasa en general con las estrellas que presentan poco o nada de H en sus atmósferas, explicar la formación de estas EBs deficientes en H también es un desafío, y probablemente no se formen mediante un sólo camino evolutivo. Para discusiones tempranas sobre la formación de estas estrellas puede consultarse Renzini (1979); Schoenberner (1979); Renzini (1981); Iben et al. (1983). Actualmente se cree que las estrellas DO y DB pueden haber evolucionado a partir de las estrellas PG1159, que son pre-EBs con envolturas ricas en He, C y O. Estas estrellas, a su vez, se formarían mediante la ocurrencia de un pulso térmico muy tardío (VLTP, por sus siglas en inglés). En este escenario, una estrella pos-AGB sufre un último pulso térmico cuando ya no presenta fusión de H en capas. En consecuencia, la zona convectiva que se genera debido a la energía liberada por la fusión de He, acarrea el H hacia el interior, donde se fusiona violentamente debido a las altas temperaturas. Este es un proceso similar al que ocurre en el escenario de hot-flasher mencionado en la sección anterior. La principal diferencia es que en los pulsos térmicos la fusión de He ocurre en el borde de un núcleo de C/O ya formado en la estrella. El resultado es un remanente con una superficie deficiente en H y rica en He, C y O. Luego, a medida que los procesos de difusión actúan, la estrella PG1159 se convertiría primero en una estrella DO y luego en una DB (Althaus et al. 2005; Miller Bertolami et al. 2006). Las enanas blancas DO y DB podrían ser también las descendientes de las estrellas supergigantes y deficientes en H, R Corona Borealis (RCrBs), de las estrellas calientes extremadamente enriquecidas en helio (EHe) o de las subenanas calientes ricas en He, las He-sdOBs (Reindl et al. 2014b). Las estrellas RCrBs y EHe, a su vez, podrían formarse por la coalescencia de una enana blanca con núcleo de C/O y otra con núcleo de He (Webbink 1984; Saio & Jeffery 2002; Longland et al. 2011) Como mencionamos en la sección anterior, los escenarios propuestos para las He-sdOB son la coalescencia de dos enanas blancas con núcleos de He, o el escenario de hot-flasher tardío, donde una fracción importante de la masa de la estrella se pierde durante su evolución como gigante roja, ya sea por evolución binaria o aislada (esto último especialmente en cúmulos globulares).

### 1.2.2. Objetivos de la tesis. Parte II

Debido a que las subenanas calientes tienen envolturas lo suficientemente delgadas para no poder sostener la fusión de H en capas, las sdOBs evolucionan a EBs sin pasar por la rama asintótica de las gigantes, ni por la etapa de pulsos térmicos. Por ende, si bien las EBs resultantes estarían compuestas por núcleos de C/O, los detalles de su estratificación química pueden ser muy diferentes a estrellas que atravesaron la rama asintótica de las gigantes y la etapa de pulsos térmicos. Esta fue la principal motivación para estudiar también la etapa de enana blanca, centrándonos en las estrellas deficientes en H. Por otro lado, en el grupo de investigación hay una larga trayectoria en el estudio de la física de partículas utilizando las enanas blancas. Mi tesis de licenciatura estuvo centrada en determinar el potencial de las EBs ricas en helio como laboratorios para el estudio de los axiones. Durante el trabajo de doctorado revisamos, continuamos y ampliamos este estudio. Por ende, este trabajo también es presentado en esta tesis. En lo que sigue describimos más específicamente las motivaciones y los objetivos particulares del trabajo de doctorado que concierne a las enanas blancas.

#### Enanas blancas deficientes en H de baja masa

Está bastante aceptado que un grupo de estrellas EB deficientes en H puede formarse mediante la ocurrencia de un pulso térmico muy tardío, cuando la estrella se encuentra entrando a la fase de enana blanca. Como mencionamos, este es un escenario que presenta cierto parecido al hot-flasher tardío, donde se produce un flash de H luego del encendido del He. Aunque la razón por la que ocurren los flashes en uno y otro caso es distinta, en ambos casos se obtiene como consecuencia que todo o casi todo el H de la estrella es consumido como combustible nuclear. Por lo tanto, no hay razón para pensar que, si el escenario VLTP genera estrellas EB deficientes en H, no lo haga también el escenario de hot-flasher tardío. Sin embargo, este escenario no fue estudiado para la formación de estas estrellas. Hay que tener en cuenta, sin embargo, que mediante el escenario de hot-flasher tardío se forman estrellas con masas del orden de  $0.4 - 0.5 M_{\odot}$ . Por lo que, si alguna estrella DB se formó mediante este escenario, su masa tendría que ser del orden de dicho valor. La masa media de las DBs es, como en las DAs, del orden de  $0.6 M_{\odot}$ . Aunque la distribución de masas de las DBs no tiene una extensión significativa hacia masas menores que este valor, existen algunas DB a las que se le estimaron masas del orden de  $0.4 - 0.5 M_{\odot}$  (ver, v.g. figura 1.7). El trabajo más reciente para el caso de las EB ricas en He, basado en datos del satélite *Gaia* fue llevado a cabo por [Genest-Beaulieu & Bergeron \(2019\)](#). Independientemente de la técnica que utilizan para estimar las masas (espectroscópica o fotométrica), en este trabajo encuentran estrellas DB con masas menores a  $0.5 M_{\odot}$ , incluso  $0.4 M_{\odot}$ . [Genest-Beaulieu & Bergeron \(2019\)](#) argumentan que estas estrellas pueden ser sistemas binarios conformados por dos enanas blancas DB (DB+DB) donde no se pueden resolver ambas componentes, por lo que parecen tener un radio más largo, y por lo tanto, menor masa. Sin embargo, no está claro si es este el caso para todas las estrellas DB con determinaciones de masas menores a  $0.5 M_{\odot}$ . Además, [Reindl et al. \(2014a\)](#) estimaron masas para una muestra de enanas blancas DO y encontraron algunas de ellas con masas menores a  $0.5 M_{\odot}$ , argumentando que podrían ser descendientes de estrellas de la rama horizontal extendida y enriquecidas en helio, es decir, de estrellas He-sdOB.

Por todo esto, en esta tesis estudiamos el escenario de hot-flasher tardío para la formación de estrellas enanas blancas deficientes en H. En particular, exploramos las diferencias evolutivas y pulsacionales de las EB deficientes en H de baja masa que resultan de la evolución de un hot-flasher tardío y de un VLTP, dejando el escenario de coalescencia para un trabajo futuro. A partir de este estudio, dado que las estrellas DB pulsan en el rango de temperaturas efectivas de  $22000 \text{ K} \lesssim T_{\text{ef}} \lesssim 32000 \text{ K}$ , exploramos el potencial de la astrosismología para



discernir entre estos dos escenarios evolutivos. Este estudio se enmarca dentro de los objetivos generales de la tesis, ya que entender la evolución posterior de las subenanas calientes enriquecidas en helio, y poder determinar en qué escenario se formaron estas enanas blancas de baja masa, nos ayuda a entender también cómo se forman las subenanas calientes. En el capítulo 5, sección 5.1, presentamos este trabajo y discutimos los resultados.

### Aplicación a la física de partículas

Por otro lado, como un trabajo de revisión y continuación de la tesis de licenciatura, exploramos el potencial de las estrellas enanas blancas DB pulsantes como laboratorios para acotar la física de los axiones. La existencia de estas partículas fue propuesta como solución al problema carga-paridad (CP) de la cromodinámica cuántica (Peccei & Quinn 1977; Weinberg 1978). Dicho problema consiste en que la teoría no proporciona ninguna razón para la ausencia de violación de la simetría CP (carga-paridad) que se observa en las interacciones fuertes. Actualmente, se encuentran en discusión principalmente dos tipos de modelos de axiones, el KSVZ (Kim 1979; Shifman et al. 1980) y el DFSZ (Dine et al. 1981; Zhitnitsky 1980), que fueron denominados modelos de axiones invisibles. Además, los axiones fueron propuestos como candidatos a conformar la materia oscura (Preskill et al. 1983). El porcentaje con el que los axiones contribuirían a la materia oscura depende de su masa, y esta cantidad no es predicha por la teoría que propone su existencia. En consecuencia, la masa de los axiones debe ser inferida mediante experimentos terrestres o a través de objetos astrofísicos en los que se den las condiciones físicas necesarias para la producción de axiones (Raffelt 1996). Si bien, al día de la fecha no hay confirmación de la existencia de los axiones, a partir de los experimentos y las observaciones fue posible proporcionar límites a la intensidad del acoplamiento de los axiones con otras partículas, y a la fracción con la que contribuirían a la materia oscura (Giannotti et al. 2017; Hoof et al. 2019).

En el interior de las enanas blancas se dan las condiciones físicas necesarias para la emisión de axiones del modelo DFSZ (Raffelt 1996). Al salir de la estrella prácticamente sin volver a interactuar, la emisión de estas partículas constituiría una importante fuente de enfriamiento extra de la estrella. Esto impactaría directamente en la tasa de enfriamiento de la estrella, y por ende, en la tasa a la que cambia la estructura de la EB, cuya evolución consiste básicamente en un proceso de enfriamiento. El período de una estrella depende de su estructura, y la tasa de cambio de período refleja la escala de tiempo a la que evoluciona la estrella. Por lo tanto, en las EBs la tasa de cambio de un período de pulsación es prácticamente proporcional a la tasa de enfriamiento de la estrella. En consecuencia, la emisión de axiones impacta directamente en la tasa de cambio de los períodos pulsacionales. Comparar la variación observada en períodos pulsacionales con la predicción teórica de modelos de EBs con distintos valores del acoplamiento de axiones con electrones, permite acotar el valor de este acoplamiento. Esta técnica fue propuesta por (Isern et al. 1992). A partir de ese momento, diversos trabajos derivaron cotas al acoplamiento entre electrones y axiones en el modelo DFSZ utilizando la tasa de cambio de algún período pulsacional de tres estrellas enanas blancas DA (Córscico et al. 2001; Bischoff-Kim et al. 2008; Córscico et al. 2012a,b, 2016). Las estrellas DB pulsantes son más calientes que las DA pulsantes. En consecuencia, las fuentes principales de energía difieren, y se espera que la emisión de axiones en las DB sea más importante que en las DA. Por lo tanto, el impacto de la emisión de axiones en el enfriamiento de las estrellas DB y DA puede ser diferente. Lamentablemente, no hay a la fecha una medición precisa de la tasa de cambio de algún período de una estrella DB pulsante. Sin embargo, existe una estimación de dicha cantidad para un período de la estrella PG 1351+489 (Redaelli et al. 2011). En este trabajo exploramos el potencial de las enanas blancas DB pulsantes para estudiar la física de los axiones. Además, utilizando la estimación de la tasa de cambio de uno de los períodos

## 1. Introducción

---

de la estrella PG 1351+489, proporcionamos una cota estimativa al acoplamiento entre electrones y axiones del modelo DFSZ, poniendo especial énfasis en las incertezas originadas en el modelado del interior estelar. Debido a que esta única estimación de la tasa de cambio de período en una EB deficiente en H es de una estrella de masa  $\sim 0.6 M_{\odot}$ , y a que la mayoría de las estrellas DB tienen masas mayores a  $0.5 M_{\odot}$ , los modelos de DBs que utilizamos en este trabajo no provienen de la evolución de estrellas He-sdOB, sino de la evolución de estrellas en el escenario VLTP. En el capítulo 5, sección 5.2 presentamos los resultados de este trabajo.

## CAPÍTULO 2

---

# MARCO TEÓRICO

En este capítulo repasaremos brevemente distintos aspectos sobre el estudio teórico de las estrellas de baja masa, como ser la evolución, la nucleosíntesis estelar y las pulsaciones, para proporcionar un marco teórico al trabajo presentado en los capítulos siguientes.

### 2.1. Estructura y evolución estelar

En esta sección daremos una breve reseña de la teoría de evolución de estrellas de baja masa, empezando por la evolución canónica y siguiendo por los escenarios de formación de estrellas subenanas calientes y enanas blancas enriquecidas en helio. Las secciones 2.1.1 y 2.1.3 se encuentran prácticamente desprovistas de referencias, pero esto se debe a que están principalmente basadas en los libros de [Kippenhahn et al. \(2012\)](#) y [Salaris & Cassisi \(2005\)](#), por lo que en general, para más detalle referimos a dichos libros y a referencias allí citadas.

#### 2.1.1. Aspectos básicos del modelado estelar

##### Escalas temporales de interés

A la hora de estudiar la evolución estelar y los procesos que ocurren dentro de las estrellas, es muy útil tener una idea de en qué escalas de tiempo ocurren diferentes procesos, y cuánto tarda la estructura estelar en “reaccionar” a ciertos cambios que ocurren dentro de ella. Esto nos permitirá también hacer simplificaciones a la hora de modelar la estructura estelar. Para esto, primero, pensamos en un modelo básico de estrella: un material autogravitante compuesto de gas y radiación, en simetría esférica. Podemos definir, por ejemplo, la escala de tiempo a la cual la estructura colapsaría en ausencia de presión del material,  $\tau_{\text{cl}}$  (por caída libre), tal que:

$$g \simeq \left(\frac{R}{\tau_{\text{cl}}}\right)^2, \quad (2.1)$$

donde  $g$  es la aceleración en la superficie estelar y  $R$  es su radio. La escala de tiempo así definida resulta:

$$\tau_{\text{cl}} \simeq \left(\frac{R}{g}\right)^{1/2}. \quad (2.2)$$

Podemos definir, también, la escala de tiempo a la que se desarmaría una estrella por la presión del material, que ejerce una fuerza neta hacia afuera, si la gravedad es despreciable

## 2. Marco teórico

---

frente a esta presión. De la ecuación de conservación de momento en simetría esférica, despreciando la fuerza de gravedad, podemos deducir una expresión para esta escala de tiempo:

$$\tau_{\text{din}} \simeq R \left( \frac{\rho}{P} \right)^{1/2}, \quad (2.3)$$

que es del orden de lo que le lleva a una onda de sonido viajar desde el centro de la estrella hacia la superficie. Diremos que la estrella está en equilibrio mecánico (también llamado hidrostático), cuando la aceleración de los elementos de material en la estrella sea nula (en general, despreciable). En los dos escenarios planteados arriba, en donde despreciamos, en un caso la presión del material, y en otro su gravedad, la estrella claramente no está en equilibrio hidrostático. Si la presión del material hacia el exterior contrarresta la acción de la gravedad en todo punto de la estrella, se alcanza el equilibrio mecánico. En este caso, podemos igualmente definir las escalas de tiempo  $\tau_{\text{din}}$  y  $\tau_{\text{cl}}$ , y resultarán ser parecidas. A  $\tau_{\text{din}}$  la llamaremos escala de tiempo dinámica. Frente a perturbaciones del equilibrio mecánico de la estrella, los cambios en la estructura de la estrella se dan en escalas de tiempo dinámicas. En particular, si la configuración es estable, la recuperación del equilibrio se dará en esta escala de tiempo. Esta escala es en general muy pequeña comparada con el tiempo de vida de las estrellas. Para el Sol es del orden de 27 minutos, para una gigante roja es del orden de algunas decenas de días y para una enana blanca es del orden de los pocos segundos.

Tengamos en cuenta ahora que la estrella, al tener cierta temperatura, se encontrará irradiando. La energía por unidad de tiempo que la estrella radia hacia el exterior será la luminosidad  $L$ . Definimos otra escala de tiempo, la escala de tiempo de térmica, que está dada por:

$$\tau_{\text{term}} = \frac{|E_g|}{L} \approx \frac{2E_i}{L}, \quad (2.4)$$

donde  $E_g$  es la energía potencial gravitatoria de la estrella y  $E_i$  es la energía interna total. Tendremos que  $|E_g| = |2E_i|$  en equilibrio hidrostático, como consecuencia del Teorema del Virial. Estimando a la energía potencial gravitatoria como:

$$|E_g| \approx \frac{G(M/2)^2}{R/2}, \quad (2.5)$$

obtenemos

$$\tau_{\text{term}} \approx \frac{GM^2}{2RL}. \quad (2.6)$$

Supongamos que no hay otra fuente de energía en la estrella más que la interna y la gravitatoria. En este caso, la energía gravitatoria de la estrella disminuirá (se hará más negativa), a medida que la estrella pierda energía. En estas condiciones,  $\tau_{\text{term}}$  es del orden del tiempo que la estrella tarda en contraerse de manera significativa irradiando a una luminosidad  $L$ . Independientemente de si la estrella tiene otra fuente de energía o no, esta escala de tiempo es aproximadamente del orden de lo que tarda en acomodarse la estructura de una estrella a, por ejemplo, una inyección de energía en su interior. Para el Sol, esta escala de tiempo es del orden de  $10^7$  años.

Consideremos ahora que dentro de la estrella tienen lugar reacciones nucleares. Llamemos  $E_{\text{nuc}}$  al reservorio de energía nuclear, es decir, dada la masa y composición de la estrella, y las reacciones nucleares que ocurren (por ejemplo, fusión de H o de He),  $E_{\text{nuc}}$  es la cantidad de energía que la estrella puede liberar por reacciones nucleares. Podemos definir así otra escala de tiempo,  $\tau_{\text{nuc}}$ , que será la escala de tiempo típica en la que evoluciona la estructura de una estrella cuya principal fuente de energía es la nuclear,

$$\tau_{\text{nuc}} = E_{\text{nuc}}/L. \quad (2.7)$$

Para el Sol, por ejemplo, que se encuentra fusionando hidrógeno, esta escala de tiempo es del orden de  $10^{10}$  años.

Otra escala de tiempo que mencionaremos en capítulos siguientes de esta tesis es la escala de tiempo convectiva. En regiones donde el transporte de energía en la estrella se da por el movimiento macroscópico de material, podemos calcular el tiempo que le llevaría a un elemento macroscópico de material moverse de un borde a otro en esta región convectiva. Podemos estimar este tiempo de la siguiente manera:

$$\tau_{\text{conv}} = \int_{R_i}^{R_f} \frac{dr}{v(r)}, \quad (2.8)$$

donde  $R_i$  y  $R_f$  son los radios de los bordes de la zona convectiva y  $v(r)$  es la velocidad del material.

### Hipótesis básicas para el modelado estelar

En general, cuando en el interior estelar tienen lugar procesos de fusión de H o de He, la escala de tiempo  $\tau_{\text{nuc}}$  es mucho mayor que la térmica. Ésta, a su vez, es mucho mayor que la dinámica:

$$\tau_{\text{nuc}} \gg \tau_{\text{term}} \gg \tau_{\text{din}}. \quad (2.9)$$

Por lo que para modelar la evolución estelar tenemos que resolver las ecuaciones que la gobiernen a lo largo de la escala nuclear. Esto es posible mediante códigos que resuelven el problema de la evolución estelar bajo la hipótesis de simetría esférica (códigos 1D), pero no actualmente mediante códigos que resuelven el problema hidrodinámico en tres dimensiones (códigos 3D). Con éstos últimos códigos se puede modelar mejor procesos físicos de naturaleza turbulenta que ocurren dentro del interior estelar y que son esencialmente tri-dimensionales, pero que también, cambian en escalas de tiempo dinámicas. El costo computacional de resolver un problema así en escalas de tiempo dinámica es ya muy alto, y en escalas de tiempo nuclear, hoy en día no es posible. Por lo tanto, los códigos 3D resuelven la evolución del interior estelar en porciones insignificantes de sus vidas. Existen también códigos que limitan el problema a dos dimensiones (códigos 2D, v.g. [Deupree 2004](#)). Sin embargo, no es muy claro cómo plantear el problema de la evolución estelar en dos dimensiones (o al menos no es simple). Por ende, hoy por hoy, la manera de modelar la evolución de una estrella durante porcentajes importantes de su vida es mediante códigos 1D. Todo lo que haremos en adelante estará basado en modelos estelares 1D. Como ya mencionamos, modelaremos a la estrella en simetría esférica, por lo tanto, esta única dimensión corresponderá al radio, o a alguna coordenada que se relacione con el radio.

Las diferencias en las escalas temporales nos permiten hacer ciertas suposiciones en el modelado de la evolución estelar. La enorme diferencia entre el tiempo dinámico y el nuclear, hará que consideremos a la estrella en permanente equilibrio mecánico. Es decir, la evolución estelar se compondrá de sucesivos estados (distintos) de equilibrio mecánico. También, podemos definir el equilibrio térmico dentro de una estrella. En una situación en la que hay una importante fuente de energía por reacciones nucleares dentro de la estrella, hay un permanente flujo de calor entre el interior más caliente de la estrella y la superficie más fría. En este caso, cuando hablamos de equilibrio térmico en el interior estelar, habrá intercambio de calor entre capas adyacentes del interior estelar, pero este flujo de calor es constante en el tiempo y no varía. La escala de tiempo térmica nos dice, a grandes rasgos, qué tan rápido ocurre el intercambio de calor entre regiones de la estrella a distancias del orden de su radio. Por lo que, una vez iniciada las reacciones nucleares en el interior, el tiempo que tarda la estrella en acomodarse a un flujo constante (en el tiempo) de energía desde el interior hacia

la parte superficial de la estrella, es del orden de la escala de tiempo térmica. Por esto, si la escala de tiempo nuclear es mucho más grande, entre un estado de equilibrio mecánico y otro, regidos por la escala nuclear, podremos suponer que también hay equilibrio térmico en la estrella. Hay partes en la evolución estelar en las que la fuente de energía nuclear no es la fuente más importante de energía de la estrella, o ni siquiera está presente, como es el caso en la mayor parte de la evolución de las EBs. En estos casos en que la evolución está regida por la escala de tiempo térmica, esta es, igualmente, mucho mayor que la escala de tiempo dinámica. Por esto, en general supondremos equilibrio mecánico en la estrella, pero no necesariamente equilibrio térmico.

Además, supondremos que el material está compuesto de materia (bariónica y leptónica) y radiación, que no hay presencia de campos magnéticos y que la estrella no rota. Otra suposición que haremos en esta tesis, es que la evolución de la estrella en sus estados de equilibrio no se ve alterada por la presencia de una estrella compañera.

También, consideramos al material en el interior estelar en equilibrio termodinámico local. Esto significa que en un elemento de material, la temperatura de su material determina el campo de radiación, que será localmente el de un cuerpo negro. Esto también implica que la radiación es isotrópica, es decir, un elemento de material radia igual cantidad de energía hacia todas las direcciones. Esto estrictamente no es cierto, puesto que sino no habría flujo de energía hacia afuera en la estrella, pero es “bastante” cierto. Podemos estimar, de hecho, en qué porcentaje varía la densidad de energía a lo largo de, por ejemplo, el camino libre medio de los fotones,  $l_\gamma$ . El valor de  $l_\gamma$  en el interior de las estrellas es del orden de 2 cm (ver, v.g., [Kippenhahn et al. 2012](#)). Podemos estimar el cambio en la densidad de energía de la radiación como  $\Delta u = l_\gamma(du/dr)$ . Como la densidad de energía de la radiación es  $u \sim T^4$ , podemos escribir  $\Delta u/u \sim 4\Delta T/T \sim l_\gamma(dT/dr)/T$ . Estimando el gradiente de temperatura para el Sol, como la diferencia de temperatura en el centro ( $\sim 10^7$  K) y la superficie ( $\sim 5 \times 10^3$  K), dividida por el radio del Sol ( $7 \times 10^{10}$  cm), nos queda  $dT/dr \sim 1.4 \times 10^{-4}$  K cm<sup>-1</sup>. Por lo que la desviación de la isotropía de la densidad de energía de la radiación en una zona de la estrella con temperatura del orden de  $T \sim 10^6$  K es de:

$$\frac{\Delta u}{u} \sim 10^{-9}, \quad (2.10)$$

siendo menor, cuanto mayor la temperatura. En consecuencia, en el interior de la estrella el campo de radiación es prácticamente isotrópico. Sin embargo, esa pequeña desviación de la anisotropía es la que nos permite ver a las estrellas. Y, si bien consideraremos equilibrio termodinámico local en el interior estelar, tenemos que calcular el transporte de energía dentro de la estrella, de otra manera tendríamos modelos de estrellas que no brillan. Debido a la casi isotropía del campo de radiación (y del gradiente de temperatura), al transporte de energía por radiación en el interior estelar lo trataremos como un proceso difusivo, es decir, que estará dado por la ecuación  $\vec{j} = -D\vec{\nabla}n$ , donde  $\vec{j}$  es el flujo de las partículas que transportan la energía (fotones) entre capas de densidades de partículas ( $n$ ) diferentes.  $D$  es el coeficiente de difusión, que depende de la velocidad de las partículas que transportan la energía y de su camino libre medio. Sin embargo, el transporte de energía en las estrellas no se da únicamente por la radiación, en ciertas partes de la evolución y zonas de la estrella son importantes los transportes conductivos y convectivos. En el primer caso la energía es transportada por electrones (u otras partículas microscópicas), y en el segundo caso, por el movimiento de elementos macroscópicos de material. En ambos casos, el flujo de energía depende, como en el caso radiativo, del camino libre medio de los elementos que transportan la energía, y del gradiente de temperatura. Como vimos que el valor relativo del gradiente de temperatura es un número muy pequeño, en estos dos casos de transporte de energía también vamos a tomar la aproximación de difusión.

### Ecuaciones de estructura y evolución estelar

Dos de las ecuaciones fundamentales para modelar la evolución y la estructura estelar no son otras que las ecuaciones de conservación del momento y la energía. A estas ecuaciones las escribiremos en coordenadas lagrangianas, es decir, coordenadas que siguen el movimiento de los elementos de material, que en simetría esférica, serán directamente capas de la estrella de masa  $dm$  y espesor  $dr$ , a una distancia  $r$  del interior estelar. Definimos la coordenada  $m$  (que a veces llamaremos  $m_r$ ), que será la masa contenida por una esfera de radio  $r$ . Cuando  $r$  sea igual al radio estelar  $R$ ,  $m$  será la masa total de la estrella  $M$ . La ecuación que define la coordenada  $m$ , y las ecuaciones de conservación del momento y la energía en dicha coordenada resultan:

$$\frac{\partial r}{\partial m} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho}, \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial P}{\partial m} = -\frac{Gm}{4\pi r^4} \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial l}{\partial m} = \epsilon_{\text{nuc}} - \epsilon_{\nu} - c_P \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\delta}{\rho} \frac{\partial P}{\partial t}, \quad (2.13)$$

donde  $\rho$ ,  $T$ ,  $P$  y  $l$  son la densidad, la temperatura, la presión y la luminosidad, respectivamente.  $c_P$ , es el calor específico a presión constante,  $\epsilon_{\text{nuc}}$  es la liberación de energía nuclear por unidad de masa y de tiempo,  $\epsilon_{\nu}$ , la energía liberada por emisión de neutrinos por unidad de masa y de tiempo (en este valor no están tenidos en cuenta los neutrinos liberados en reacciones nucleares, ya que se consideran dentro de  $\epsilon_{\text{nuc}}$ ). Todas estas cantidades son funciones de la coordenada  $m$  y del tiempo  $t$ , y representan las cantidades de la capa de masa  $dm$  y ancho  $dr$  a una distancia  $r(m)$  del centro, y a un instante  $t$ . Además,  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío y  $G$ , la constante de gravitación universal. También depende de  $m$  y  $t$  la cantidad  $\delta$ , que está dada por:

$$\delta = \left( \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T} \right)_P \quad (2.14)$$

La ecuación 2.12 es la ecuación de conservación del momento en el caso de equilibrio hidrostático. Fuera de este equilibrio, la ecuación tendría un término más, proporcional a la aceleración ( $\propto \partial^2 r / \partial t^2$ ). La ecuación 2.13 es la ecuación de conservación de la energía. Esta ecuación plantea que la luminosidad en cada capa de la estrella y a cada instante depende de la energía generada por las reacciones nucleares, la pérdida de energía por neutrinos (generados en procesos térmicos) y la energía generada por las transformaciones termodinámicas experimentadas por la materia estelar (esta energía por unidad de masa y tiempo está representada en el tercer y cuarto término de la ecuación 2.13) en esa capa y ese instante. En el caso de equilibrio térmico los dos últimos términos podrían ser simplificados. De hecho, estos términos van a ser, en general, muy pequeños en comparación a  $\epsilon_{\text{nuc}} - \epsilon_{\nu}$  a lo largo de la evolución de una subenana caliente. Sin embargo, serán términos no despreciables en algunos momentos en la evolución de la estrella cuando cesa la fusión nuclear, y dominantes en la evolución en la etapa de EB. Por lo que no despreciamos estos términos.

Nos faltan las ecuaciones que describen cómo es el transporte de la energía y cómo varía la química dentro de la estrella. Dijimos que al transporte de energía en la estrella lo trataríamos como un proceso difusivo, ya sea por radiación, conducción o convección. La ecuación, bajo esta aproximación, que se suele utilizar para describir el transporte de energía en el interior estelar, es una ecuación para la temperatura directamente, y está dada por:

$$\frac{\partial T}{\partial m} = -\frac{GmT}{4\pi r^4 P} \nabla, \quad (2.15)$$

donde

$$\nabla = \left( \frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} \right) = \frac{T}{P} \frac{\partial T}{\partial P}. \quad (2.16)$$

A  $\nabla$  se le suele llamar llanamente “el gradiente de temperatura”, o, a veces “el gradiente de temperatura real”, y su valor depende del tipo de transporte de energía (y de cómo modelamos estos procesos). Si el transporte de energía es radiativo y/o conductivo,  $\nabla = \nabla_{\text{rad}}$ , donde,

$$\nabla_{\text{rad}} = \frac{3}{16\pi acG} \frac{\kappa l P}{m T^4}, \quad (2.17)$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz y  $a$  la constante de radiación. Si bien a  $\nabla_{\text{rad}}$  se le suele llamar gradiente radiativo, es esta ecuación  $\kappa$  es la opacidad radiativa y/o conductiva. Si el transporte de energía es convectivo, el valor de  $\nabla$  dependerá de la teoría de convección utilizada. En el caso que las estrellas posean convección en sus regiones centrales, y debido a las densidades altas allí reinantes, el valor de  $\nabla$  puede ser tomado como el de  $\nabla_{\text{ad}}$ , que es el gradiente de temperatura a entropía constante,  $\nabla_{\text{ad}} = (\partial \ln T / \partial \ln P)|_S$ .

Además, es necesario establecer un criterio para determinar en cada capa de la estrella y a cada instante la naturaleza del transporte de energía. El *criterio de Schwarzschild* consiste en considerar que una determinada región es inestable frente a movimientos macroscópicos de materia cuando:

$$\nabla_{\text{rad}} > \nabla_{\text{ad}}. \quad (2.18)$$

Este es un criterio local, es decir, la situación de inestabilidad o no de una dada cáscara depende de propiedades que el material estelar tiene sólo en esa capa. El valor de  $\nabla$  en el régimen convectivo, y el criterio para decidir qué tipo de transporte de energía ocurre en cada cáscara de la estrella (y en cada momento) resultan importantes fuentes de incerteza en la teoría de evolución estelar. En particular, la determinación de hasta dónde llega el movimiento turbulento del material en las zonas convectivas (borde convectivo formal), y cómo es este movimiento turbulento en los bordes de la zona convectiva, es decir, si el movimiento es inestable más allá del borde formal convectivo, impacta directamente en la estructura química de la estrella. Dada la naturaleza tri-dimensional del movimiento de un plasma turbulento, la implementación de estos procesos en códigos 1D es una de las mayores incertezas en el modelado estelar. En esta tesis, el límite formal de la zona convectiva estará dado por el criterio de Schwarzschild, mientras que en algunas etapas evolutivas donde está claro (a partir de inferencias observacionales) que este límite subestima la mezcla en el interior estelar, consideraremos mezcla más allá del límite formal.

Pasemos entonces a describir las ecuaciones que describen cómo varía la composición química dentro de la estrella. Estas ecuaciones tienen la forma

$$\frac{\partial X_i}{\partial t} = f(X_j, T, P, r, l), \quad i, j = 1, \dots, I \quad (2.19)$$

donde  $I$  es la cantidad de especies químicas  $i$  presentes en la estrella, y  $X_i$  es la abundancia por fracción de masa de la especie  $i$ . Además, planteamos la ecuación  $\sum_{i=1, I} X_i = 1$ , que, en cada capa de la estrella, determina la conservación de la masa<sup>1</sup>. La variación química dependerá de dos fenómenos distintos. Uno de estos se debe a que las reacciones nucleares cambian la cantidad de núcleos de cierta especie en cada capa, ya sea aumentando alguna abundancia al producir núcleos de una dada especie, o disminuyéndola al utilizar los núcleos de dicha especie en reacciones. El otro fenómeno consiste en todos los procesos de mezcla de material presentes en la estrella, como lo es, por ejemplo, la convección. La variación temporal

---

<sup>1</sup>En realidad, la masa no se conserva en el interior estelar donde ocurren procesos de fusión nuclear, puesto que parte de la masa es transformada en energía, pero no tenemos en cuenta este efecto.



de la abundancia de cada especie en una capa de la estrella depende sólo de las cantidades físicas locales de la estrella sólo en el caso que no haya mezcla del material. Si hay mezcla del material, la variación de la composición química de la capa depende de las cantidades físicas en todas las capas de la estrella que se mezclan en un dado paso de tiempo. Las ecuaciones de cambio químico tienen la forma:

$$\frac{\partial X_i}{\partial t} = \left( \frac{\partial X_i}{\partial t} \right)_{\text{nuc}} + \left( \frac{\partial X_i}{\partial t} \right)_{\text{mezcla}}, \quad i = 1, \dots, I. \quad (2.20)$$

Este es un conjunto de  $I$  ecuaciones acopladas entre sí (ya que el cambio en la abundancia química de un elemento dependerá, en general, de la abundancia de otros elementos), y conectadas con las ecuaciones correspondientes a otras capas de la estrella debido al término de mezcla. Si definimos  $N_i = n_i V$  como el número de partículas de una especie nuclear  $i$  en un dado volumen  $V$ , siendo  $n_i = X_i \rho / m_i$  el número de partículas por unidad de volumen, con  $m_i$  la masa de una partícula de la especie  $i$ , podemos relacionar el primer término de la ecuación 2.20 con la ecuación:

$$V \left( \frac{\partial N_i}{\partial t} \right)_{\text{nuc}} = - \sum_j \frac{1}{1 + \delta_{ij}} \langle v\sigma \rangle_{ij} N_i N_j + \sum_{k,m} \frac{1}{1 + \delta_{km}} \langle v\sigma \rangle_{km} N_k N_m, \quad (2.21)$$

donde  $\delta_{ij}$  y  $\delta_{km}$  son deltas de Kronecker,  $\langle v\sigma \rangle_{ij}$  es la tasa de reacciones nucleares por par de partículas entre la especie  $i$  y la  $j$ , y  $\langle v\sigma \rangle_{km}$  la tasa de reacciones nucleares por par de partículas entre las especies  $k$  y  $m$  que generan partículas de la especie  $i$ . En la ecuación 2.21 el primer término representa, entonces, la generación de partículas de la especie nuclear  $i$ , y el segundo término, su destrucción, suponiendo que sólo intervienen reacciones de dos partículas. Las principales reacciones nucleares en la vida de las estrellas de baja masa son cadenas de reacciones en donde básicamente se consume el H dando lugar a la formación de He, o procesos en los que se consume el He resultando en la formación de C y O, y serán presentadas en la sección -. También, dependiendo de la masa de la estrella, pueden darse reacciones en donde se generan elementos más pesados.

El segundo término de la ecuación 2.20 se refiere a los procesos de mezcla, que, como mencionábamos más arriba, son más difíciles de modelar, especialmente la convección (movimiento macroscópico y turbulento de material). El movimiento convectivo en códigos 1D es en general aproximado utilizando un proceso difusivo. Este tratamiento de la mezcla macroscópica se plantea dentro de los límites formales de la convección. Sin embargo, como mencionamos más arriba, en algunas etapas evolutivas es importante tener en cuenta mezcla del material más allá del límite convectivo formal dado por el criterio de Schwarzschild, que, en nuestro caso, también lo consideramos un proceso difusivo. Sin embargo, si bien es el más incierto, la convección no es el único proceso de mezcla, existen también procesos de mezcla microscópica, que adquieren gran relevancia en la etapa de enana blanca de las estrellas, y también son importantes para la formación de envolturas de H puras en las subenanas calientes. Estos se denominan *procesos de difusión* y pueden ser de difusión química, térmica o procesos de sedimentación. El primero tiende a suavizar los gradientes de composición química que puedan existir en la estrella. En el segundo, elementos más pesados tienden a ir a zonas de mayor temperatura. En el proceso de sedimentación, en cambio, los elementos más livianos tienden a ir hacia la superficie (i.e. zonas de menor presión), mientras que los más pesados hacia el centro de la estrella. Cada proceso tendrá un valor del coeficiente de difusión en el modelado de la evolución de las estrellas. Otro proceso difusivo es el de levitación radiativa, que consiste básicamente en la presión de radiación empujando elementos pesados hacia regiones más externas en la estrella. Sin embargo, este proceso es más complicado de calcular y no lo consideramos. En general, el segundo término de la ecuación 2.20 suele escribirse de

## 2. Marco teórico

---

la siguiente manera:

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

donde  $D_{\text{mezcla}_l}$  res presenta el coeficiente de difusión del proceso de mezcla  $l$ , que determina cuán efectivo es dicho proceso de mezcla.

Resumiendo, las ecuaciones para resolver la estructura y evolución estelar son las siguientes,

$$\frac{\partial r}{\partial m} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho}, \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial P}{\partial m} = -\frac{Gm}{4\pi r^4} - \frac{1}{4\pi r^4} \frac{\partial^2 r}{\partial t^2}, \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial l}{\partial m} = \epsilon_{\text{nuc}} - \epsilon_\nu - c_P \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\delta}{\rho} \frac{\partial P}{\partial t}, \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial T}{\partial m} = -\frac{GmT}{4\pi r^4 P} \nabla, \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial X_i}{\partial t} = f(X_j, T, P, r, l), \quad i, j = 1, \dots, I. \quad (2.27)$$

Para resolver estas ecuaciones, es necesario determinar la ecuación de estado del material estelar y conocer las cantidades  $c_P$ ,  $\kappa$ ,  $\epsilon_{\text{nuc}}$  y  $\epsilon_\nu$  que también determinan las propiedades del material y serán función de la presión, la temperatura y la composición química. Asimismo, es necesario definir las condiciones de borde (es decir, en el centro y en la superficie estelar) y las condiciones iniciales del modelo. Respecto a las condiciones de borde en la superficie, utilizamos un modelo de atmósfera simple, y no se resuelven las ecuaciones del interior estelar hasta la superficie, puesto que varias de las hipótesis realizadas dejan de tener validez cerca de la superficie, como ser la aproximación de difusión para el transporte radiativo, por ejemplo. En todo este trabajo, utilizamos una atmósfera gris bajo la aproximación de Eddington (ver, v.g. [Mihalas 1978](#)).

Como último comentario en esta sección, aclaramos que a lo largo de la tesis muchas veces utilizaremos la palabra *estrella* para referirnos a un *modelo estelar*. Sin embargo, no hay que perder de vista que los modelos, si bien esperamos que describan lo más importante del comportamiento estelar, son modelos, y distan mucho de ser los objetos físicos reales. Esperamos que el contexto deje en evidencia aquellos casos en los que con *estrella* nos estemos refiriendo efectivamente a una estrella.

### 2.1.2. Resolución de las ecuaciones de estructura y evolución estelar

En esta tesis utilizamos el código de evolución estelar LPCODE, que fue realizado íntegramente en la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la UNLP [Althaus et al. 2003, 2005](#); [Miller Bertolami 2016](#). Para la resolución de las ecuaciones 2.23-2.27, el LPCODE se basa en el tratamiento numérico descrito por [Kippenhahn et al. \(1967\)](#) y consiste, básicamente, en un método tipo Henyey implícito. Para mejorar la estabilidad numérica, las variables que utiliza el LPCODE no son aquellas que aparecen en las ecuaciones de estructura y evolución,

sino que se realizan los siguientes cambios de variables:

$$\xi = \ln(1 - m_r/M_\star), \quad (2.28)$$

$$\theta = \ln(T/T_0), \quad T_0 \equiv 10^6 \text{ K}, \quad (2.29)$$

$$p = \ln(P/P_0), \quad P_0 \equiv 10^{15} \text{ dinas cm}^{-2}, \quad (2.30)$$

$$x = \ln(r/r_0), \quad r_0 \equiv 10^{10} \text{ cm}, \quad (2.31)$$

$$\lambda = l/\Delta L_0, \quad L_0 \equiv 10^{33} \text{ erg s}^{-1}, \quad (2.32)$$

donde  $M_\star$  es la masa del modelo estelar y  $\Delta$  es una cantidad que se reajusta automáticamente para mantener el valor de  $\lambda$  por debajo de 10.

Las ecuaciones de cambio químico se resuelven de manera desacoplada a las otras cuatro. Esto no introduce un error significativo si se considera un intervalo en la coordenada  $t$  lo suficientemente pequeño. En el LPCODE este intervalo está determinado a partir de cotas máximas a la variación de temperatura, luminosidad y presión en cada iteración de tipo temporal. Para más detalles del código LPCODE puede consultarse la tesis doctoral de [Miller Bertolami \(2009\)](#).

### Física constitutiva del LPCODE

Las ecuaciones de estado utilizadas por el código dependen del régimen evolutivo que se quiera estudiar. Durante la secuencia principal se utiliza una versión actualizada de la ecuación de estado de OPAL<sup>2</sup> ([Rogers et al. 1996](#); [Rogers & Nayfonov 2002](#)), para composiciones ricas en H y He. Para las etapas donde ya hay fusión del He utilizamos una ecuación de estado analítica que contempla la ionización parcial en un gas ideal y la presión de radiación. En el régimen de altas temperaturas y densidades esta ecuación de estado tiene en cuenta los fenómenos de presión de radiación, degeneración electrónica, interacciones coulombianas y contribuciones iónicas. En el régimen de enana blanca se utilizan dos ecuaciones de estado distintas. Para la envoltura de la enana blanca se utiliza la ecuación de estado de [Magni & Mazzitelli \(1979\)](#), que considera efectos de ionización parcial. Para las regiones de altas densidades, en cambio, se utiliza la ecuación de estado de [Segretain et al. \(1994b\)](#), para plasmas completamente ionizados (ver [Althaus et al. 2007](#)).

Las opacidades radiativas a altas temperaturas que utiliza el LPCODE son las de OPAL ([Iglesias & Rogers 1996](#)), mientras que a bajas temperaturas, las opacidades moleculares son las de [Ferguson et al. \(2005\)](#), extendidas con las tablas para distintos valores de la fracción de C/O, presentadas en [Kitsikis \(2008\)](#) y [Weiss & Ferguson \(2009\)](#). Las opacidades conductivas utilizadas son las de [Cassisi et al. \(2007\)](#).

Los procesos de generación de neutrinos que no involucran reacciones nucleares, son el neutrino *plasmón* ( $\gamma \rightarrow \bar{\nu}\nu$ ), la fotoproducción ( $\gamma e^- \rightarrow e^- \bar{\nu}\nu$ ), la aniquilación de pares ( $e^+e^- \rightarrow \bar{\nu}\nu$ ) y el efecto bremsstrahlung ( $e^-(Ze) \rightarrow (Ze)e^- \bar{\nu}\nu$ ). La emisión de neutrinos por aniquilación de pares, fotoproducción y bremsstrahlung se calcula según [Itoh et al. \(1996\)](#), y la emisión de neutrinos plasmón según [Haft et al. \(1994\)](#).

En el LPCODE se siguen explícitamente los cambios de abundancias de dieciséis isótopos,  $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^7\text{Be}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{15}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{17}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  y  $^{22}\text{Ne}$ , junto con treinta y cuatro reacciones termonucleares para seguir la fusión de H mediante el ciclo *protón-protón* (p-p) y el ciclo *CNO*, y los procesos de fusión de He. Las tasas de las reacciones nucleares que utiliza el LPCODE fueron obtenidas en la mayoría de los casos de [Caughlan & Fowler \(1988\)](#) y en otros de [Angulo et al. \(1999\)](#), excepto la tasa de la reacción  $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ , que fue obtenida de [Imbriani et al. \(2005\)](#)

<sup>2</sup>La versión que actualmente utiliza el código se encuentra disponible en [https://opalopacity.llnl.gov/EOS\\_2005/](https://opalopacity.llnl.gov/EOS_2005/)

Las tasa de pérdida de masa utilizada durante la rama de las gigantes rojas es la de [Schröder & Cuntz \(2005\)](#), y está dada por,

$$\frac{\dot{M}}{M_{\odot}/\text{año}} = 8 \times 10^{-14} \frac{(L_{\star}/L_{\odot})(R_{\star}/R_{\odot})}{M_{\star}/M_{\odot}} \left( \frac{T_{\text{ef}}}{4000 \text{ K}} \right)^{3.5} \left( 1 + \frac{g_{\odot}}{4300 g_{\star}} \right). \quad (2.33)$$

En la etapa de la AGB, especialmente para modelos enriquecidos en carbono en la superficie, se utilizan las expresiones dadas por [Groenewegen et al. \(1998, 2009\)](#).

Para modelar la convección el LPCODE sigue el formalismo de [Kippenhahn et al. \(2012\)](#) de la teoría de mezcla MLT (Mixing Length Theory, [Biermann 1932](#)). El coeficiente de difusión para modelar la mezcla convectiva se calcula como:

$$D_{\text{conv}} = \frac{\ell_m v_{\text{MLT}}}{3}, \quad (2.34)$$

donde  $\ell_{\text{MLT}} = \alpha_{\text{MLT}} H_p$  siendo  $H_p$  la escala de altura local de la presión y  $\alpha_{\text{MLT}}$  un parámetro libre de la teoría y  $v_{\text{MLT}}$  es la velocidad con la que se mueven los elementos convectivos. Este valor está proporcionado por la teoría MLT (ver [Kippenhahn et al. 2012](#)) y depende de valores locales de las cantidades físicas de la estrella, y del parámetro  $\alpha_{\text{MLT}}$ . El valor de este parámetro utilizado en esta tesis es  $\alpha_{\text{MLT}} = 1.825$  y corresponde al valor para el cual el LPCODE mejor reproduce el modelo solar (es decir, radio, luminosidad, composición química en la superficie y edad del Sol), según calculado por [Miller Bertolami \(2016\)](#).

Para el cálculo de este coeficiente de difusión de la mezcla en los bordes convectivos, se sigue el tratamiento de [Freytag et al. \(1996\)](#) (ver también [Herwig et al. 1997](#)),

$$D_{\text{OV}} = D_0 e^{\left( \frac{-2z}{f H_p} \right)}, \quad (2.35)$$

donde  $z = |r - r_{\text{borde}}|$  es la distancia al borde formal de la zona convectiva,  $f$  es un parámetro libre, y  $D_0$  es el valor del coeficiente de difusión  $D_{\text{conv}}$  cerca del borde convectivo formal. En el LPCODE el valor de  $D_0$  es el valor de  $D_{\text{conv}}$  promediado en la región que va desde el borde convectivo formal a  $0.1 H_p$  hacia el interior de la zona convectiva. La zona de convección en los bordes convectivos se extiende hasta que  $D_{\text{OV}}$  disminuye diez órdenes de magnitud, es decir, hasta que  $D_{\text{lim}} = 10^{-10} D_0$ . En esta tesis consideramos convección más allá del límite formal en la etapa de quema estable del He, y en la AGB. El valor de  $f$  utilizado en la tesis fue  $f = 0.0174$  que, dado el valor de  $D_{\text{lim}}$ , corresponde a una mezcla de  $\sim 0.2 H_p$  más allá del límite formal de la convección. El transporte de energía en las zonas de extra mezcla es considerado radiativo en el LPCODE.

Por último, en el régimen de enana blancas, el LPCODE tiene en cuenta los procesos de difusión térmica, química y la sedimentación de elementos químicos. Los coeficientes para los procesos de difusión son tomados de [Paquette et al. \(1986\)](#). Asimismo, para bajas temperaturas se incluye el proceso de cristalización del núcleo de la enana blanca, teniendo en cuenta las fuentes de energía durante este proceso. Estas son el calor latente y la energía liberada por la separación de fase del carbono y oxígeno. De todas maneras, esta etapa tan fría de las enanas blancas no es estudiada en esta tesis.

### 2.1.3. Evolución estelar aislada canónica

En esta sección repasamos de manera muy esquemática la evolución estelar aislada canónica de estrellas de masa baja e intermedia. La formación de estrellas subenanas calientes y estrellas enriquecidas en He será discutida en las secciones siguientes, utilizando la teoría canónica como base. La mayoría de lo presentado en esta sección puede encontrarse en

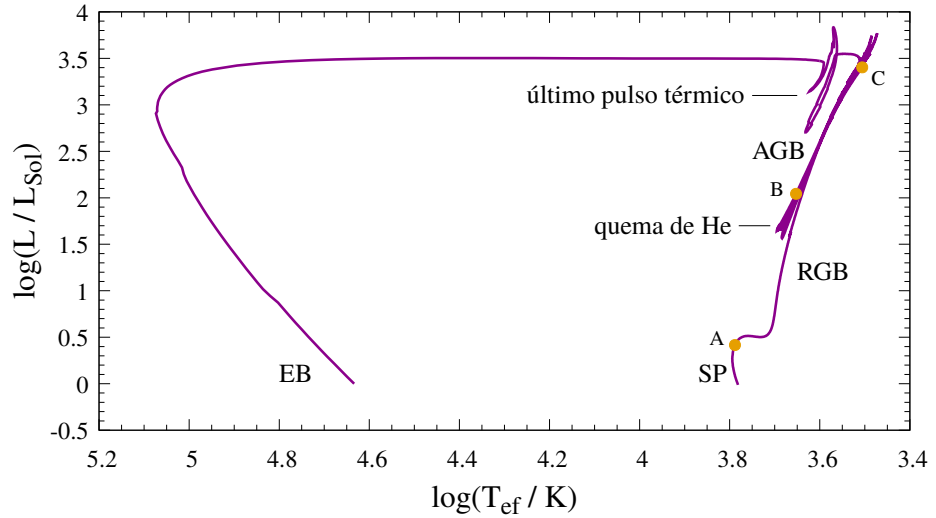
los libros de [Kippenhahn et al. \(2012\)](#) y ([Salaris & Cassisi 2005](#)). Para la fase de AGB en particular puede consultarse los artículos de revisión de [Herwig \(2005\)](#) y de ([Karakas & Lattanzio 2014](#)). Mientras que para la etapa de enana blanca, el trabajo de revisión de [Althaus et al. \(2010\)](#). También, el trabajo de revisión de ([D'Antona & Mazzitelli 1990](#)), posee un tratamiento instructivo de la energética de las enanas blancas.

### Evolución de estrellas de baja masa e intermedia

Las estrellas se forman a partir del colapso gravitatorio de una nube de material interestelar. A medida que la nube colapsa, se va fragmentando en estructuras menos masivas que colapsan de manera independiente. La escala de tiempo en la que ocurre el colapso en la etapa inicial es del orden de  $\tau_{cl}$ . Sin embargo, al contrario que en el interior de estrellas ya formadas, esta escala de tiempo es del orden de  $10^5$  años, y mayor que la térmica, que es del orden de 10 años. Esto se debe principalmente a que el material es transparente, y la energía de la nube puede ser radiada sin obstáculos. Por ende, el colapso es al principio un proceso casi isotérmico. La fragmentación cesa cuando el material se vuelve opaco, aumenta la temperatura del material, y el proceso deja de ser isotérmico. Las estructuras más pequeñas son las que forman las estrellas. Cuando esto ocurre, el tiempo de caída libre empieza a ser del orden de la escala de tiempo térmica, y eventualmente, mucho más chico, puesto que es menor a medida que la densidad en el interior de la proto-estrella aumenta. La presión generada por el aumento de temperatura del interior detiene la caída libre del material, y la estructura alcanza prácticamente el equilibrio hidrostático. Sin embargo, la proto-estrella se encuentra aún acreta material, y a medida que aumenta su masa, se contrae más y aumenta su temperatura, ahora, en una escala de tiempo térmica. Para proto-estrellas con masas mayores a  $0.08 M_{\odot}$  la temperatura en el núcleo eventualmente alcanza el valor necesario para encender la fusión de hidrógeno en su interior.<sup>3</sup> La energía liberada en las reacciones nucleares termina deteniendo completamente la contracción de la estrella. El equilibrio térmico en la estrella, es decir, un flujo constante (en el tiempo) de energía desde el interior caliente hacia el exterior más frío, se alcanza en una escala de tiempo térmica. Dado que la posterior evolución de la estrella está regida por la escala de tiempo nuclear, podemos considerar que rápidamente la estrella alcanza los equilibrios mecánico y térmico. La secuencia principal de edad cero (ZAMS por sus siglas en inglés, aunque también llamaremos SP a la etapa de secuencia principal) se define como el momento en que la estrella alcanza este estado de doble equilibrio. La estructura y evolución de la estrella durante la secuencia principal no están tan determinadas por la historia de la proto-estrella, sino más bien por su contenido químico y masa, y las condiciones de equilibrio térmico y mecánico. En la figura 2.1 mostramos en el diagrama de Hertzsprung-Russell (teórico) la evolución de una estrella de  $1 M_{\odot}$  correspondiente a una secuencia evolutiva fue calculada por M. Miller Bertolami, publicada en [Gesicki et al. \(2018\)](#). La etapa de secuencia principal está marcada con las letras SP. Existe una relación entre la masa y la luminosidad en estrellas en la SP, dada aproximadamente por  $L \sim M^{\eta}$  con  $\eta \sim 3.9$  para estrellas de baja masa e intermedia ([Kippenhahn et al. 2012](#)). Por lo que estrellas más masivas resultan también más luminosas. Además, estas estrellas poseen tanto núcleos como envolturas más calientes. Durante la evolución en la SP, las estrellas consumen su H en el núcleo de manera estable, y van aumentando su luminosidad debido al aumento del peso molecular medio en el núcleo. Cuando el H en el núcleo es consumido, la estrella finaliza la etapa de la SP, con un núcleo compuesto de He. El tiempo de vida en la SP depende fuertemente de la masa inicial (es decir, en la ZAMS) de la estrella. El tiempo de vida en la SP es

<sup>3</sup>A partir de ahora, utilizaremos a veces la palabra quema para referirnos también a los procesos de fusión de hidrógeno o algún otro elemento por reacciones nucleares.

**Figura 2.1.** Evolución en el diagrama HR de una estrella de  $1 M_{\odot}$ . La secuencia evolutiva fue calculada por M. Miller Bertolami y se encuentra publicada en el trabajo de Gesicki et al. (2018).

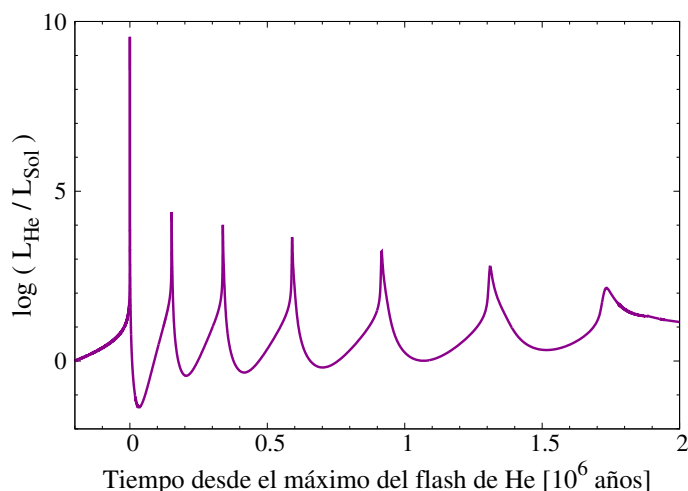


el tiempo en el que tarda la estrella en consumir el H de su núcleo,  $\tau_{\text{H}}$ . Estrellas más masivas tendrán más material para consumir, por ende, la energía que puede ser liberada mediante reacciones nucleares será aproximadamente  $E_{\text{H}} \propto M$ . Si tenemos en cuenta la relación masa-luminosidad de la SP, obtenemos que  $\tau_{\text{H}} = E_{\text{H}}/L \sim M^{-2.9}$ . Es decir que las estrellas más masivas agotan más rápido el contenido de H en el núcleo.

La fusión de H en estrellas de hasta  $1.2\text{--}1.3 M_{\odot}$  se da principalmente mediante un ciclo de reacciones nucleares denominado protón-protón ( $pp$ ), mientras que para estrellas más masivas, el principal ciclo de reacciones nucleares mediante el cual se consume el H es diferente, y se denomina CNO (por los elementos catalizadores del ciclo, carbón, nitrógeno y oxígeno). Esto se debe a que la liberación de energía tiene una dependencia diferente con la temperatura en cada ciclo, y a que la temperatura central en las estrellas de la secuencia principal es más alta si mayor es su masa. El ciclo  $pp$  domina a menores temperaturas que el ciclo CNO, y además, su dependencia con la temperatura es aproximadamente  $\sim T^4$ , mientras que el ciclo CNO depende fuertemente de la temperatura como  $\sim T^{18.4}$ . Esto tiene una importante consecuencia en la estructura y evolución de las estrellas. En las estrellas donde el ciclo  $pp$  es el dominante, el núcleo es radiativo. En estrellas donde domina el ciclo CNO, debido a la fuerte dependencia con la temperatura de este ciclo, la liberación de energía nuclear está muy concentrada en la parte central. Como consecuencia, en estas estrellas se desarrolla un núcleo convectivo. En este núcleo convectivo el material se mezcla más rápido de lo que cambia su composición por las reacciones nucleares. Por este motivo, el núcleo de las estrellas con masas mayores a  $\sim 1.3 M_{\odot}$  presentan un núcleo convectivo con una composición química prácticamente homogénea, en el que la cantidad de H va disminuyendo, y la cantidad de He va aumentando. Al final de la etapa de secuencia principal (punto A en la figura 2.1) se crea una cáscara que quema H y que rodea al núcleo de He.

La evolución luego de la SP es cualitativamente distinta si la estrella es de masa baja o intermedia. Se consideran como estrellas de masa baja aquellas cuyo núcleo de He alcanza un estado degenerado inmediatamente después de la fase de secuencia principal ( $M_{\star} \lesssim 2.3 M_{\odot}$ , Iben & Renzini 1983). Por el contrario, las estrellas de masa intermedia no presentan un núcleo degenerado de He en esta etapa, principalmente, debido a que la densidad en el núcleo es menor que en las estrellas de masa baja. En estrellas de masa baja, la temperatura del núcleo de He aumenta lentamente a medida que la masa de éste es cada vez mayor por

<sup>4</sup>En la sección 2.2 veremos más en detalle estas cadenas de reacciones.



**Figura 2.2.** Luminosidad liberada por la quema de He en una estrella de  $1 M_{\odot}$  en la etapa de flash y subflashes del He. El primer pico corresponde al flash principal, mientras que los subsiguientes picos son los subflashes del He. Secuencia calculada en el marco de la tesis.

la quema de H en capas. El aumento de temperatura en el núcleo se da en una escala de tiempo nuclear. El núcleo se contrae mientras las capas externas se expanden y la estrella se mueve a temperaturas efectivas menores en el diagrama H-R. La luminosidad también aumenta a medida que crece la masa del núcleo y la estrella asciende por la rama de las gigantes rojas (RGB). En el caso de estrellas de masa intermedia la situación es diferente. Al ser el núcleo de He no degenerado y carecer de la presencia de reacciones nucleares, se aparta eventualmente del equilibrio térmico y sufre una contracción. Como consecuencia de esta contracción aumenta su temperatura, mientras las capas externas se expanden y la temperatura efectiva disminuye. Este es un proceso que involucra escalas de tiempo más cortas que en el caso de las estrellas de masa baja, del orden de la escala térmica. En consecuencia, la etapa de gigante roja en estrellas de masa intermedia es significativamente más corta que en estrellas de baja masa.

En ambos casos, la temperatura central alcanza en algún momento un valor lo suficientemente alto para producir la fusión del He. En el caso de estrellas de masa baja, el aumento de temperatura prácticamente no cambia la presión del gas que conforma el núcleo de He, debido a su degeneración. Por esta razón, la energía liberada por las reacciones nucleares aumenta la temperatura del núcleo, y éste no reacciona expandiéndose y enfriándose. A su vez, la tasa de reacciones nucleares se incrementa debido a que depende fuertemente de la temperatura. En consecuencia la situación se torna inestable. Este es el denominado *flash de helio* (punto B en la figura 2.1). El flash de helio no ocurre en el centro de la estrella, sino en la zona donde la estrella tiene la temperatura máxima. Este máximo de temperatura se encuentra desplazado del centro debido a la liberación de neutrinos (principalmente por neutrinos plasmon) que ocurre en el interior, y que enfría la parte central del núcleo, puesto que los neutrinos se escapan de la estrella sin interactuar. Luego del flash de helio, sucesivas quemadas inestables de He ocurren, denominadas *subflashes del helio*. Los subflashes del He liberan varios órdenes de magnitud menos de energía que el flash principal de helio. Esto puede verse en la figura 2.2, donde graficamos la luminosidad liberada en el flash y los subflashes del He en una estrella de  $1 M_{\odot}$  y metalicidad<sup>5</sup>  $z = 0.02$ . La energía liberada por quema de He es menor en sucesivos subflashes, y éstos ocurren en una región cada vez más cercana al centro, levantando la degeneración del plasma en la zona donde ocurren. El número de subflashes depende de la composición química de las estrellas y ronda entre 4 y 8 aproximadamente. Cabe mencionar que esta etapa de subflashes es una predicción de los códigos 1D de evolución estelar, y no es una etapa contrastada observacionalmente. Luego del último subflash de He,

<sup>5</sup>Se llama metalicidad a la abundancia por fracción de masa de todos los elementos que no sean ni H ni He.



la temperatura central crece lo suficiente como para que el núcleo salga completamente de su estado degenerado y la quema de He se torna estable. En el caso de las estrellas de masa intermedia, el encendido del He se da en condiciones no degeneradas, y por ende, estables.

Durante la fase de quema estable de helio en el núcleo, sigue activa una capa que quema H en He. La fusión del He se da mediante un ciclo de reacciones nucleares denominado *triple alfa* ( $3\alpha$ ). La energía liberada por este ciclo de reacciones es también muy dependiente de la temperatura ( $\epsilon_{3\alpha} \sim T^{20}$  para  $T \sim 2 \times 10^8$  K). En consecuencia, como ocurre con las estrellas que consumen el H en el núcleo mediante el ciclo CNO, en esta etapa también se forma un núcleo convectivo. Esto es así tanto para estrellas de baja masa como estrellas de masa intermedia. En estrellas de baja masa ( $M_\star \lesssim 1.8 M_\odot$ ), la masa del núcleo al momento del encendido del helio no depende prácticamente de la masa de la estrella. Esto se debe a la condición de degeneración del núcleo durante la fase de gigante roja. Como la luminosidad de la estrella depende de la masa del núcleo de helio, independientemente de su masa total, las estrellas se ubican a una luminosidad parecida durante el inicio de la quema central del helio, pero a temperaturas efectivas que dependen fuertemente de la masa de la envoltura de H. En el diagrama HR, entonces, estrellas de distinta masa e igual masa del núcleo de He se ubican a lo largo de una rama más o menos horizontal. Es por esto que se denomina a las estrellas de baja masa que queman helio en su núcleo como estrellas de la rama horizontal. Sin embargo, la luminosidad de las estrellas también depende de la masa de la envoltura de H, puesto que si esta es mayor, la quema de H en las capas es también más eficiente, contribuyendo más a la luminosidad de la estrella. Por esto, hacia temperaturas frías, la “rama horizontal” se mueve también a luminosidades más altas. Además, gran parte de las estrellas de baja masa que están quemando He en su núcleo se ubican a temperaturas efectivas del orden de  $\sim 5000$  K, formando lo que en algunos cúmulos estelares se observa como el *red clump* (aglomeración roja). Para ubicarse a mayores temperaturas, la masa de la envoltura de H tiene que ser significativamente menor, ya sea porque es una estrella de masa inicialmente baja, o porque, por algún motivo, perdió masa durante su evolución previa. A temperaturas efectivas mayores que las del red clump, se tiene la rama horizontal roja, hasta  $\sim 7000$  K. Desde esta temperatura efectiva hasta  $\sim 22000$  K se denomina rama horizontal azul. A partir de los  $22000$  K se denomina rama horizontal extrema o extendida, y, como vimos en la introducción, estas estrellas deben perder una gran cantidad de masa de sus envolturas para ubicarse aquí. Por otro lado, estrellas de masas del orden de  $2 M_\odot$  y masas mayores, no se ubican en la rama horizontal, sino que se ubican a menores temperaturas, si la masa es del orden de  $\sim 2 M_\odot$ , o a mayores temperaturas si son más masivas. Dónde se ubican depende fuertemente de la masa de su núcleo de He, que crece de  $\sim 0.33 M_\odot$  en estrellas de  $\sim 2 M_\odot$  de manera aproximadamente proporcional con la masa ( $\sim 0.64$  para una estrella de  $5 M_\odot$ , Pietrinferni et al. 2007).

Tanto estrellas de masas bajas como intermedias desarrollan luego de la etapa de quema estable de He, un núcleo de carbono y oxígeno (C/O) finalmente en condiciones degeneradas. Cuando se consume el He del núcleo se crea una capa de quema de He. Luego, la estrella posee un núcleo de C/O degenerado más dos capas con reacciones nucleares, una de quema de He en C/O y la otra de quema de H en He. La región entre estas capas contiene He, y la envoltura de la estrella es rica en H. Durante esta etapa el núcleo de C/O va aumentando su masa por la quema de He en capa y aumenta la luminosidad superficial, mientras que las capas externas se expanden y la estrella sube por la rama asintótica de las gigantes (AGB) en el diagrama H-R. La AGB es una etapa donde la estrella pierde la mayor cantidad de masa debido a los fuertes vientos estelares. Estos se deben principalmente al acoplamiento del campo de radiación con el polvo formado en la atmósfera exterior. La pérdida de masa en estas estrellas puede llegar a ser del orden de  $10^{-5} M_\odot/\text{año}$ . Además, la evolución en las estrellas en la AGB se ve afectada

también por los pulsos térmicos. Estos últimos son inestabilidades que ocurren en la quema en capas. La capa que quema He eventualmente llega a la discontinuidad química entre la zona rica en He y la zona rica en H. En este momento la capa se apaga y se produce una rápida contracción del material. La cáscara que quema He se contrae y se calienta mientras aumenta su masa debido a la capa que quema H. En algún momento se enciende la quema de He que resulta inestable. La inestabilidad en este caso se debe a que la capa que quema He es muy delgada (no hay degeneración del plasma). En esta situación la expansión del material no implica un enfriamiento de la capa, sino que ésta se calienta aumentando su temperatura. Este hecho aumenta aún más la liberación de energía por reacciones nucleares, que implica otro aumento de temperatura, dando lugar a la inestabilidad. La energía liberada por las reacciones nucleares en la capa que quema He es consumida en el aumento de la temperatura de la capa y en la expansión del material. Debido a esta expansión la capa que quema H se mueve a zonas de menor temperatura y densidad, con lo cual disminuye considerablemente la energía liberada por la fusión de H. En algún momento, la capa que quema He alcanza un espesor suficiente para que una expansión del material tenga como consecuencia disminuir la temperatura, y la quema de He se torna estable. Eventualmente la capa de quema de He alcanza nuevamente la discontinuidad química de H/He y la estrella atraviesa otro pulso térmico. De esta forma, este es un proceso que se repite periódicamente. El tiempo entre pulsos térmicos puede variar entre  $\sim 10^3$  a  $\sim 10^5$  años dependiendo de la masa de la estrella (teniendo las menos masivas más tiempo entre pulsos térmicos). El número de pulsos térmicos que atraviesan las estrellas no es una cantidad fija, variando notablemente con la masa (y detalles del modelado, como la pérdida de masa en la AGB), y puede variar entre cero y decenas de pulsos térmicos (en general, estrellas más masivas atraviesan mayor cantidad de estas inestabilidades).

La etapa en la AGB termina cuando la envoltura rica en H, que va disminuyendo durante la evolución en la AGB por los pulsos térmicos y por los vientos estelares, disminuye significativamente (punto C en la figura 2.1). A partir de este momento, la estrella, se mueve a zonas del diagrama HR de temperaturas mayores a luminosidad casi constante entrando en la fase de nebulosa planetaria. El material que fue eyectado brilla por la energía recibida del núcleo caliente que quedó en el centro. Este material se dispersa fundiéndose con el medio interestelar. Al disminuir la masa de la cáscara de H, ésta se enfría y la capa que quema H se apaga. Debido a esto, la luminosidad de la estrella disminuye alrededor de dos órdenes de magnitud, y la energía gravotérmica<sup>6</sup> se vuelve la principal fuente de energía de la estrella. Este es el inicio de la etapa de enana blanca. A partir de este punto, la evolución de la estrella consiste básicamente en un proceso de enfriamiento. El tiempo de enfriamiento de una enana blanca sería aquel que transcurre a partir del momento en que cesa la quema de H (o de He, en enanas blancas sin H). Según el camino evolutivo que acabamos de resumir, se obtienen enanas blancas con una envoltura muy delgada, rica en hidrógeno.

#### 2.1.4. Escenarios para la formación de estrellas sdOBs

Actualmente, entendemos a las subenanas calientes como estrellas de masas entre  $0.46$  y  $0.5 M_{\odot}$  fusionando helio en su interior y con envolturas de hidrógeno muy delgadas. Como mencionamos en la introducción, estas estrellas no pueden haber evolucionado a partir de estrellas de masas  $0.46$ – $0.5 M_{\odot}$  en la SP, puesto que el tiempo de vida de estas estrellas en la SP es mayor a la edad del Universo. Por lo tanto, las sdOBs deben ser el resultado de la evolución de estrellas más masivas en la SP, que perdieron una cantidad significativa de su masa en la en la RGB. Repasaremos en esta sección los escenarios mencionados en la

<sup>6</sup>Energía interna de los iones más energía gravitatoria por contracción.

introducción para la formación de estrellas subenanas calientes, comenzando con los escenarios de evolución binaria, y luego los escenarios de formación aislada.

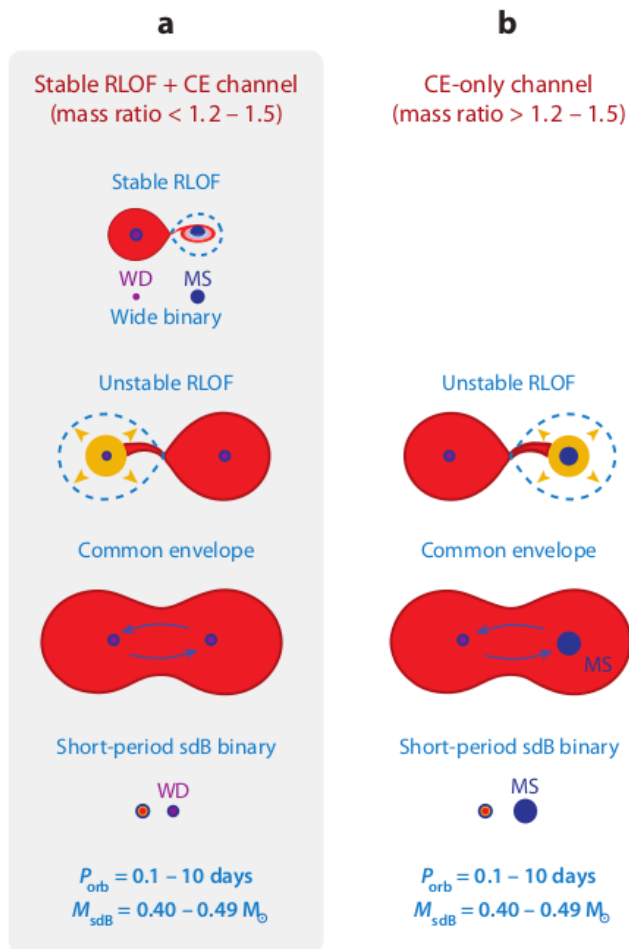
### Evolución binaria

Actualmente se cree que la mayoría de las sdOBs evolucionaron en sistemas binarios. Una forma en la que un sistema binario puede llevar a la formación de una subenana caliente, es que una de las estrellas del sistema, durante su evolución en la RGB, transfiera un porcentaje de su masa a la estrella compañera cuando su núcleo se encuentra con una masa cercana a la necesaria para que ocurra el encendido del He ( $\sim 0.4 - 0.45 M_{\odot}$ . En estrellas de baja masa en la RGB, la temperatura del núcleo depende de la masa de éste). Otro escenario de evolución binaria en el que podría formarse una subenana caliente, es la coalescencia de dos EBs con núcleos de He. Veamos primero el escenario de transferencia de masa de una estrella gigante roja. La transferencia de masa ocurrirá cuando la gigante roja llene su lóbulo de Roche<sup>7</sup>. Este proceso ocurre en una escala de tiempo mucho menor que el tiempo de vida en la RGB (la transferencia de masa es un proceso dinámico). Además, para que la estrella que pierde masa evolucione a una subenana caliente, su masa final no debe ser mayor a  $\sim 0.5 M_{\odot}$ , de otra manera no será un objeto tan caliente en la rama horizontal. Por lo que luego de la transferencia de masa, objetos que evolucionan a sdOBs terminan con una envoltura poco masiva de H. Dependiendo de su valor, la estrella puede continuar con la quema de H en capas por un tiempo. Si la estrella pierde su masa mucho antes de que la masa del núcleo sea cercana a la del encendido del He, es muy probable que la estrella no quede con suficiente masa de H para poder crear un núcleo de He lo suficientemente masivo para encender el He. En este caso la estrella evoluciona a una enana blanca con núcleo de He. Por lo que la transferencia de masa debe ocurrir no mucho tiempo antes de que la estrella ya tenga un núcleo de He cercano al valor del encendido de He. Por otro lado, dependiendo de la tasa a la que la estrella transfiere masa, este proceso de transferencia de masa puede darse de manera estable o inestable. En el primer caso la transferencia de masa es más lenta y se conoce como escenario de RLOF (Roche lobe overflow), mientras que en el segundo caso, la transferencia de masa es más rápida, y se forma una envoltura común a las dos estrellas. Por este motivo, se conoce a este escenario como CE (common envelope). Los sistemas binarios resultantes luego de cada uno de estos procesos tienen características diferentes.

Para que la transferencia de masa resulte inestable, las estrellas no deben encontrarse a grandes distancias. De hecho, en el escenario de CE se espera que el sistema resultante sea un sistema de corto período. Como vimos en la introducción, un número importante de subenanas calientes se encuentran en sistemas binarios de cortos períodos, donde las estrellas compañeras son estrellas de la secuencia principal de muy baja masa ( $dM$ , o también podrían ser objetos subestelares) o, en menor medida, enanas blancas. Por lo que se cree que estos sistemas transitaron una fase de CE (Paczynski 1976). Debido a la fricción de las estrellas con el gas de la envoltura común, energía orbital del sistema se transfiere a energía cinética del gas en la envoltura común, por lo que esta es eyectada. Debido a que la fase en que las estrellas poseen una envoltura común es corta, la estrella compañera de la gigante roja prácticamente no cambia. Si la compañera es una estrella de la SP, continuará siendo una estrella de la SP luego de la fase de envoltura común, formándose un sistema sdB+SP con un período entre 0.1 y 10 días (panel *b* de la figura 2.3). Este escenario puede explicar los sistemas del tipo sdB+dM que se observan. La estrella en de la SP puede eventualmente evolucionar a gigante roja (esto pudo haber ocurrido si su masa es lo suficientemente grande

---

<sup>7</sup>Superficie equipotencial del sistema rotante que contiene al punto entre las dos estrellas donde la fuerza neta es nula. Si la materia de una estrella pasa por este punto, se acelera hacia la otra estrella.

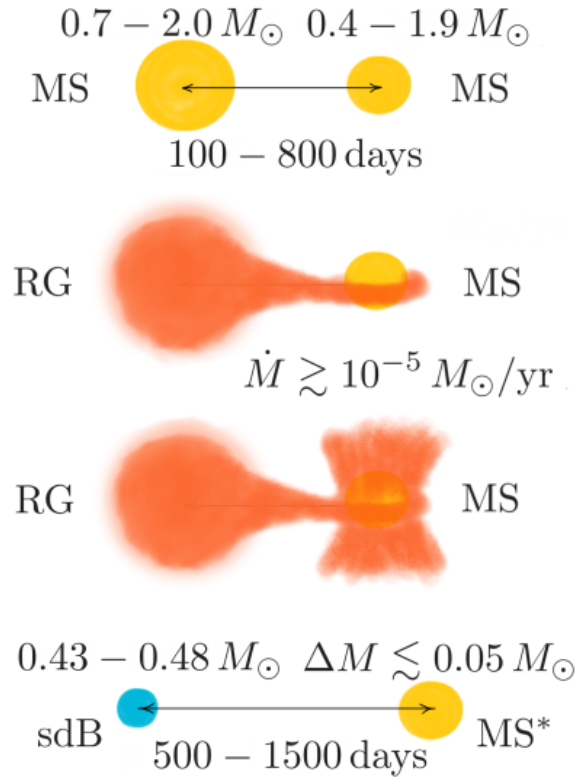


**Figura 2.3.** Escenarios de envoltura común para la formación de estrellas subenanas calientes. Figura tomada de Heber (2009), a su vez adaptada de Podsiadlowski (2008)

para hacerlo en un tiempo menor a la edad del Universo). Cuando esta estrella llena su lóbulo de Roche, un segundo episodio de envoltura común puede ocurrir. Si este episodio ocurre bastante tiempo antes de que el núcleo llegue a la temperatura del encendido del He, el sistema resulta en una sdB (la que se formó anteriormente) y una enana blanca con núcleo de He. Un sistema compuesto por una sdB y una enana blanca también puede formarse a partir de una transferencia estable de masa más un episodio de envoltura común (panel *a* en la figura 2.3).

La fase de envoltura común es muy compleja de calcular y muy incierta. Existen incertezas en la determinación de las condiciones para que la transferencia de masa resulte inestable y se forme una envoltura común, en cómo se transfiere energía gravitacional del sistema a la envoltura común, y en los detalles de la eyección de esta (v.g. Ivanova et al. 2013). Para el caso de subenanas calientes no hay modelos en el escenario de envoltura común, excepto escenarios de evolución aislada donde la transferencia de masa se modela como una pérdida de masa artificial (v.g. Xiong et al. 2017 y Byrne et al. 2018). Es decir que en estos trabajos se estudian escenarios de hot-flasher, que, como mencionamos en la introducción, es una manera simple de modelar la pérdida de masa, y lo veremos más en detalle en la sección siguiente.

Como vimos en la introducción, un número menor pero significativo de subenanas calientes se encuentra en sistemas binarios de largo período. En este caso, el escenario de formación más aceptado es el de transferencia estable de masa a una estrella compañera. La mayoría de los sistemas observados tienen estrellas compañeras de secuencia principal. En la figura



**Figura 2.4.** Transfe-  
rencia de masa estable  
por el lóbulo de Roche.  
Figura tomada de Vos  
et al. (2020).

2.4 presentamos un esquema de la evolución de estos sistemas, del trabajo de Vos et al. (2020). El sistema está compuesto inicialmente por dos estrellas de la secuencia principal. La estrella más masiva llega primero a la fase de gigante roja, y cuando llena su lóbulo de Roche comienza la transferencia de masa. La transferencia de masa estable puede ser estudiada con más detalle la fase de envoltura común (ver Vos et al. 2015). Aún así existen algunas incertezas. Por un lado, como mencionamos antes, no está claro cuándo la transferencia de masa deja de ser estable. Por otro lado, no toda la masa que es transferida a la estrella compañera es acretada por ésta, sino que parte de la masa se va del sistema, disminuyendo su momento angular. Los detalles de cuánta masa es acretada, cuánta masa se va del sistema, y con qué valor del momento angular son inciertos y dependen de parámetros del modelado, afectando los períodos orbitales finales del sistema sdB+SP. Vos et al. (2017) estimaron aproximadamente cuánto momento angular es transferido a la estrella compañera durante el episodio de transferencia de masa (ver también Vos et al. 2018), y argumentan que para lograr explicar las velocidades de rotación observadas en estas estrellas, poca masa debe ser efectivamente acretada por la compañera. En el trabajo de Vos et al. (2020), la masa acretada por la compañera es del orden o menor a  $0.05 M_{\odot}$ , por lo que prácticamente no varía su masa. Luego de la transferencia de masa el sistema se compone de una subenana caliente y una estrella de la SP con períodos orbitales que van entre 500 y 1500 días (figura 2.4).

La coalescencia de dos enanas blancas con núcleos de helio fue propuesta por Webbink (1984) como escenario para la formación de estrellas subenanas calientes aisladas. Sistemas binarios conformados por dos estrellas enanas blancas con núcleos de He pueden formarse mediante dos fases de transferencia de masa. En cada una de estas fases, primero una de las estrellas, y luego la otra, pierden su envoltura cuando evolucionan a la etapa de gigante roja, sin alcanzar ninguna de las dos la masa del núcleo necesaria para que ocurra el encendido del He. Posteriormente, estos sistemas pierden energía gravitacional por la emisión de ondas gravitacionales, pudiendo fusionarse en una escala de tiempo menor que la edad del Universo.

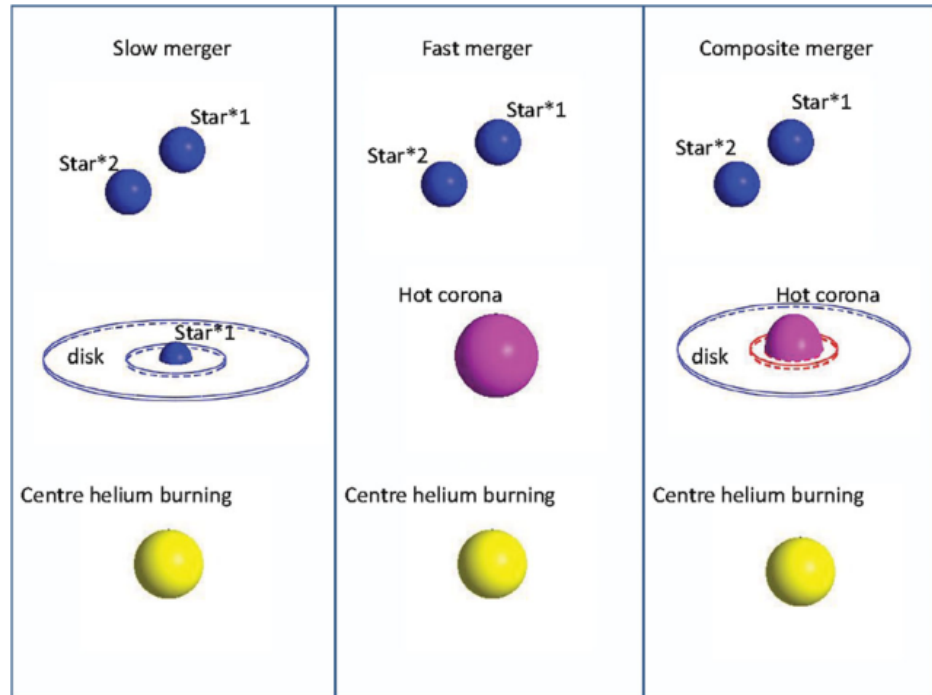
Existen pocos modelos de coalescencia de EB en la literatura dedicados a explicar la formación de subenanas calientes. Estos trabajos son los de [Zhang & Jeffery \(2012\)](#) (ver también [Hall & Jeffery 2016](#)) y [Schwab \(2018\)](#). [Zhang & Jeffery \(2012\)](#) realizaron simulaciones unidimensionales para este escenario proponiendo distintos tipos de tasa de acreción de la masa de la estrella secundaria (considerada de igual masa que la estrella primaria): una tasa de transferencia de masa lenta ( $10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$ ), una tasa de transferencia rápida ( $10^4 M_{\odot}/\text{año}$ ), y una transferencia de masa rápida al principio ( $10^4 M_{\odot}/\text{año}$ ), y lenta después ( $10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$ ). A estas formas de modelar la transferencia de masa las denominaron coalescencia lenta, rápida y compuesta respectivamente. Las abundancias finales de elementos químicos en la superficie depende de cómo se modela la acreción de masa. En la figura 2.5 mostramos un esquema del trabajo de [Zhang & Jeffery \(2012\)](#) de la formación de subenanas calientes según sus tres casos estudiados. [Schwab \(2018\)](#) estudió la formación de estrellas subenanas calientes mediante el escenario de coalescencia, utilizando los modelos de coalescencia calculados por [Dan et al. \(2011\)](#) con un código tridimensional de SPH (Smooth Particle Hydrodynamics<sup>8</sup>). Posteriormente [Schwab et al. \(2012\)](#) calculó la evolución de estos modelos con un código hidrodinámico hasta que la estructura alcanza una configuración prácticamente esférica. Estos modelos fueron mapeados en una dimensión por [Schwab \(2018\)](#) y evolucionados con un código de evolución estelar hasta la etapa de subenana caliente. Luego de la fusión de las dos EBs, el objeto remanente eventualmente enciende el helio en condiciones degeneradas. Luego de este flash de He, ocurren subsiguientes subflashes del He, hasta que la degeneración se levanta completamente y la quema de He se torna estable. Tanto en los modelos de [Zhang & Jeffery \(2012\)](#) como en los de [Schwab \(2018\)](#) la cantidad de subflashes del He es del orden de  $\sim 15$ , bastante más que los que sufre una estrella de la rama de las gigantes roja que enciende el núcleo de He en condiciones degeneradas. En este escenario, dependiendo de detalles del modelado, y de la cantidad de H que sobreviva a la coalescencia, también se puede fusionar parte de este H, debido a episodios de mezcla que lo llevan al interior estelar, no muy diferente de lo que sucede en un escenario de hot-flasher tardío, y que veremos más en detalle en la siguiente sección. Como vimos en la introducción, este escenario tiene el problema de que predice velocidades de rotación altas luego de la fusión de las estrellas, pero esto no se observa. También tiene la complicación de que no es simple estimar la cantidad de H que sobrevive al evento de coalescencia. Estimar este valor es importante para poder contrastar estos modelos con las observaciones, puesto que la temperatura de los modelos en la rama horizontal extendida dependerá de este valor.

## Evolución aislada

Si bien actualmente es aceptado que la mayoría de las estrellas subenanas calientes se forma en sistemas binarios, a una cantidad significativa de estas estrellas (aproximadamente la mitad) no se les detectó una estrella compañera. Algunas de estas estrellas, de hecho, no parecen tener estrellas compañeras (v.g. [Silvotti et al. 2020](#)) pero tampoco son compatibles con un escenario de coalescencia. Estrellas así tienen que haber evolucionado de manera aislada, al menos, aisladas gravitacionalmente de otras estrellas. Quizás, una posibilidad no muy estudiada, es que la envoltura de la estrella gigante roja sea eyectada por la energía inyectada en esta por un planeta gigante ([Soker 2004](#); [Schaffenroth et al. 2014a](#)). De hecho, como mencionamos en la introducción, existe evidencia de subenanas calientes en un sistema con un objeto subestelar. [Schaffenroth et al. \(2014a\)](#) discute que la posibilidad de que el objeto

<sup>8</sup>El método de SPH es un método lagrangiano que resuelve las ecuaciones de la hidrodinámica, pero en donde se divide al fluido a estudiar en un conjunto de elementos discretos y macroscópicos. Para más detalle ver [Gingold & Monaghan \(1977\)](#).





**Figura 2.5.** Escenario de coalescencia de dos enanas blancas con núcleos de He. Figura tomada de Zhang & Jeffery (2012)

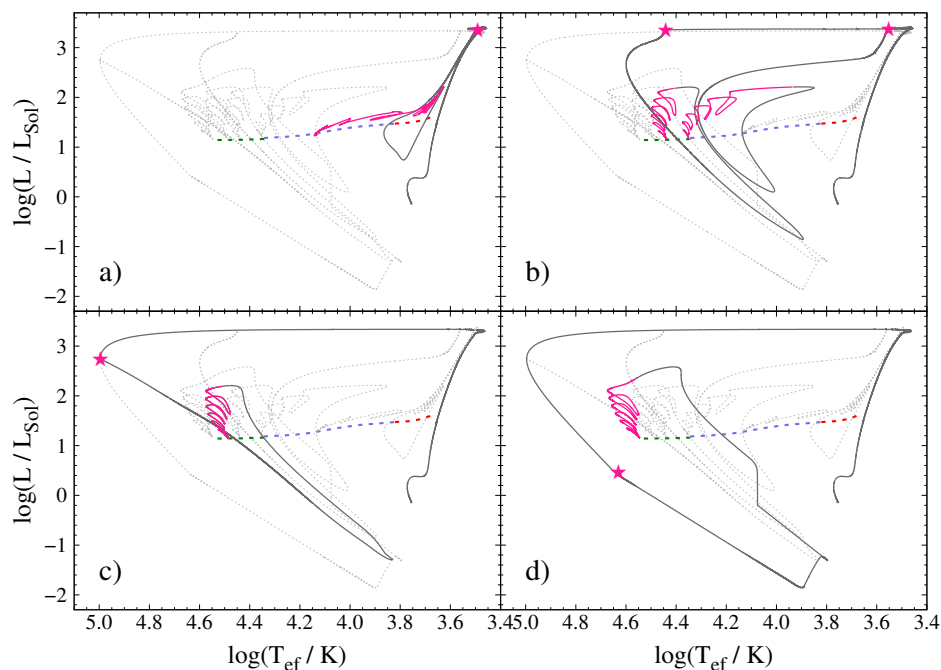
subestelar no sobreviva a la fase de envoltura común. En este caso, la subenana caliente se observaría como una estrella aislada.

Otros mecanismo propuesto para la formación de subenanas calientes es la pérdida de masa aumentada en la RGB debido a alta rotación (Sweigart 1997; Tailo et al. 2015). Por otro lado, como mencionamos en la introducción, existen cúmulos globulares con una clara evidencia de poblaciones enriquecidas en helio. Una estrella en la SP con una masa del orden de  $\sim 0.7 M_{\odot}$  con una abundancia de helio de alrededor de 0.4 (por fracción de masa), puede evolucionar a la etapa de fusión de helio estable en menos de la edad del Universo. Para empezar, una estrella con una abundancia de helio mayor, tiene menos hidrógeno en el núcleo para quemar, por lo cual su vida en la SP es más corta. Además, el peso molecular medio por electrón en el núcleo es mayor, lo cual aumenta la luminosidad por fusión de hidrógeno, implicando también un acortamiento en el tiempo de vida en la SP. Este aumento en el peso molecular medio también se da en el núcleo en la etapa de gigante roja, por el mayor contenido de helio. A su vez, esto implica una temperatura del núcleo mayor, y en consecuencia, también una luminosidad mayor de la estrella (siempre comparando con estrellas con menor abundancia inicial de He). Por lo tanto, la pérdida de masa es mayor, puesto que depende de la luminosidad. Además, el aumento de temperatura en el núcleo en la etapa de gigante roja, tiene como consecuencia que el flash de helio se desarrolle cuando el núcleo tiene una masa menor que en el caso de un progenitor con abundancia solar de helio (Salaris & Cassisi 2005). En conjunto un objeto así formaría una estrella con  $\sim 0.5 M_{\odot}$  en la rama horizontal, es decir, una subenana caliente, y sin necesidad de invocar evolución binaria (Althaus et al. 2017).

### 2.1.5. Escenario de hot-flasher

Una vez que una estrella de la RGB pierde su envoltura, ya sea en los escenarios de evolución binaria (excepto la coalescencia) o en los escenarios de evolución aislada, la estrella se acomoda al equilibrio hidrostático nuevamente en una escala de tiempo dinámica. A partir de recuperar el equilibrio hidrostático, la posterior evolución de la estrella dependerá de la



**Figura 2.6.**

Panel *a*: Flash en la RGB de un modelo BHB. Panel *b*: hot flasher temprano. Panel *c*: hot flasher tardío con mezcla superficial. Panel *d*: hot flasher tardío con mezcla profunda, o hot flasher muy tardío.

Para referencia está graficada la rama horizontal de edad cero extrema (verde, Battich et al. 2018), azul y roja (Pietrinferni et al. 2006).

estructura. Lo que principalmente se ve afectado en la transferencia o pérdida de masa, es la envoltura de la estrella. Por esto, la evolución dependerá particularmente de la masa de la envoltura de H que haya sobrevivido al evento de pérdida de masa, justo antes del encendido del He. Mientras que la masa del núcleo es en este momento la necesaria para encender el He, independientemente de si la pérdida de masa se dio por evolución binaria o aislada. Debido a esto, para muchos estudios no es necesario un modelado detallado de la pérdida de masa. Por supuesto, si la intención es estudiar los períodos resultantes de los sistemas binarios donde se encuentran las estrellas sdOBs, o la naturaleza de las estrellas compañeras, detalles en el modelado de la pérdida de masa se hacen necesarios. Sin embargo, para estudiar cómo es la evolución de la estrella progenitora de la sdOB desde el encendido del helio hasta que se ubica en la rama horizontal de edad cero (ZAHB) (por ejemplo, la evolución de las abundancias químicas en esta etapa), modelar en detalle la pérdida de masa no es en principio necesario. Efectivamente, trabajos en los que modelan la pérdida de masa de diferente manera, ya sea removiendo masa artificialmente antes del encendido del helio de distintas maneras, o con un estudio más detallado de la transferencia de masa en una fase de RLOF, obtienen que la evolución posterior tiene las mismas características. Un escenario de hot-flasher, como mencionamos en la introducción, no es un escenario per se, sino que es una manera simple de modelar la pérdida de masa, removiendo masa de manera artificial antes del encendido de He en el núcleo de estrellas de baja masa. Por ejemplo, los modelos de envoltura común de Xiong et al. (2017) y Byrne et al. (2018) son, en realidad, modelos de hot-flasher.

Luego de que la estrella pierde una cantidad significativa de masa de la envoltura, esta evoluciona hacia temperaturas efectivas más grandes, a una luminosidad prácticamente constante. Castellani & Castellani (1993) demostraron que el flash del He puede ocurrir incluso cuando la estrella está entrando a la fase de enana blanca. En la figura 2.6 mostramos distintas secuencias en el escenario de hot-flasher. En esta figura se encuentran graficadas la rama horizontal roja (en rojo) y la rama horizontal azul (en azul) calculadas por Pietrinferni et al. (2006), y la rama horizontal extendida (en verde) y las secuencias evolutivas calculadas en el marco de esta tesis (Battich et al. 2018). Las distintas secuencias se corresponden a distintas masas de la estrella al momento del flash del He. Dado que la masa del núcleo de He es prác-

ticamente la misma, la diferencia está en la masa de la envoltura de H, que, como veremos, determina la evolución de estas estrellas durante la quema de He. Para diferentes masas de la envoltura de H, el flash del He tiene lugar a diferentes temperaturas efectivas. El momento de máxima liberación de energía en el flash de He está marcado en cada panel de la figura 2.6 con un símbolo de estrella rosa. La etapa resaltada con rosa en las secuencias corresponde a los subflashes de He, que, en estos casos en donde la envoltura es poco masiva y compacta, la variación en la temperatura del núcleo se observa también en una variación de temperatura efectiva. Esta situación que no se observa en las gigantes rojas que sufren los subflashes y poseen envolturas extendidas. En esos casos, los subflashes se manifiestan principalmente en cambios de luminosidad de las estrellas. Luego de la etapa de subflashes, las estrellas se ubican en la ZAHB (extrema), y resultan más calientes cuanto más pequeña es la envoltura de H en el momento del flash del He. Lanz et al. (2004) clasificó a los hot-flashers en tres casos: el hot-flasher temprano (EHF por sus siglas en inglés), y hot flasher tardío con mezcla superficial, al que llamaremos SMHF y con mezcla profunda, al que se suele llamar DM, por las siglas en inglés de “mezcla profunda”, pero que en esta tesis llamaremos hot-flasher muy tardío (VLHF por sus siglas en inglés).

En el EHF, el flash de helio ocurre cuando la estrella se encuentra moviéndose desde la rama de las gigantes rojas hacia la etapa de enana blanca, a luminosidad constante (panel *b* en la figura 2.6). La capa que quema H se encuentra aún activa, por lo que la luminosidad de la estrella se mantiene constante en esta etapa. En este caso, la zona convectiva que se genera como consecuencia de la energía liberada en el flash de He nunca alcanza la zona rica en H. Esto es una consecuencia de la existencia de una “barrera de entropía” para la convección que se da en la capa que fusiona H (Iben 1976, ver sección –). En consecuencia, las abundancias superficiales no son alteradas durante el flash del He, pero los modelos se ubican a temperaturas mayores ( $T_{\text{ef}} \gtrsim 22000$  K) en la rama horizontal debido a que la envoltura rica en H es más delgada. En el panel *a* de la figura, el flash de He ocurre cuando la estrella aún se encuentra en la rama de gigantes rojas, pero ya perdió algo de su envoltura, por este motivo, luego de los subflashes del He, la estrella se ubica en la rama horizontal azul ( $\gtrsim 7000$  K), y no en la zona del red clump ( $T_{\text{ef}} \sim 5500$  K). Este modelo no es estrictamente un hot-flasher, puesto que la estrella no aumentó significativamente su temperatura efectiva antes del flash del He. Sin embargo, en el capítulo siguiente, nos referiremos a “modelos de hot-flasher para la rama horizontal azul y extendida”, puesto que obtener uno u otro modelo depende únicamente de cuánta masa se remueve de la estrella, pero el método para calcularlos que utilizamos es el mismo, es decir, remover masa de manera artificial en la RGB.

En modelos del flash tardío del He, el flash del He ocurre cuando la estrella está entrando en la fase de enana blanca, es decir, cuando la fusión de H en capa se está extinguiendo. Para que esto ocurra, la masa de la envoltura de H debe ser menor en el momento del encendido del He, que en los modelos de EHF, de otra manera, la capa de quema de H no comenzaría a extinguirse. A medida que la estrella evoluciona, la liberación de energía por la quema de H es cada vez menor, y en consecuencia, también lo es la barrera de entropía. En algún momento, la capa de quema de H se torna muy débil como para prevenir el contacto entre la envoltura rica en H y la zona convectiva generada por el flash del He. El hecho de que esta zona penetre o no en la zona rica en H, divide al flash tardío del He entre mezcla superficial o profunda. Independientemente de lo que suceda, luego del flash de He, la envoltura de la estrella se expande debido a la energía liberada en el flash y la superficie se vuelve más fría (la disminución de la temperatura efectiva luego del flash de He puede verse en la figura 2.6, donde los flashes tardíos están graficados en los paneles *c* y *d*). Como consecuencia, se crea una zona convectiva en la superficie, que se mueve progresivamente hacia el interior (ver figura 2.7). En el caso de mezcla superficial (panel *c* de la figura 2.6), la zona convectiva

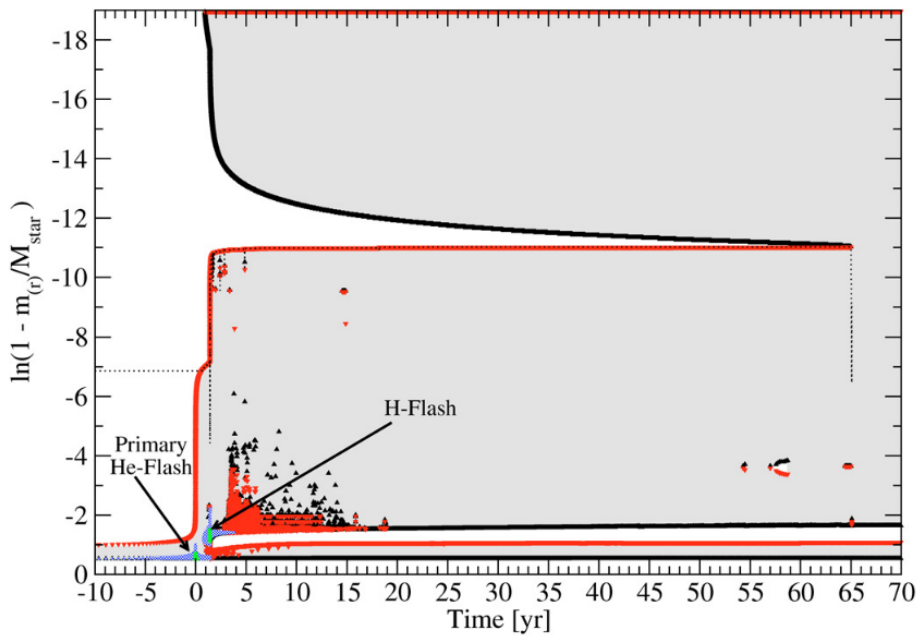
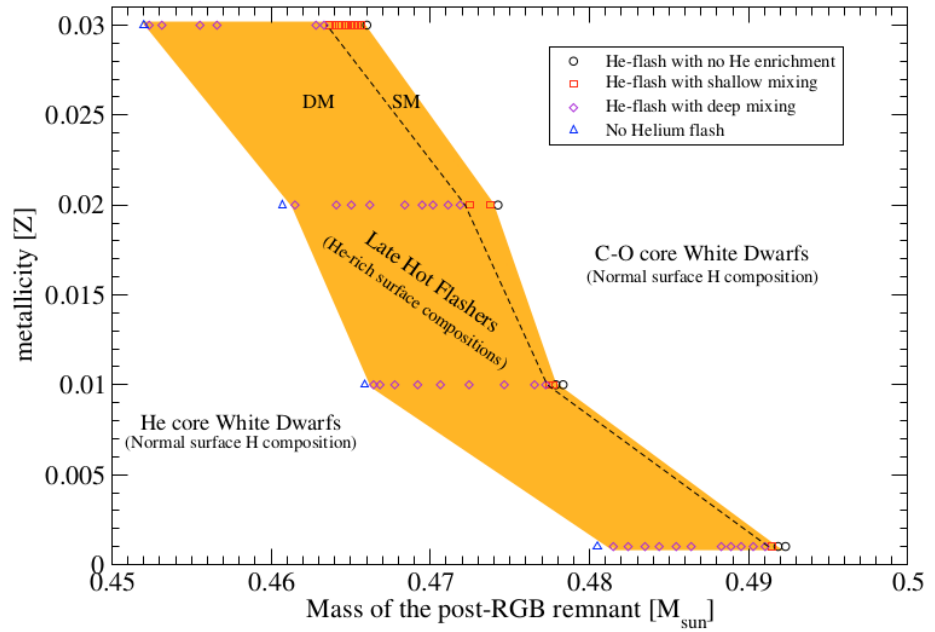
**Figura 2.7.**

Diagrama de coordenada masa ( $m_r$ ) en función del tiempo para un modelo que atraviesa un VLHF. Figura obtenida de Miller Bertolami et al. (2008).

interna eventualmente se separa en dos, dando lugar a una zona convectiva en la zona externa del núcleo que dura por varios miles de años. Esta zona convectiva eventualmente se fusiona con la zona convectiva de la superficie, por lo que parte del material que fue procesado durante el flash del He es llevado a la parte superficial de la estrella. En este caso, no hay prácticamente quema de H. Sin embargo, Miller Bertolami et al. (2008) encontraron que en algunos casos, la zona convectiva que se genera por el flash del He puede penetrar levemente en el material rico en H, y algo (poco) de quema de H ocurre. A estos casos los llamaremos SM\*. En un hot-flasher muy tardío (VLHF, panel *d* de la figura 2.6), la masa de la envoltura de H es aún menor, y en consecuencia, también la barrera de entropía. Por ende, la zona convectiva que se genera en el flash del He alcanza la región rica en H poco después del máximo de liberación de energía del flash (pudiendo este tiempo llegar a ser tan corto como un año). En este caso, el H es mezclado en esta zona convectiva y llevado al interior, donde es rápidamente fusionado liberando gran cantidad de energía ( $L_{\text{flash-H}} \sim 10^{10} L_{\odot}$ ). La liberación de energía en esta quema de H tiene como consecuencia que la zona convectiva crece y penetra aún más en la zona rica en H, y más H es fusionado, lo que lleva a que la situación sea inestable. A este proceso, en el que todo o casi todo el H es fusionado, se le denomina flash de H. En la figura 2.7, tomada de Miller Bertolami et al. (2008) y que corresponde a un modelo de hot-flasher muy tardío, se observa el flash de H ocurre poco más de un año después que el flash del He. El primer cálculo de este flash de H fue realizado por Cassisi et al. (2003). Luego del flash del H, la zona convectiva interna se separa en dos (ver figura 2.7), y finalmente, algunos años después, la zona convectiva en la parte externa del núcleo alcanza la zona convectiva de la envoltura, llevando el material procesado en el interior hacia la superficie. Las abundancias superficiales en el VLHF cambian drásticamente, y la envoltura se torna extremadamente enriquecida en He. La ausencia de H tiene como consecuencia que la temperatura efectiva de los modelos en la ZAHB extrema sea aún mayor que en los otros casos. En la figura 2.8, tomada de Miller Bertolami et al. (2008), se encuentra graficada la masa al momento del flash de He para distintas metalicidades iniciales (en la ZAMS). En esta figura se encuentran marcadas las regiones de masa en las que ocurre un EHF, un hot flasher tardío con mezcla superficial (SM) o un VLHF (DM). Cuanto mayor es la metalicidad inicial de los modelos, el



**Figura 2.8.** Masa de modelos estelares de hot-flasher al momento del encendido de He, para distintos valores de la metalicidad inicial  $z$ . Figura obtenida de Miller Bertolami et al. (2008).

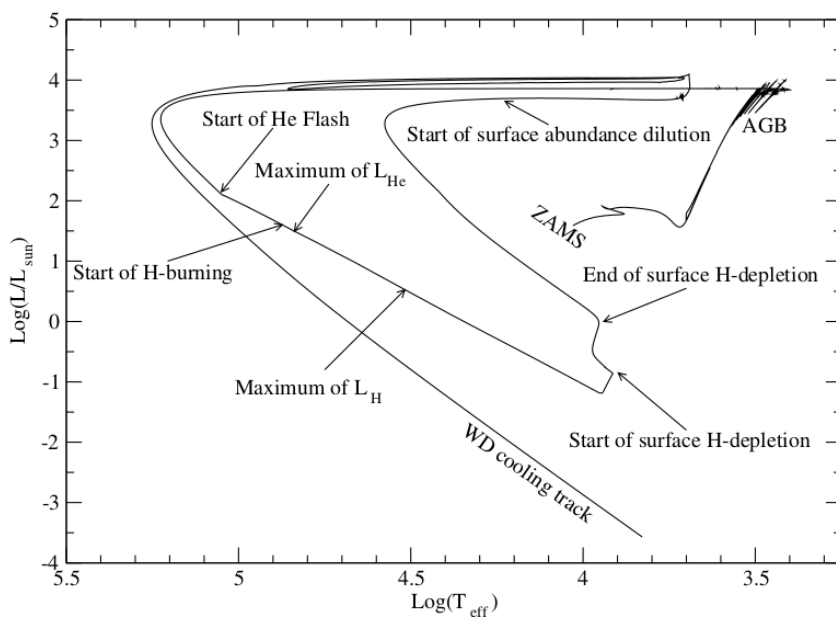
rango de masas se mueve a valores menores. Para cada valor de metalicidad, cuanto menor es la masa de la estrella (principalmente la masa de la envoltura, puesto que la masa del núcleo es parecida), los modelos se mueven de la región de EHF, a SM y a VLHF. En algún momento la masa resulta muy pequeña como para alcanzar la temperatura del encendido del helio, en este caso, la estrella evoluciona directamente a una enana blanca con núcleo de He. Trabajos previos en los que se estudió el escenario de hot-flasher son los trabajos de D’Cruz et al. (1996); Brown et al. (2001); Cassisi et al. (2003); Castellani et al. (2006); Miller Bertolami et al. (2008); Xiong et al. (2017).

### Formación de estrellas He-sdOB

Como fue mencionado en la introducción, se cree que las estrellas He-sdOB se formaron por la fusión de dos enanas blancas con núcleos de He, o debido a que perdieron por algún mecanismo, la suficiente masa en la RGB para sufrir un hot flash muy tardío (VLHF), es decir, con mezcla profunda. Miller Bertolami et al. (2008) estudió este escenario en particular para la formación de estrellas eHe-sdO. Estrellas iHe-sdOB podrían ser también formadas por un hot flasher tardío con mezcla superficial (SM). Este caso, sin embargo, tiene menor probabilidad de ocurrir, puesto que se requiere un valor de la envoltura de H muy preciso para que ocurra un SM (en la figura 2.8 se puede observar que el rango de masa para la ocurrencia de un SM es muy pequeño). Sin embargo, estas estrellas también podrían provenir de un VLHF, en donde el poco contenido de H que quedó en la envoltura luego del flash de H, está siendo agrupado en la superficie por el efecto de la sedimentación gravitatoria. Por otro lado, y como ya fue mencionado, no hay simulaciones que sigan la quema de H en la coalescencia de dos enanas blancas. Por lo tanto, no existen predicciones en la literatura de las abundancias de H y He en una estrella pos-coalescencia de EB con núcleos de He.

#### 2.1.6. Escenarios para la formación de estrellas EB deficientes en H

En la sección 2.1.3 vimos el escenario evolutivo canónico para la formación de estrellas enanas blancas enriquecidas en H (DA). El escenario evolutivo para la formación de enanas



**Figura 2.9.** Diagrama HR de una secuencia desde la ZAMS ( $M_{ZAMS} = 2.5 M_{\odot}$ ) hasta la etapa de enana blanca (deficiente en H,  $M_{EB} = 0.584 M_{\odot}$ ), que atraviesa un VLTP. Figura obtenida de Miller Bertolami et al. (2006).

blancas deficientes en hidrógeno continúa siendo un tema de debate. Entre las estrellas EB deficientes en H se encuentran las DB (con líneas de HeI) y las DO (con líneas de HeII). Como mencionamos en la introducción, actualmente se cree que las estrellas DO y DB pueden haber evolucionado a partir de las estrellas PG1159, que son pre-EBs con envolturas ricas en He, C y O. Estas estrellas, a su vez, se formarían mediante la ocurrencia de un pulso térmico muy tardío (VLTP, por sus siglas en inglés, Althaus et al. 2005; Miller Bertolami et al. 2006). Sin embargo, las enanas blancas DO y DB podrían ser también las descendientes de las estrellas supergigantes y deficientes en hidrógeno, R Corona Borealis (RCrBs), de las estrellas calientes extremadamente enriquecidas en helio (EHe) o de las subenanas calientes ricas en He, las He-sdOBs (Reindl et al. 2014b). Las estrellas RCrBs y EHe, a su vez, podrían formarse por la coalescencia de una enana blanca con núcleo de C/O y otra con núcleo de He (Webbink 1984; Saio & Jeffery 2002; Longland et al. 2011), o provenir también de un escenario de VLTP. Por otro lado, como ya mencionamos, las He-sdOB podrían formarse por la fusión de dos EB con núcleos de He, o la ocurrencia de un hot-flash muy tardío, ya sea por evolución binaria o aislada. Por lo que todos estos escenarios son capaces de producir enanas blancas deficientes en H. En particular, EBs deficientes en H que provengan de la evolución de estrellas He-sdOB, tendrán masas del orden de  $M_{*} \lesssim 0.5 M_{\odot}$ . Los escenarios para la formación de estrellas He-sdOB y subenanas en general los vimos en las secciones anteriores. En esta sección nos dedicaremos al escenario de VLTP para la formación de estrellas deficientes en H, puesto que estudiaremos propiedades de estrellas DB que provienen de este escenario en el capítulo 5.

### Escenario de estrellas renacidas post-AGB

La etapa entre que la estrella sale de la AGB y se ubica en la parte más luminosa de la región de enanas blancas es bastante más rápida que su evolución durante la AGB. Sin embargo, dicha etapa es del orden de tiempo que suele haber entre un pulso térmico y otro (dependiendo de la masa, de  $10^3$  a  $10^5$  años). Por ende, la estrella puede experimentar otro pulso térmico en esta etapa. Estos pulsos térmicos se dividen en tres clases según si ocurren en el momento que la estrella está abandonando la AGB (AFTP), luego de abandonar la

AGB mientras se mueve hacia mayores temperaturas en el diagrama H-R a luminosidad casi constante (pulso térmico tardío o LTP) o directamente cuando está entrando en la fase de enana blanca (pulso térmico muy tardío o VLTP). Este pulso térmico muy tardío se desarrolla cuando la estrella se encuentra disminuyendo su luminosidad debido a que se apaga la capa que quema H. En la figura 2.9 mostramos la evolución en el diagrama HR de una secuencia que atraviesa un VLTP, del trabajo de [Miller Bertolami et al. \(2006\)](#). Cuando el pulso térmico ocurre se generan capas convectivas en la estrella, que transportan la energía producida en dicho pulso. Como éste tiene lugar cuando ya no hay una capa de quema de H, debido a la ausencia de la barrera de entropía, las capas convectivas alcanzan la envoltura rica en H, de manera muy parecida a lo que ocurre en un VLHF. Al alcanzar la zona convectiva al material rico en H, este se mezcla ingresando en zonas más profundas y calientes donde es rápidamente consumido en un evento de flash, como en el caso del VLHF. Así, la estrella agota prácticamente todo su contenido de hidrógeno. Luego regresa a la AGB, pero como una estrella deficiente en hidrógeno (estrella AGB renacida, ver figura 2.9) que eventualmente volverá a abandonar la AGB convirtiéndose en una enana blanca deficiente en hidrógeno. En el caso de los pulsos térmicos LTP ó AFTP la envoltura resultante de la estrella contiene cierta fracción de H (aunque pequeña), siendo esta fracción mucho menor en las estrellas que atraviesan un LTP.

### Etapa de enana blanca

Una estrella AGB renacida, que atravesó un VLTP, regresa nuevamente a zonas del diagrama HR de mayor temperatura a luminosidad casi constante. Ahora la luminosidad de esta estrella pre-EB está dada por la quema de He en capas. Cuando esta capa que quema He se apaga, la luminosidad empieza a disminuir. Esta es la zona que forma el codo en el diagrama HR y es el dominio de las estrellas PG 1159 (ver figura 2.9), que serían las progenitoras de las EB deficientes en hidrógeno en este escenario. Eventualmente, por efecto de la sedimentación gravitatoria, la envoltura se vuelve de He puro (o casi puro). Este es el dominio de las estrellas DO, cuya temperatura es suficiente como para contener He ionizado en su atmósfera. En este punto, cuando la capa de He ya se apagó, la principal fuente de energía de la estrella es la energía gravotérmica y la estrella entra en un lento proceso de enfriamiento. Generalmente, el tiempo de enfriamiento de las enanas blancas deficientes en H, se toma a partir de este momento. En las primeras etapas de enana blanca el principal sumidero de energía que domina el enfriamiento de la estrella es la liberación de neutrinos, que resulta incluso más importante que la liberación de fotones. El principal proceso es la emisión de neutrinos plasmón ( $\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ ), que depende de la temperatura. Por ende, a medida que la estrella se enfría, la emisión de estas partículas va disminuyendo, hasta que en algún momento pierde relevancia. Esto ocurre en el límite caliente del rango de temperaturas en las que se observan la mayoría de las DB ( $T_{\text{ef}} \sim 30000$  K). Cuando la emisión de neutrinos ya no es relevante, la estrella se enfría básicamente por la emisión de fotones, que se debe principalmente a la liberación de energía gravotérmica. De esta forma, la luminosidad de fotones resulta del mismo orden que el cambio en energía térmica y gravitatoria. Esta es la etapa evolutiva de enana blanca mejor entendida. A temperaturas menores comienzan los procesos de cristalización y separación física de elementos, por la separación de fase que ocurre entre el C y el O luego de la cristalización (la parte sólida del núcleo de la EB es más rica en O que la mezcla de C/O previa a la cristalización). Otro proceso de separación física de elementos es la sedimentación de elementos de menor abundancia (como el  $^{22}\text{Ne}$ ). Estos procesos cambian los tiempos de enfriamiento, ya que afectan las fuentes de energía (la cristalización libera calor latente y la separación física de los elementos libera energía gravitatoria).



## 2.2. Nucleosíntesis estelar

Repasaremos en esta sección los distintos ciclos de fusión nuclear que se dan en las estrellas de baja masa, ya que será de importancia tenerlos presentes en el capítulo donde presentamos el código de post-procesado para el estudio detallado de la nucleosíntesis estelar. Lo mencionado en esta sección puede encontrarse principalmente en el libro de [Iliadis \(2015\)](#). También referimos a los libros de [Kippenhahn et al. \(2012\)](#); [Salaris & Cassisi \(2005\)](#) y [Arnett \(1996\)](#).

En la sección 2.1.1 escribimos la siguiente ecuación para los cambios químicos debido a la ocurrencia de reacciones nucleares:

$$V \left( \frac{\partial N_i}{\partial t} \right)_{\text{nuc}} = - \sum_j \frac{1}{1 + \delta_{ij}} \langle v\sigma \rangle_{ij} N_i N_j + \sum_{k,m} \frac{1}{1 + \delta_{km}} \langle v\sigma \rangle_{km} N_k N_m, \quad (2.36)$$

donde  $N_i$  es el número de partículas de la especie  $i$  en un dado volumen  $V$  y  $\langle v\sigma \rangle_{ij}$  es la tasa de reacciones nucleares por par de partículas entre la especie  $i$  y la  $j$ . El primer término incluye todas las reacciones en las que intervienen núcleos de la especie  $i$ , y el segundo término incluye todas las reacciones que crean núcleos de la especie  $i$  (esta ecuación está escrita suponiendo que todas las reacciones son de dos partículas). Muchas veces, en la ecuación 2.36 se reemplaza  $N_i$  por  $n_i$ , siendo  $n_i$  el número de partículas de la especie  $i$  por unidad de volumen, así el volumen no aparece explícitamente en la ecuación. Sin embargo, la cantidad  $n_i$ , no sólo cambia si reacciones nucleares tienen lugar, o si hay mezcla de material.  $n_i$  depende explícitamente del volumen, por ende, también cambia como resultado de las variaciones de la densidad de masa causada por compresión o expansión del gas en la estrella. Por esto, los cambios químicos debidos a reacciones nucleares al estudiar la evolución estelar suelen expresarse, no en términos de la densidad numérica de partículas (ni de  $N_i$ ), sino en términos de otra cantidad, a veces denominada fracción molar, y definida como:

$$y_i \equiv \frac{X_i}{M_i}, \quad (2.37)$$

donde  $X_i$  es la fracción de masa (o abundancia de la especie  $i$  por fracción de masa) definida como  $X_i = n_i m_i / \rho$  siendo  $m_i$  la masa atómica de la especie  $i$ .  $M_i$  es la masa del átomo de la especie  $i$  pero en unidades de masa atómica  $m_u$ , es decir  $M_i = m_i / m_u = m_i N_A$ , siendo  $N_A$  el número de Avogadro. Por lo que,

$$y_i = \frac{n_i}{\rho N_A}, \quad (2.38)$$

o también, para una capa de masa  $dm$ , con un número de partículas  $N_i$  de la especie  $i$ :

$$y_i = \frac{N_i}{dm N_A}. \quad (2.39)$$

La cantidad  $y_i$  es la fracción de núcleos por unidad de masa (en unidades de  $m_u$ ). Probablemente el nombre *fracción molar* se deba a que, en estas unidades,  $y_i$  es, aproximadamente, el número total de moles de la especie  $i$ , dividido el número de moles de nucleones en la mezcla, o dicho de otra manera, el número de núcleos de la especie  $i$  por nucleón presente en la mezcla. Puesto que  $n_i$  es proporcional a la densidad, la cantidad  $y_i$  es independiente de ella, y no cambia por contracción o expansión del material. Entonces, reemplazando  $N_i$  en términos de  $y_i$ , el cambio químico en la estrella debido a las reacciones nucleares puede describirse como

$$\left( \frac{\partial y_i}{\partial t} \right)_{\text{nuc}} = - \sum_j \frac{\rho N_A}{1 + \delta_{ij}} \langle v\sigma \rangle_{ij} y_i y_j + \sum_{k,m} \frac{\rho N_A}{1 + \delta_{km}} \langle v\sigma \rangle_{km} y_k y_m. \quad (2.40)$$



## 2. Marco teórico

Si tenemos en cuenta los decaimientos de partículas, ya sea por decaimientos  $\beta$  o por foto-desintegración, y las reacciones de tres partículas, se tiene:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial y_i}{\partial t}\right)_{\text{nuc}} = & - \sum_j \frac{\rho N_A}{1 + \delta_{ij}} \langle v\sigma \rangle_{ij} y_i y_j + \sum_{k,m} \frac{\rho N_A}{1 + \delta_{km}} \langle v\sigma \rangle_{km} y_k y_m \\ & - \sum_{j,k} \frac{\rho^2 N_A^2}{\delta_{ijk}} \langle \sigma v \rangle_{ijk} y_i y_j y_k + \sum_{j,k,m} \frac{\rho^2 N_A^2}{\delta_{jkm}} \langle \sigma v \rangle_{jkm} y_j y_k y_m \\ & - \sum_{\ell,j} \lambda_{\ell,i \rightarrow j} N_i + \sum_{\ell,k} \lambda_{\ell,k \rightarrow i} N_k \end{aligned} \quad (2.41)$$

donde  $\delta_{ijk} = (1 + \delta_{ij})(1 + \delta_{jk})(1 + \delta_{ik})$ ,  $\lambda_{\ell,i \rightarrow j}$  es la tasa de decaimiento de tipo  $\ell$  por partícula, de la especie  $i$  a la  $j$ . Al tener en cuenta distintas especies y las reacciones que las crean y las destruyen, se forma un sistema de ecuaciones a las que se le denomina *red nuclear*. Al utilizar una red nuclear para el estudio del cambio químico en estrellas, se debe incluir también el cálculo de la mezcla de material, puesto que esta también varía las cantidades  $y_i$ . Una vez obtenidos los valores de  $y_i$ , los valores de  $X_i$  y  $n_i$  pueden obtenerse mediante las relaciones:

$$n_i = y_i \rho N_A \quad \text{y} \quad X_i = y_i M_i. \quad (2.42)$$

Por otro lado, la energía liberada en las reacciones nucleares por unidad de masa y tiempo, está dada por:

$$\epsilon = \frac{Q}{\rho} n_i n_j \langle v\sigma \rangle \quad (2.43)$$

donde  $Q$  es la diferencia de masa total de las partículas antes y después de la reacción. Cuando hay emisión de neutrinos, se resta del valor de  $Q$  la energía media liberada en neutrinos  $\bar{Q}_\nu$ . Una red nuclear en general resuelve las ecuaciones de cambio químico. La energía liberada se calcula, por ejemplo, si esta red nuclear se acopla a un código de evolución estelar que sigue la estructura térmica de la estrella.

En la ecuación 2.40, como mencionamos antes, las cantidades  $\langle v\sigma \rangle$  son las tasas de reacciones nucleares por par de partículas (o por trío de partículas en las reacciones de tres partículas). Estas tasas de reacciones se definen como la integral sobre todas las energías posibles de la sección eficaz de la reacción, multiplicada por la velocidad y por la función distribución de velocidades  $f(E)$ :

$$\langle v\sigma \rangle = \int_0^\infty \sigma(E) v f(E) dE. \quad (2.44)$$

En un plasma estelar se debe tener en cuenta el efecto de la presencia de electrones libres en el plasma sobre las tasas de reacción. La presencia de electrones tiende a disminuir el potencial coulombiano de los núcleos y, por ende, tiende a aumentar la tasa de reacciones. Este efecto se conoce como apantallamiento electrónico y lo discutimos con más detalle a continuación, siguiendo principalmente la descripción de [Salpeter \(1954\)](#).

En la ecuación 2.44,  $E$  es la energía cinética relativa entre las partículas,  $v \propto E^{1/2}$ ,  $f(E)$  es la probabilidad de que la energía cinética sea  $E$  y  $\sigma(E)$  la sección eficaz de la reacción, que depende de la energía  $E$ .  $\sigma(E)$  puede ser escrita como:

$$\sigma(E) = P(E) \sigma_{\text{nuc}}(E), \quad (2.45)$$

donde  $P(E)$  es la probabilidad de tunelamiento de la barrera de repulsión electrostática de las partículas, y  $\sigma_{\text{nuc}}(E)$  una cantidad que depende de detalles de la interacción una vez que ocurre el tunelamiento. La energía térmica del plasma suele estar muy por debajo de la barrera de potencial.

En general, las tasas de reacciones nucleares se calculan suponiendo que el la interacción entre partículas sucede en el vacío, es decir, sin la presencia de los electrones del plasma. A las densidades estelares, sin embargo, las distancias entre núcleos y electrones es pequeña, y, aunque todos los núcleos estén ionizados, estos atraen electrones y repelen otros núcleos, creando una sobredensidad de carga negativa a su alrededor, que decae con la distancia. Esta sobredensidad de carga negativa tiene el efecto de “apantallar” la carga del núcleo. En consecuencia, la presencia de electrones altera la barrera de potencial y por ende, la probabilidad de tuneo y el valor de la sección eficaz. La probabilidad de tuneo es básicamente una función de  $E - U(r)$ , donde  $U(r)$  es la energía potencial de la interacción electrostática entre los núcleos. En el caso de ausencia de electrones, podemos escribir:

$$U(r) = \frac{z_1 z_2 e^2}{r}, \quad (2.46)$$

donde  $z_1 e$  y  $z_2 e$  son las cargas de los núcleos,  $r$  es la separación entre ellos. Para tener en cuenta el apantallamiento electrónico agregamos un término:

$$U(r) = \frac{z_1 z_2 e^2}{r} + U_e(r). \quad (2.47)$$

Llamemos  $R$  al radio de la sobredensidad de electrones, es decir, un radio a partir del cual una fracción apreciable de la carga del núcleo es apantallada por la sobredensidad de electrones. El valor de  $R$  es del orden de la distancia media entre partículas o más grande (radio de debye). La función  $U(r)$  será una función que cambie significativamente en distancias del orden de  $R$ , pero que para  $r \ll R$  se puede considerar aproximadamente constante<sup>9</sup>. Ahora llamemos  $r_{\text{ret}}$  a la distancia de máximo acercamiento clásico entre dos núcleos en un potencial de repulsión electrostática, es decir, el punto de retorno. Resulta de interés evaluar el valor de  $U_e(r)$  a valores de  $r$  menores que  $r_{\text{ret}}$ , puesto que nos interesa el efecto de la nube de electrones cuando ocurre una colisión (y reacción) de núcleos. En general se tiene que  $r_{\text{ret}} \ll R_D$ . Bajo esta condición, la función  $U(r)$  es casi constante en  $r \lesssim r_{\text{ret}}$ , por lo que en general se aproxima a su valor en el origen  $U_e(r=0) = U_0$  (siendo  $U_0 < 0$ ). Por lo tanto, la sección eficaz  $\sigma(E)$  que no tiene en cuenta el efecto de apantallamiento, para tenerlo en cuenta debe ser modificada restando  $U_0$  a  $E$ :

$$\sigma(E - U_0) = P(E - U_0) \sigma_{\text{nuc}}(E - U_0). \quad (2.49)$$

Reemplazando en la expresión de la tasa de reacción por par de partículas, y teniendo en cuenta que  $f(E)$  depende de la energía como  $\exp(-E/kT)$

$$\langle v\sigma \rangle = \tilde{C} \int_0^\infty E^{1/2} e^{-E/kT} P(E - U_0) \sigma_{\text{nuc}}(E - U_0) dE, \quad (2.50)$$

donde  $k$  es la constante de Boltzman, y en  $\tilde{C}$  están todos los factores que no dependen de la energía. Podemos hacer el siguiente cambio de variables:  $E' = E - U_0$ . Con este cambio de

<sup>9</sup>Si en un experimento muy sencillo suponemos que la densidad de carga de la nube de electrones varía como  $\rho(r) = -\rho_0(1 - r/R)$  para  $r \leq R$  y  $\rho(r) = 0$  para  $r > R$ , con  $\rho_0 > 0$  (es decir, varía linealmente desde  $-\rho_0$  en el origen, a 0 en  $R$ ), podemos ver que el potencial electrostático de esta distribución de cargas es:

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 \left[ 1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R}\right)^3 \right] & \text{si } r \leq R \\ -V_0/2r & \text{si } r > R \end{cases} \quad (2.48)$$

donde  $V_0 = \rho_0 R^2 / 6\epsilon_0$ , siendo  $\epsilon_0$  la permitividad eléctrica. Esta es una función siempre negativa que toma el valor  $-V_0$  en el origen, aumenta hasta  $-V_0/2$  en  $r = R$ , y luego tiende a 0 como  $\sim -1/r$ . En la región  $r \ll R$  la función se puede suponer aproximadamente constante.

variables la integral queda:

$$\langle v\sigma \rangle = \tilde{C} \int_{-U_0}^{\infty} (E' + U_0)^{1/2} e^{-(E'+U_0)/kT} P(E') \sigma_{\text{nuc}}(E') dE'. \quad (2.51)$$

En general,  $|U_0|$  es mucho menor que el rango de energías a las que la probabilidad de tuneeo es más importante<sup>10</sup>, que son las que más aportan a la integral, por lo que aproximamos  $E' + U_0 \approx E'$ . Además, para  $E' = -U_0$ ,  $P(E')$  es tan pequeño, que la integral prácticamente no varía si el límite inferior de integración se extiende de  $-U_0$  a 0. De esta manera, la integral queda,

$$\begin{aligned} \langle v\sigma \rangle &= \tilde{C} \int_0^{\infty} (E')^{1/2} e^{-E'/kT} e^{-U_0/kT} P(E') \sigma_{\text{nuc}}(E') dE' \\ &= e^{-U_0/kT} \tilde{C} \int_0^{\infty} (E')^{1/2} e^{-E'/kT} P(E') \sigma_{\text{nuc}}(E') dE' \\ &= e^{-U_0/kT} \langle v\sigma \rangle_{\text{sin } e^-}. \end{aligned} \quad (2.53)$$

Es decir que en general, la tasa de reacción teniendo en cuenta el apantallamiento electrónico puede aproximarse como la tasa de reacción sin tener en cuenta este efecto,  $\langle v\sigma \rangle_{\text{sin } e^-}$ , multiplicada por un factor  $f = \exp(-U_0/kT)$ , que es el factor de apantallamiento electrónico (o *electron screening*).

A continuación mencionamos los ciclos de reacciones dominantes en estrellas de baja masa, pero antes aclaramos las notaciones utilizadas en la tesis. Para las reacciones nucleares, utilizaremos de manera equivalente las notaciones  $A + B \rightarrow C + D$  y  $A(B, C)D$ , que denota la reacción entre las especies  $A$  y  $B$ , cuyo producto son las partículas  $C$  y  $D$ . En el caso de decaimientos de partículas, la notación  $A(B)C$  se refiere al decaimiento de la partícula  $A$  a las partículas  $B$  y  $C$ , donde  $B$  puede ser, por ejemplo, una partícula  $\beta^+$  (positrón) y un neutrino electrónico en el caso de decaimiento  $\beta$  positivo (un neutrón decae a un protón). Para el protón utilizaremos  $p$ ,  $H$ , ó  ${}^1H$ . Para el deuterio utilizaremos tanto  $d$  como  ${}^2H$ . El núcleo de He será referido como  $\alpha$  o  ${}^4He$ , o simplemente He. Neutrinos y fotones seguirán siendo referidos como  $\nu$  y  $\gamma$  respectivamente; positrones  $e^+$  y electrones  $e^-$ . Para el número atómico utilizamos  $Z$ , y para el número de protones más neutrones,  $A$ .

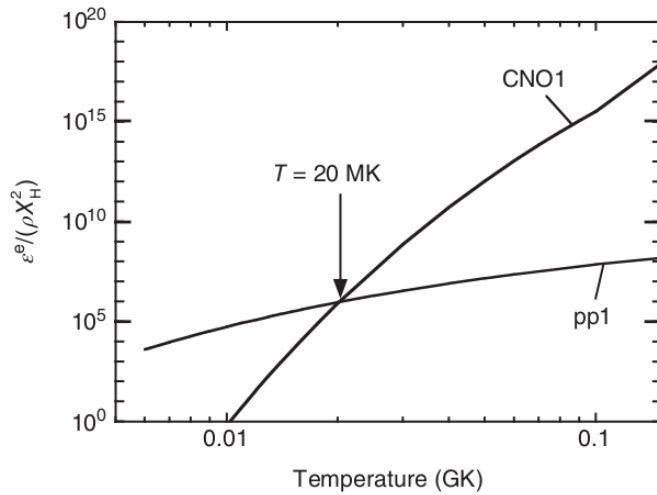
### 2.2.1. Etapas de fusión del hidrógeno

Como mencionamos anteriormente, la fusión de H en He en las estrellas se da mediante el ciclo protón-protón ( $pp$ ) o el ciclo CNO. En estos ciclos, se fusionan cuatro núcleos de H, obteniendo un núcleo de He mediante distintas cadenas de reacciones. La ocurrencia de un ciclo u otro depende principalmente de la temperatura del plasma estelar. En la figura 2.10 se encuentra graficada la liberación de energía (por unidad de tiempo y masa) de cada ciclo ( $pp1$  y  $CNO1$ ) en función de la temperatura. Hasta cierta temperatura ( $\sim 2 \times 10^7$  K) domina

<sup>10</sup>Regresando a la aproximación realizada en el pie de nota anterior, es de esperar que la densidad en el centro,  $\rho_0$  dependa de  $R$  y la carga del núcleo en el centro de la nube como  $\sim Z_1 e/R^3$  (de hecho se tiene que  $\rho_0 \propto Q/R^3$ , siendo  $Q$  la carga de la nube de electrones). Si a la energía potencial de la interacción entre los núcleos  $Z_1$  y  $Z_2$  la escribimos como  $U(r) = Z_2 eV(r)$ , en el origen obtenemos  $|U_0| \sim Z_2 Z_1 e^2/R$ . Por otro lado, la energía en el punto de retorno es  $E_{\text{ret}} \sim Z_1 Z_2 e^2/r_{\text{ret}}$ . Comparando esta energía con  $|U_0|$  tenemos entonces:

$$\frac{|U_0|}{E_{\text{ret}}} \sim \frac{r_{\text{ret}}}{R} \ll 1, \quad (2.52)$$

dado que suponemos que estamos en el régimen en que  $r_{\text{ret}} \ll R$ . La energía  $E_{\text{ret}}$  es, clásicamente, una cota máxima a la energía cinética de la partícula. Si bien la energía  $E_{\text{ret}}$  no es un valor fijo, siempre que estemos en el régimen  $r_{\text{ret}} \ll R$ , tendremos que  $|U_0|$  es menor que las energías más relevantes en la integral de la tasa de reacción.



**Figura 2.10.** Liberación de energía nuclear [ $\text{erg g}^{-1} \text{s}^{-1}$ ] en función de la temperatura para los ciclos  $pp$  y CNO. Figura tomada de Iliadis (2015).

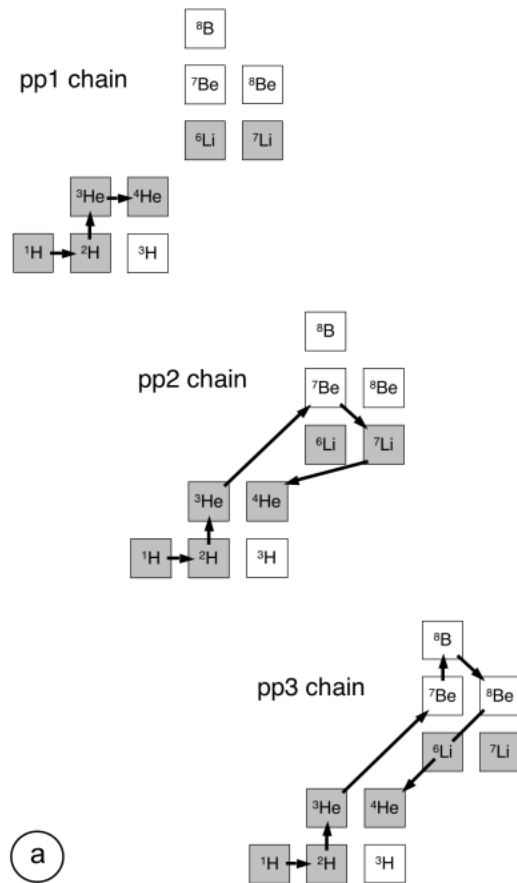
el ciclo  $pp$ , y luego domina el ciclo CNO. Por este motivo, en estrellas con masas menores a  $\sim 1.3 M_{\odot}$ , que no alcanzan en la SP la temperatura central para la fusión de H por CNO, domina el ciclo  $pp$ . Mientras que en estrellas más masivas, domina el ciclo CNO. Por el contrario, en la quema de H en capas, tanto en estrellas de baja masa como intermedia, domina el ciclo CNO.

### Ciclos protón-protón

Las siguientes tres cadenas de reacciones son referidas como el ciclo  $pp$ :

<b><math>pp1</math></b>	<b><math>pp2</math></b>	<b><math>pp3</math></b>
$p(p, e^+\nu)d$	$p(p, e^+\nu)d$	$p(p, e^+\nu)d$
$d(p, \gamma)^3\text{He}$	$d(p, \gamma)^3\text{He}$	$d(p, \gamma)^3\text{He}$
$^3\text{He}(^3\text{He}, 2p)\alpha$	$^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$	$^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$
	$^3\text{He}(e^-, \nu)^7\text{Li}$	$^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$
	$^7\text{Li}(p, \alpha)\alpha$	$^8\text{B}(\beta^+\nu)^8\text{Be}$
		$^8\text{Be}(\alpha)\alpha$

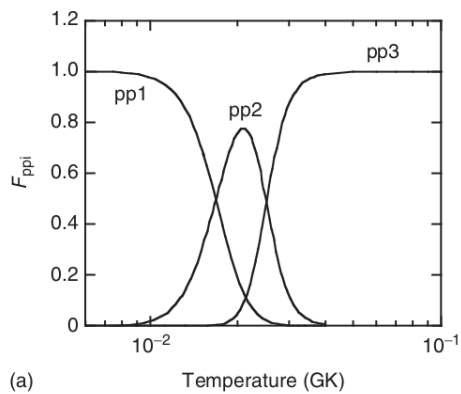
y se encuentran también graficadas en la figura 2.11. Todas las cadenas empiezan con la reacción  $p(p, e^+\nu)d$ . Esta reacción requiere que un protón experimente un decaimiento  $\beta^+$  en una colisión con otro protón. Por ende, la reacción está gobernada por la interacción débil y es la que tiene menor probabilidad de ocurrencia de todas las reacciones de los ciclos  $pp$ . En consecuencia, la reacción  $p(p, e^+\nu)d$  es la que determina a qué tasa se fusiona el H en He en estrellas donde el ciclo  $pp$  es el dominante. Un cambio en el valor de la tasa de su reacción, cambia drásticamente el tiempo de vida de las estrellas como el Sol en la secuencia principal. La frecuencia relativa de las cadenas  $pp1$ ,  $pp2$  y  $pp3$  depende fuertemente de la temperatura, lo cual se puede ver en la figura 2.12. En general, a medida que aumenta la temperatura, incrementa la probabilidad de ocurrencia de  $pp2$  primero (en  $T \sim 18 - 25 \text{ MK}$ ), y de  $pp3$  luego ( $T > 25 \text{ MK}$ ). Sin embargo, para que ocurran las cadenas  $pp2$  y  $pp3$ , tiene que haber suficientes núcleos de  $^4\text{He}$ . Si la abundancia de  $^4\text{He}$  es baja, la cadena  $pp1$  es la que tiene más probabilidad de ocurrir. A medida que hay más núcleos de  $^4\text{He}$ , la reacción  $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$  también puede ocurrir.



**Figura 2.11.** Ciclos protón-protón. En cada uno de los tres gráficos los núcleos están acomodados de manera que el n de neutrones aumenta hacia la derecha y hacia arriba aumenta el n de protones. Figura tomada de Iliadis (2015).

(a)

**Figura 2.12.** Fracción de núcleos de  ${}^4\text{He}$  sintetizados por los distintos ciclos pp en función de la temperatura, suponiendo una composición inicial  $X_{\text{H}} = X_{\text{He}} = 0.5$ . Figura tomada de Iliadis (2015).



(a)

## Ciclos CNO

Los ciclos CNO son los siguientes:

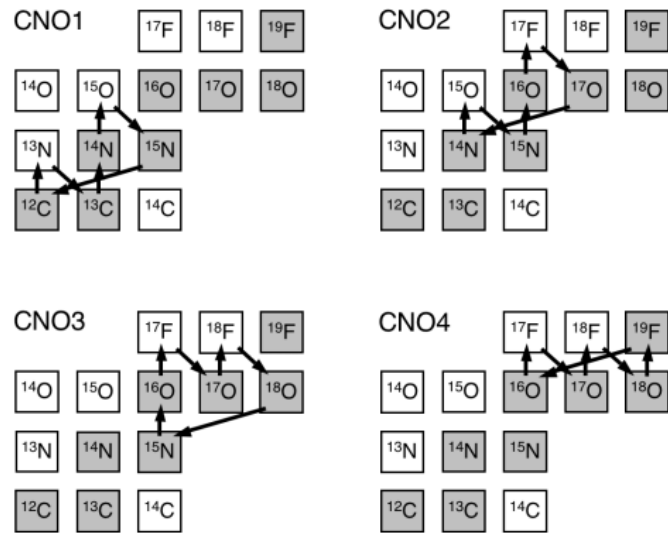
<b>CNO1</b>	<b>CNO2</b>	<b>CNO3</b>	<b>CNO4</b>
$^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$	$^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$	$^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$	$^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$
$^{13}\text{N}(\beta^+\nu)^{13}\text{C}$	$^{15}\text{O}(\beta^+\nu)^{15}\text{N}$	$^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$	$^{17}\text{F}(\beta^+\nu)^{17}\text{O}$
$^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$	$^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$	$^{17}\text{F}(\beta^+\nu)^{17}\text{O}$	$^{17}\text{O}(p, \gamma)^{18}\text{F}$
$^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$	$^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$	$^{17}\text{O}(p, \gamma)^{18}\text{F}$	$^{18}\text{F}(\beta^+\nu)^{18}\text{O}$
$^{15}\text{O}(\beta^+\nu)^{15}\text{N}$	$^{17}\text{F}(\beta^+\nu)^{17}\text{O}$	$^{18}\text{F}(\beta^+\nu)^{18}\text{O}$	$^{18}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{F}$
$^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$	$^{17}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}$	$^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$	$^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$

En cada uno de estos ciclos, un elemento,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{15}\text{N}$  u  $^{16}\text{O}$ , se fusiona con un protón, y luego de sucesivas reacciones en las que se fusionan tres protones más, se termina obteniendo un núcleo de  $^4\text{He}$  y se recupera el elemento inicial. Así, los elementos C, N y O actúan como catalizadores en la fusión de H a He. Por esto, para que ocurran los ciclos CNO, debe haber cierta abundancia inicial de los elementos catalizadores en el plasma estelar. Los ciclos CNO1 y CNO2 son también conocidos como ciclos CN y ON respectivamente, y son los que tienen mayor probabilidad de ocurrencia. A su vez, de estos dos, el CNO1 es el más importante. Esto se debe a que el  $^{15}\text{N}$  tiene mayor probabilidad de sufrir una reacción del tipo  $(p, \alpha)$  que del tipo  $(p, \gamma)$  que es la que da lugar al ciclo CNO2. Además, la mayor parte de los núcleos de  $^{17}\text{O}$  son destruidos mediante la reacción  $(p, \alpha)$  dando lugar a un núcleo de  $^{14}\text{N}$ . Pero una pequeña fracción, dependiendo de la temperatura del plasma estelar, será destruida mediante la reacción  $(p, \gamma)$  dando lugar a núcleos de  $^{18}\text{F}$  y a la ocurrencia de los ciclos CNO3 y CNO4.

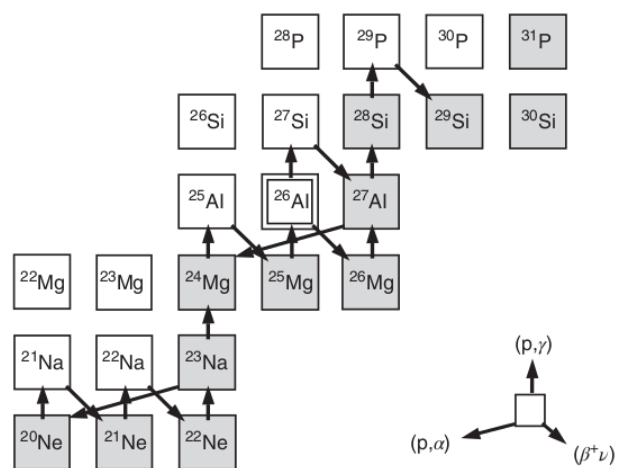
La reacción más lenta del ciclo CNO es la reacción  $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ , y determina la tasa a la que se consume el H en He, impactando en los tiempos de vida en la secuencia principal de estrellas donde el ciclo CNO domina. También, debido a que la reacción  $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$  es la más lenta, cuando los elementos llegan a sus abundancias en equilibrio (es decir, la quema está teniendo lugar, pero la tasa de producción de una especie nuclear iguala a la tasa de destrucción de la misma), el elemento más abundante debido a la ocurrencia del ciclo CNO es el  $^{14}\text{N}$ . En general, el ciclo CNO1 tiende a bajar la abundancia de  $^{12}\text{C}$  y aumentar la abundancia de  $^{14}\text{N}$ , mientras que el ciclo CNO2, además, tiende a bajar la abundancia de  $^{16}\text{O}$ .

## Síntesis de otros elementos durante la quema estable de H

Durante la quema estable de hidrógeno se sintetizan elementos en la región de masas más allá de  $A = 20$ . Estos procesos están, en general, desacoplados de los procesos de elementos hasta  $A = 19$  que se sintetizan en los ciclos CNO, por lo que ocurren si es que existen abundancias iniciales de elementos pesados en el plasma estelar. En principio, la reacción  $^{19}\text{F}(p, \gamma)^{20}\text{Ne}$  podría hacer de nexo entre los dos rangos de masa, pero esta reacción es al rededor de tres órdenes de magnitud menor que la reacción  $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$ , y por ende, muy poco probable. En la figura 2.14 mostramos las reacciones que se dan en este rango de masas, hasta  $A = 30$ .



**Figura 2.13.** Ciclos CNO. En cada uno de los cuatro gráficos los núcleos están acomodados de manera que el n de neutrones aumenta hacia la derecha y hacia arriba aumenta el n de protones. Figura tomada de [Iliadis \(2015\)](#).



**Figura 2.14.** Reacciones nucleares durante la quema estable de H, en el rango de masas  $20 \lesssim A \lesssim 30$ . Figura tomada de [Iliadis \(2015\)](#).



### 2.2.2. Etapas de fusión del helio

#### Ciclo triple- $\alpha$

La fusión del He comienza con la fusión de dos partículas  $\alpha$ . El núcleo de  ${}^8\text{Be}$  tiene un tiempo de vida medio del orden de  $10^{-16}$  s, por lo que decae rápidamente a dos partículas  $\alpha$  nuevamente. Sin embargo, luego de un tiempo, una pequeña abundancia de equilibrio de  ${}^8\text{Be}$  se crea, debido a que el tiempo entre encuentros de partículas  $\alpha$  es mucho menor que el de decaimiento del  ${}^8\text{Be}$  (5 órdenes de magnitud menor). Esta pequeña abundancia de equilibrio de  ${}^8\text{Be}$  es suficiente para que ocurra una tercera captura de una partícula  $\alpha$  y se forme un núcleo de  ${}^{12}\text{C}$ . Esta última reacción ocurre a un nivel excitado y meta-estable del carbono, que luego decae a su nivel fundamental. Estas reacciones

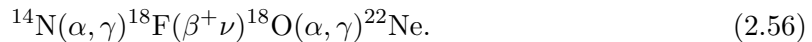


se conocen como el ciclo triple- $\alpha$ , o directamente  $3\alpha$ . La fusión del  ${}^8\text{Be}$  con el núcleo de  ${}^4\text{He}$  ocurre tan rápido que puede considerarse a este proceso como una interacción de tres partículas, y en general se incluye en las redes nucleares como una reacción del tipo  ${}^4\text{He}(\alpha\alpha, \gamma){}^{12}\text{C}$ .

#### Síntesis de elementos más pesados que el ${}^{12}\text{C}$

Durante la quema estable de He, una reacción de suma importancia en la evolución estelar es la reacción  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ . Esta reacción determina la fracción de abundancias de  ${}^{12}\text{C}$  y  ${}^{16}\text{O}$  en el núcleo de las estrellas cuando finaliza esta etapa de quema estable de He. Por lo que es determinante en la formación de las enanas blancas, por ejemplo. Sin embargo, es también la reacción de interés astrofísico con mayor incerteza. La tasa de esta reacción a las temperaturas de interés en astrofísica se conoce con una incerteza del orden de  $\pm 35\%$  (Kunz et al. 2002). Otras reacciones que pueden ocurrir dependiendo de la temperatura del plasma estelar son  ${}^{16}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{20}\text{Ne}$  y  ${}^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma){}^{24}\text{Mg}$ . Sin embargo, la fusión de  ${}^4\text{He}$  con  ${}^{16}\text{O}$  a las temperaturas de la quema estable de He en estrellas de baja masa es bastante poco probable, y de hecho, la abundancia inicial de  ${}^{20}\text{Ne}$  casi no se ve alterada luego de la fusión de He en  ${}^{12}\text{C}$  y  ${}^{16}\text{O}$ .

Por otro lado, si existe cierta abundancia de  ${}^{14}\text{N}$ , sintetizado por ejemplo durante la quema en capas de H mediante el ciclo CNO, entonces, la siguiente cadena de reacciones puede ocurrir:

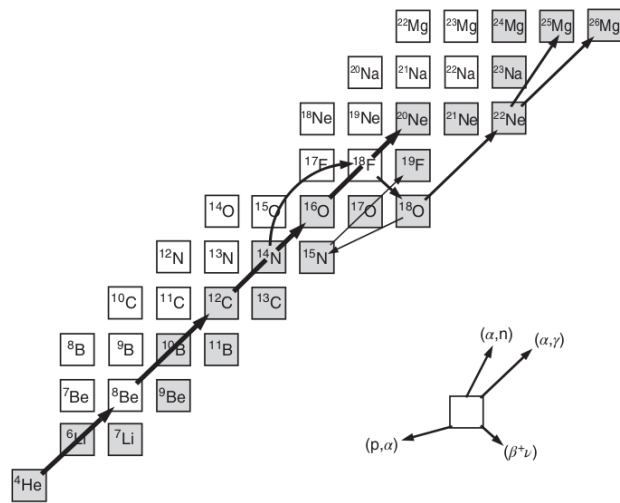


También, el  ${}^{22}\text{Ne}$  puede ser consumido mediante las siguientes reacciones,  ${}^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma){}^{26}\text{Mg}$  y  ${}^{22}\text{Ne}(\alpha, n){}^{25}\text{Mg}$ . Sin embargo, estas últimas reacciones son poco probables a las temperaturas de quema en estrellas de baja masa. La segunda reacción ocurre de manera marginal en los pulsos térmicos en estrellas AGB.

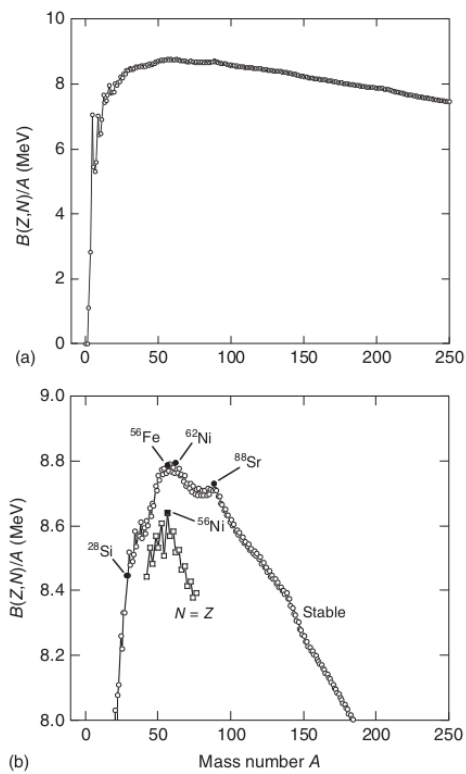
### 2.2.3. Procesos de capturas de neutrones

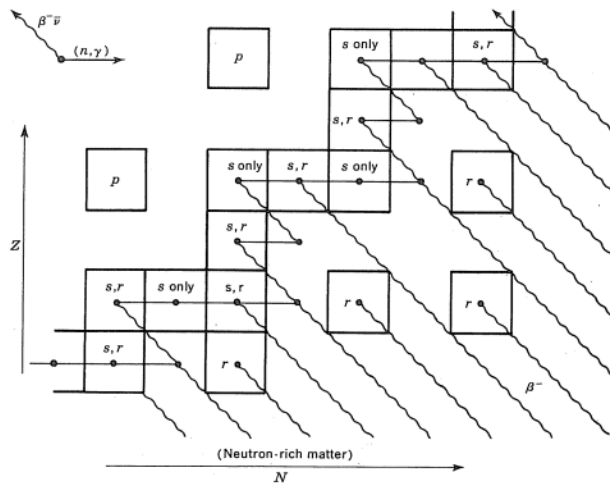
En la figura 2.17 mostramos la energía de ligadura por nucleón de los isótopos más estables para distintos valores de  $A$ . El elemento con mayor energía de ligadura por nucleón es el  ${}^{62}\text{Ni}$  (níquel). El  ${}^{56}\text{Fe}$  es también uno de los elementos con mayor energía de ligadura por nucleón. La formación de elementos químicos más pesados que el hierro y el níquel, a partir de la fusión nuclear de elementos más livianos, es un proceso endotérmico, es decir, requiere energía, en vez de liberarla. Además, la barrera de repulsión electrostática entre núcleos es cada vez más importante para núcleos cada vez más pesados. Por esto, los elementos más pesados que el hierro y el níquel se forman por otro tipo de procesos. Como los neutrones son eléctricamente

**Figura 2.15.** Reacciones nucleares durante la quema de He. Figura tomada de Iliadis (2015).



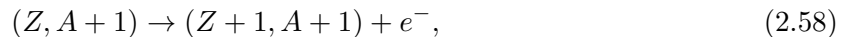
**Figura 2.16.** Panel superior: energía de ligadura por nucleón del isótopo más estable para un dado valor de  $A$ . Panel inferior: lo mismo que el panel superior pero en una escala de  $B$  distinta. Figura tomada de Iliadis (2015). Los datos corresponden a –.



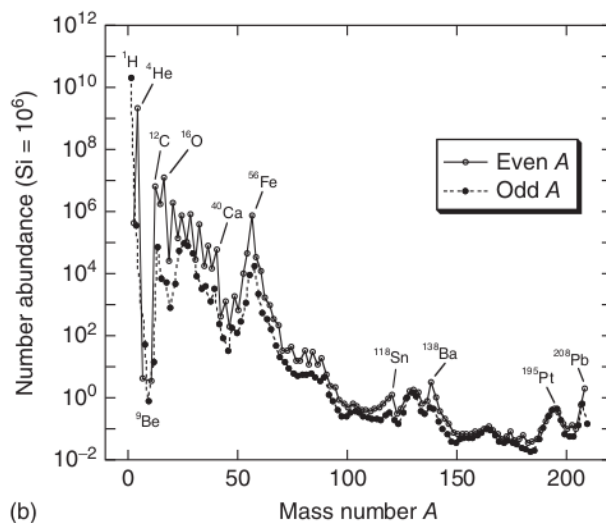


**Figura 2.17.** Diagrama esquemático de el camino de los procesos-r y -s en el plano de número de protones vs. número de neutrones. Figura tomada de Clayton (1983).

neutros, procesos de captura de neutrones, que no requieren atravesar la barrera de potencial electrostática, son muy importantes para la creación de estos elementos. Cuando un núcleo captura un neutrón, el núcleo se convierte en un isótopo más pesado del mismo elemento. El núcleo podría seguir capturando neutrones, hasta decaer, puesto que, un núcleo inicialmente estable, cuanto más neutrones captura, más inestable se torna. El decaimiento del isótopo se da por el decaimiento  $\beta^-$  de un neutrón a un protón, con la emisión de un electrón. La masa del núcleo es la misma, pero corresponde a un elemento con una carga mayor. La secuencia de reacciones es entonces:



donde la primera reacción puede ocurrir varias veces. Esto depende del tiempo de decaimiento  $\beta$  (la estabilidad del núcleo frente a decaimiento  $\beta$ ), la sección eficaz de captura de neutrones del núcleo (que depende de la estructura del núcleo) y el flujo de neutrones presente. Estas últimas dos cantidades (sección eficaz y flujo de neutrones) determina cada cuánto tiempo un núcleo en particular puede capturar neutrones. Si este tiempo es mayor que el tiempo de decaimiento  $\beta$ , el proceso se denomina *proceso lento de captura de neutrones*, o directamente *proceso - s* (donde la *s* es por *slow*, *lento* en inglés). Por el contrario, si el tiempo entre capturas de neutrones es menor que el tiempo de decaimiento  $\beta$ , el proceso se denomina *proceso rápido de captura de neutrones*, o directamente *proceso-r* (donde *r* es por *rapid*, *rápido* en inglés). En el caso de que estos tiempos sean parecidos, se denomina proceso intermedio de captura de neutrones (o *proceso-i*). En el proceso-s, los núcleos capturan un sólo neutrón antes de decaer, mientras que en el proceso-r capturan varios neutrones antes de decaer. Como consecuencia, hay isótopos que sólo pueden ser formados por uno de los dos procesos. En la figura 2.17 mostramos un esquema de esta situación. En general, si el flujo de neutrones es bajo, el proceso que domina, independientemente de la sección eficaz de captura de neutrones, es el proceso-s, mientras que si el flujo de neutrones es muy alto, domina el proceso-r. Las diferencias en las secciones eficaces de captura de neutrones de los distintos isótopos, se evidencian en las abundancias observadas de estos elementos. En la figura 2.18 mostramos las abundancias observadas de elementos en el sol hasta  $A = 200$ . Todos estos elementos fueron procesados antes de la formación del Sol. En la figura se puede observar un pico importante en las cercanías del hierro. El hecho de que estos elementos sean más abundantes se debe a la alta energía de ligadura por nucleón, que se traduce en menores secciones eficaces de captura de neutrones. Se observa, por ejemplo, otro pico en



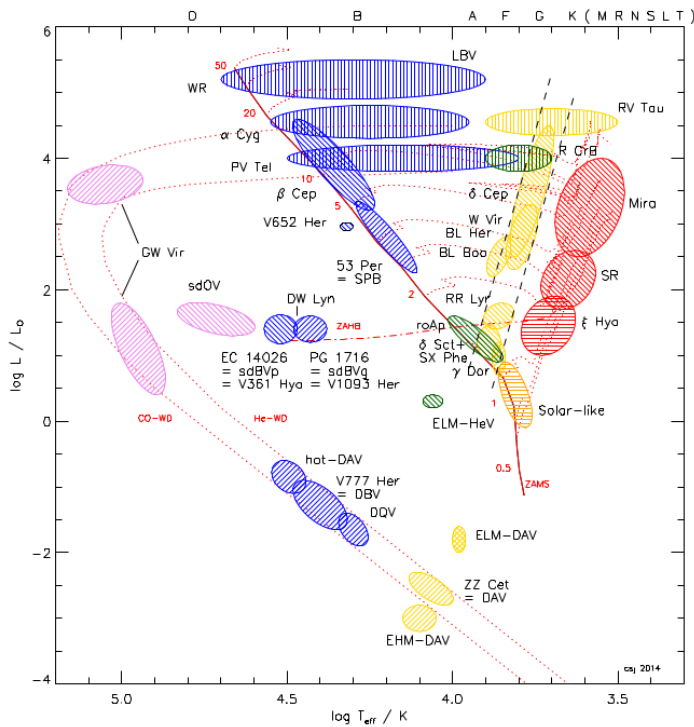
**Figura 2.18.** Abundancias de elementos medidas en el Sol. Figura tomada de Iliadis (2015).

$^{138}\text{Ba}$  (balio). La estructura nuclear en núcleos que poseen cierto número de neutrones o de protones (por ejemplo, 2, 8, 20, 28, 50, 82 y 126), llamados números mágicos, son particularmente estables frente a interacciones con otros nucleones. En un modelo de capas en física nuclear, estos núcleos poseen capas nucleares completas. Por otro lado, los núcleos con un número par de nucleones ( $A$  par) son también, por su estructura nuclear, más estables, y en consecuencia, más abundantes en comparación con los núcleos con  $A$  impar.

Para que los procesos  $s$  y  $r$  tengan lugar en el interior estelar, se requiere la presencia de neutrones libres. Los neutrones libres son inestables y fácilmente capturados por otros núcleos, por ende, se requiere que exista una fuente constante de neutrones. La generación de neutrones libres en las estrellas no es un proceso muy común, pero se da en ciertas etapas tanto en estrellas de masa baja, intermedia y alta. Las dos reacciones que proveen un flujo de neutrones en el interior estelar son  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  y  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ . Esta última reacción opera a temperaturas del orden de  $4 \times 10^8\text{K}$  y es importante como generadora de un flujo de neutrones durante la quema de He de estrellas de alta masa. La primera reacción opera a temperaturas más bajas, del orden de  $2 \times 10^8\text{K}$ , y requiere que haya, a esas temperaturas, abundancias no despreciables de  $^{13}\text{C}$  y partículas  $\alpha$ . Para la generación de  $^{13}\text{C}$ , a su vez, debe ocurrir la fusión entre  $^{12}\text{C}$  y protones. En general, la reacción  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  ocurre cuando, por algún motivo, material rico en protones es llevado a una zona interna y caliente donde el  $^{12}\text{C}$  está siendo sintetizado por quema de He. Una situación así puede ocurrir durante la etapa de pulsos térmicos de estrellas de masa baja e intermedia, y en particular también, durante un pulso térmico muy tardío. De hecho, la detección de isótopos con una vida media corta en comparación con la vida de las estrellas gigantes rojas en la AGB (por ejemplo,  $^{99}\text{Tc}$ , tecnecio, que tiene una vida media de sólo 211000 años) demuestra que procesos de captura de neutrones ocurrieron recientemente en el interior de estas estrellas.

### 2.3. Pulsaciones estelares

Las estrellas, como varios otros objetos en el universo, poseen sus modos normales (o propios) de oscilación, que dependen de su composición química y estructura. En varias etapas de la vida de las estrellas, y por distintas razones, estos modos normales de vibración pueden ser excitados. Cuáles de estos modos normales y cuánto se excitan (la amplitud de las vibraciones) dependerá de los procesos que los tornan inestables. En la figura 2.19 mostramos



**Figura 2.19.** Tipos de estrellas pulsantes en el diagrama HR. Figura tomada de –.

distintos tipos de estrellas pulsantes en el diagrama HR. Algunas de estas estrellas pulsantes sufren variaciones muy amplias de sus radios, temperaturas y luminosidad. Ejemplo de estas estrellas son las Cefeidas ( $\delta$  Cep) y las RR-Lyrae (RR Lyr). Sin embargo, otras estrellas pulsantes con amplitudes muy pequeñas, por lo que su radio no se ve afectado, y las variaciones en su curva de luz debido a estas pulsaciones alcanzan sólo valores del orden de las milimagnitudes. Ejemplo de estas estrellas son las enanas blancas y las subenanas calientes. Por otra parte, las vibraciones o pulsaciones pueden ser *radiales* o *no radiales*. El primer caso es el caso más común de las Cefeidas y RR Lyrae. En estos casos las perturbaciones al estado de equilibrio ocurren en la dirección radial. Este tipo de pulsaciones suelen tener amplitudes más altas que las pulsaciones no-radiales. En las pulsaciones no-radiales, las perturbaciones no son sólo en la dirección radial. Este es el caso también de las estrellas enanas blancas y subenanas calientes pulsantes. En la figura 2.19 vemos los dos tipos de pulsantes más comunes entre las estrellas sdB, las sdBVp o V361 Hya (pulsadores rápidos), y las sdBVq o V1093 Her (pulsadores lentos). De interés en esta tesis son también las enanas pulsantes de tipo DBV o V777 Her.

Cuando las pulsaciones poseen amplitudes pequeñas, se pueden modelar como pequeñas perturbaciones a un estado en equilibrio hidrostático, y linealizando las ecuaciones de pulsación (ecuaciones de conservación de la masa, momento y energía), es decir, tomando sólo los términos a primer orden en las perturbaciones. Este tratamiento tiene como consecuencia que se pierde la información sobre las amplitudes de las oscilaciones, que no pueden ser calculadas. Además, dependiendo de si se quiere estudiar las propiedades de los modos normales de oscilaciones, o también los mecanismos de excitación de pulsaciones, se realiza o no una aproximación a las ecuaciones que se denomina aproximación adiabática. Dado que el estudio de las pulsaciones en estrellas subenanas calientes y enanas blancas es parte relevante de esta tesis, en esta sección repasaremos brevemente el modelo de pulsaciones estelares lineales y no radiales. Nos centraremos primero en las ecuaciones de pulsación en la aproximación lineal, luego en la aproximación adiabática y finalmente en los procesos de excitación de oscilacio-

nes. Lo presentado en esta sección se basa principalmente en el libro de [Unno et al. \(1979\)](#). También referimos al trabajo de revisión de [Samadi et al. \(2015\)](#).

### 2.3.1. Ecuaciones de pulsaciones estelares lineales no-radiales

Las ecuaciones para las oscilaciones son las de conservación de la masa, momento y energía, pero a diferencia de las ecuaciones para estructura estelar, no suponemos simetría esférica en las oscilaciones. Estas ecuaciones son las siguientes,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \quad (2.59)$$

$$\rho \left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v} = -\vec{\nabla} p - \rho \vec{\nabla} \Phi, \quad (2.60)$$

$$\rho T \left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) S = \rho \epsilon_{\text{nuc}} - \vec{\nabla} \cdot \vec{F}, \quad (2.61)$$

donde  $\vec{v}$  es la velocidad,  $\Phi$  el potencial gravitatorio,  $S$  la entropía específica (por unidad de masa) y  $\vec{F}$  el flujo de energía, que será  $\vec{F} = \vec{F}_R + \vec{F}_{\text{cd}} + \vec{F}_C$ , la suma entre el flujo radiativo, el conductivo y el convectivo. En las zonas donde el material es radiativo o conductivo,  $\vec{F}_C = 0$ . En las ecuaciones de arriba supusimos que el fluido es no viscoso, y que no hay fuerzas electromagnéticas ni otras fuerzas externas. Además, para el potencial gravitatorio tenemos la ecuación de Poisson,

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho. \quad (2.62)$$

Para el flujo radiativo y el conductivo consideramos la aproximación de difusión discutida en la sección 2.1.1,

$$\vec{F}_{R,\text{cd}} = -K_{R,\text{cd}} \vec{\nabla} T, \quad (2.63)$$

siendo  $K_{R,\text{cd}}$

$$K_{R,\text{cd}} = \frac{4ac}{3\kappa_{R,\text{cd}}} T^3, \quad (2.64)$$

donde  $\kappa_{R,\text{cd}}$  denota la opacidad radiativa  $\kappa_R$  o la opacidad conductiva  $\kappa_{\text{cd}}$  según corresponda.

La evolución estelar se calcula como sucesivos estados de equilibrio hidrostático. A cada uno de estos estados de equilibrio hidrostático lo consideramos como el modelo no perturbado, que será esféricamente simétrico. Luego, consideramos pequeñas perturbaciones sobre este estado de equilibrio hidrostático. Esto se puede hacer porque las escalas de tiempo de las oscilaciones están regidas por la escala de tiempo dinámica, mucho menor que la escala a la que evolucionan las estrellas (térmica o nuclear). El modelo no perturbado se encuentra entonces en equilibrio hidrostático, por lo que cumple con las ecuaciones 2.59-2.61 donde las derivadas temporales y la velocidad se anulan. Denotando con subíndice cero a las cantidades del modelo en equilibrio tenemos,

$$-\vec{\nabla} p_0 - \rho_0 \vec{\nabla} \Phi_0 = 0, \quad (2.65)$$

$$\rho_0 \epsilon_{\text{nuc},0} - \vec{\nabla} \cdot \vec{F}_0 = 0, \quad (2.66)$$

$$\nabla^2 \Phi_0 = 4\pi G \rho_0, \quad (2.67)$$

$$\vec{F}_0 = -K_0 \vec{\nabla} T_0 + \vec{F}_C. \quad (2.68)$$

donde en la última ecuación  $K_0$  denota la suma entre  $K_{R,0}$  y  $K_{\text{cd},0}$ . El flujo convectivo  $\vec{F}_C$  será nulo en zonas radiativas (o conductivas).

Para describir las pequeñas perturbaciones respecto al estado de equilibrio de cada cantidad física de la estrella podemos utilizar la forma euleriana y la forma lagrangiana. Denotamos

con  $f$  a alguna cantidad, como puede ser la densidad, la presión, el potencial químico, etc. Las variaciones eulerianas de  $f$  son las variaciones de  $f$  en un determinado punto del espacio y las denotamos por  $f'$ , mientras que las variaciones lagrangianas de  $f$  son las variaciones de la cantidad  $f$  de un dado elemento de fluido, que las denotamos con  $\delta f$ . Entonces, las perturbaciones de cada cantidad respecto de su valor de equilibrio, según la descripción euleriana y lagrangiana son respectivamente,

$$f'(\vec{r}, t) = f(\vec{r}, t) - f_0(\vec{r}), \quad (2.69)$$

$$\delta f(\vec{r}, t) = f(\vec{r}, t) - f_0(\vec{r}_0). \quad (2.70)$$

La relación entre estas variaciones está dada por:

$$\delta f(\vec{r}, t) = f'(\vec{r}, t) + \vec{\xi} \cdot \nabla f_0(\vec{r}_0) \quad (2.71)$$

donde  $\vec{\xi}$  es la variación lagrangiana de la posición de un elemento de fluido:  $\vec{\xi} = \vec{r} - \vec{r}_0$ . El vector velocidad es nulo en el estado no perturbado, y su perturbación lagrangiana resulta ser igual a su perturbación euleriana, por lo que  $\vec{v} = \vec{v}' = \delta \vec{v}$ . Las cantidades perturbadas dependen del tiempo y de las coordenadas espaciales, y no son esféricamente simétricas, por lo que, para la perturbación euleriana:

$$f' = f'(r, \theta, \phi, t). \quad (2.72)$$

Las cantidades físicas de la estrella escritas en la forma  $f'(\vec{r}, t) = f(\vec{r}, t) - f_0(\vec{r})$  son reemplazadas en las ecuaciones 2.45-2.49, y quedándose sólo con los términos a primer orden en las perturbaciones, se obtiene

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}'), \quad (2.73)$$

$$\rho \frac{\partial \vec{v}'}{\partial t} = -\vec{\nabla} p' - \rho \vec{\nabla} \Phi' - \rho' \vec{\nabla} \Phi, \quad (2.74)$$

$$\rho T \frac{\partial}{\partial t} (S' + \vec{\xi} \cdot \vec{\nabla} S) = (\rho \epsilon_n)' - \vec{\nabla} \cdot \vec{F}, \quad (2.75)$$

$$\nabla^2 \Phi' = 4\Phi G \rho', \quad (2.76)$$

$$\vec{F}'_R = -K \vec{\nabla} T' - K \vec{\nabla} T, \quad (2.77)$$

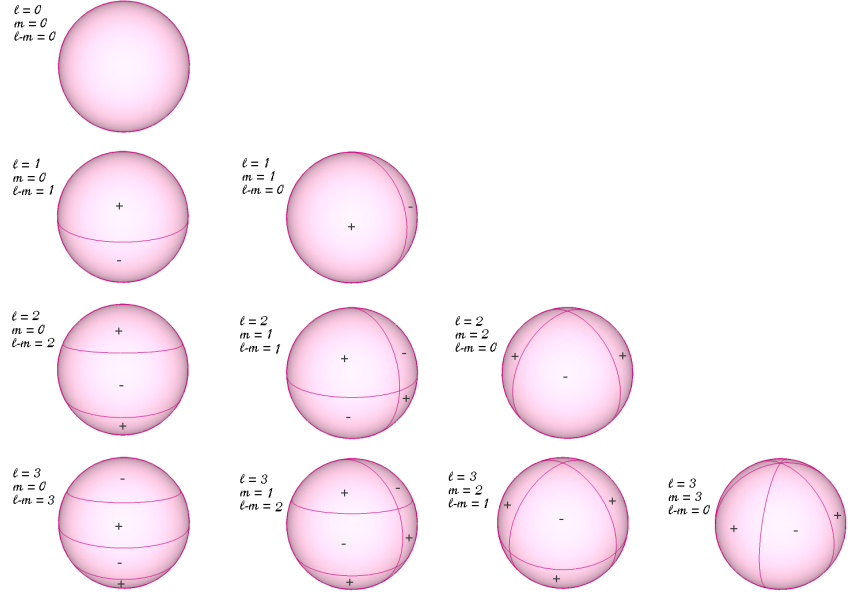
en donde obviamos el subíndice cero en las cantidades del modelo de equilibrio. Dado que los coeficientes de las ecuaciones dependen únicamente de la coordenada radial, se puede plantear separación de variables para resolver el sistema. Se puede separar la parte temporal de la espacial, y la parte angular de la parte radial. La solución resulta una superposición de funciones (las autofunciones) que dependen de números  $k$ ,  $\ell$  y  $m$ :

$$f'_{k\ell m}(r, \theta, \phi, t) = f'_{k\ell m}(r) Y_\ell^m(\theta, \phi) e^{i\sigma_{k\ell m} t}, \quad (2.78)$$

donde la parte radial de las autofunciones es  $f'_{k\ell m}$  y la parte angular son los armónicos esféricos,  $Y_\ell^m(\theta, \phi)$ . El número  $\ell$  toma valores enteros:  $\ell = 0, 1, 2, \dots$  y representa el número de líneas nodales en la superficie de la estrella;  $m$  toma los siguientes valores:  $m = 0, \pm 1, \dots, \pm \ell$  y es el número de líneas nodales que son meridianos, mientras que  $\ell - m$ , las que son paralelos (figura 2.20). La parte temporal depende de la cantidad  $\sigma_{k\ell m}$  que es una cantidad compleja,  $\sigma = \sigma_R + i\sigma_I$ . La parte real,  $\sigma_R$  es la frecuencia angular de oscilación relacionada con el período de oscilación,  $P$ :

$$\sigma_R = \frac{2\pi}{P}. \quad (2.79)$$





**Figura 2.20.** Dibujo esquemático de las líneas donde se anula la parte real de los armónicos esféricos, según los valores de  $\ell$  y  $m$ . Se encuentran marcadas las zonas donde la parte real de los armónicos esféricos toma valores positivos y negativos, con + y -, respectivamente. Imagen cortesía de Julián R. González.

La parte imaginaria de  $\sigma$ ,  $\sigma_I$ , determina si la perturbación crece con el tiempo ( $\sigma_I < 0$ ) o decrece con el tiempo ( $\sigma_I > 0$ ). Para la variación del desplazamiento se obtiene la siguiente expresión:

$$\vec{\xi} = \left( \xi_r(r), \xi_h(r) \frac{\partial}{\partial \theta}, \xi_h(r) \frac{\partial}{\sin \theta \partial \phi} \right) Y_l^m(\theta, \phi) e^{i\sigma t}, \quad (2.80)$$

donde

$$\xi_h = \frac{1}{\sigma^2 r} \left( \frac{p'}{\rho} + \Phi' \right). \quad (2.81)$$

A las ecuaciones de la conservación de energía (2.75) y la ecuación del flujo (2.77) conviene escribirlas en términos de las variaciones lagrangianas. El flujo de energía en el estado en equilibrio es únicamente en la dirección radial. Si  $F_r$  es su componente radial (única componente), la luminosidad resulta  $L_r = 4\pi r^2 F_r$ . Si escribimos a la perturbación en el flujo según sus componentes radiales y ortogonales,  $\vec{F}' = F_r' \hat{e}_r + \vec{F}'_{\perp}$ , entonces podemos definir la variación a la luminosidad en relación a la variación radial del flujo como (en su forma lagrangiana),

$$\frac{\delta L_r}{L_r} = \frac{2\xi_r}{r} + \frac{\delta F_r}{F_r}. \quad (2.82)$$

En esta ecuación, el subíndice  $r$  de la luminosidad indica que su variación está únicamente relacionada a la variación radial del flujo, y no que la luminosidad es únicamente por transporte radiativo. Esta ecuación es válida tanto para transporte radiativo, conductivo y convectivo. Sin embargo, la perturbación al flujo convectivo no es simple de calcular, y en general se supone por simplicidad que es nula. Siguiendo el tratamiento de [Unno et al. \(1979\)](#), tomamos  $\delta L_C = 0$  y  $F'_{C,\perp} = 0$ . A esta elección se le denomina *aproximación de convección congelada*, o en inglés, *aproximación de frozen-convection*. El nombre proviene de interpretar que, si el tiempo convectivo (por ejemplo el calculado en la sección 2.1.1) es mucho mayor que los períodos de pulsación, despreciar la variación del flujo convectivo parece ser una buena aproximación. Luego, suponiendo que las cantidades físicas tienen la forma 2.78, y escribiendo a las ecuaciones 2.75 y 2.77 según las variaciones lagrangianas, se obtienen las siguientes

ecuaciones para la parte radial de las autofunciones:

$$\frac{d}{dr} \left( \frac{p'}{\rho} + \Phi' \right) - \frac{N^2}{g} \frac{p'}{\rho} + (N^2 - \sigma^2) \xi_r - g v_T \frac{\delta S}{c_p} = 0, \quad (2.83)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \xi_r) \frac{1}{\Gamma_1} \frac{d \ln p}{dr} \xi_r + \left( 1 - \frac{L_\ell^2}{\sigma^2} \right) \frac{p'}{\rho c_s^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \Phi' - v_T \frac{\delta S}{c_p} = 0, \quad (2.84)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{d\Phi'}{dr} \right) - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \Phi' - 4\pi G \rho \left( \frac{P'}{\rho c_s^2} + \frac{N^2}{g} \xi_r - v_T \frac{\delta S}{c_p} \right) = 0, \quad (2.85)$$

$$i\sigma T \delta S = \delta \epsilon_n - \frac{d\delta L_R}{dm_r} + \frac{\ell(\ell+1)}{d \ln T / d \ln r} \frac{F_R}{\rho r} \frac{\delta T}{T} + \ell(\ell+1) \left( \frac{\xi_h}{r} \frac{dL_r}{dm_r} - \frac{\xi_r}{r} \frac{L_R}{4\pi r^3 \rho} \right), \quad (2.86)$$

$$\frac{\delta L_R}{L_R} = -\frac{\delta \kappa}{\kappa} + 4 \frac{\delta T}{T} + 4 \frac{\xi_r}{r} - \ell(\ell+1) \frac{\xi_h}{r} + \frac{d(\frac{\delta T}{T}) / d \ln r}{d \ln T / d \ln r}, \quad (2.87)$$

donde  $c_s$  es la velocidad del sonido y  $F_R$  ( $L_R$ ) denota la suma de los flujos (luminosidades) radiativo y conductivo.  $\epsilon_n$  denota la energía liberada en reacciones nucleares menos la energía que se pierde por emisión de neutrinos en procesos térmicos (por unidad de tiempo y masa),  $\epsilon_n = \epsilon_{\text{nuc}} - \epsilon_\nu$ . La relación entre las perturbaciones lagrangianas de la entropía y la temperatura se obtienen según la relación termodinámica:

$$\delta S = c_p \left( \frac{\delta T}{T} - \nabla_{ad} \frac{\delta p}{p} \right), \quad (2.88)$$

y las variaciones lagrangianas de  $\epsilon_n$  y  $\kappa$  están dadas por:

$$\frac{\delta \kappa}{\kappa} = \kappa_{ad} \frac{\delta p}{p} + \kappa_S \frac{\delta S}{c_p}, \quad \frac{\delta \epsilon_n}{\epsilon_n} = \epsilon_{ad} \frac{\delta p}{p} + \epsilon_S \frac{\delta S}{c_p} \quad (2.89)$$

$$\frac{\delta T}{T} = \nabla_{ad} \frac{\delta P}{P} + \frac{\delta S}{c_p}, \quad \frac{\delta \rho}{\rho} = \frac{1}{\Gamma_1} - v_T \frac{\delta p}{p} \frac{\delta S}{c_p}, \quad (2.90)$$

donde,

$$\kappa_{ad} = \left( \frac{\partial \ln \kappa}{\partial \ln p} \right)_S, \quad \kappa_S = c_p \left( \frac{\partial \ln \kappa}{\partial S} \right)_p, \quad (2.91)$$

$$\epsilon_{ad} = \left( \frac{\partial \ln \epsilon_n}{\partial \ln p} \right)_S, \quad \epsilon_S = c_p \left( \frac{\partial \ln \epsilon_n}{\partial \ln S} \right)_p, \quad (2.92)$$

$$v_T = c_p \left( \frac{\partial \ln \rho}{\partial S} \right)_p, \quad \Gamma_1 = c_p \left( \frac{\partial \ln p}{\partial \rho} \right). \quad (2.93)$$

En la mano izquierda de la ecuación de conservación de momento 2.74 se encuentra el término de aceleración lagrangiana  $\partial^2 \xi / \partial t^2$ , mientras que en la mano derecha se encuentran las fuerzas restitutivas del movimiento oscilatorio (en los casos que el movimiento sea efectivamente oscilatorio). Cuando domina el término del gradiente de la presión como fuerza restitutiva, que ocurre cuando la variación euleriana de la presión,  $p'$ , es grande, las ondas tienen características de ondas de sonido, y se denominan modos de presión o modos  $p$ . Esto suele ocurrir cuando la frecuencia de oscilación es alta. Para frecuencias de oscilación más bajas (en general), la fuerza restitutiva es la fuerza de empuje o flotación, y los modos se denominan modos de gravedad o modos  $g$ . En las ecuaciones 2.83-2.87 aparecen dos cantidades,  $L$  y  $N$ , que son las frecuencias de *Lamb* y de *Brunt-Väisälä* respectivamente. La frecuencia de Lamb depende del número  $\ell$  y su expresión está dada por:

$$L_\ell^2 = \ell(\ell+1) \frac{c_s^2}{r^2}. \quad (2.94)$$

Esta frecuencia está relacionada con los modos de presión. En efecto, una onda de sonido viaja una distancia de  $\sim 2\pi r/\ell$  horizontalmente en un intervalo de tiempo de  $\sim 2\pi/L_\ell$ . La frecuencia de Brunt-Väisälä tiene que ver con el espectro de modos  $g$  y está dada por:

$$N^2 = g \left( \frac{1}{\Gamma_1} \frac{d \ln p}{dr} - \frac{d \ln \rho}{dr} \right), \quad (2.95)$$

donde  $\Gamma_1 = (\partial \ln P / \partial \ln \rho)|_S$ . Si  $N^2 > 0$ , entonces  $N$  es la frecuencia de oscilación de un elemento del fluido en torno a su punto de equilibrio debida a la gravedad.

De las ecuaciones 2.83-2.87, la única ecuación de segundo orden es la ecuación 2.85, mientras que las otras son de primer orden. Escribiendo a la ecuación 2.85 como dos ecuaciones de primer orden, el sistema de ecuaciones 2.83-2.87 con las condiciones de contorno correspondientes en el centro y la superficie de la estrella forman un sistema de 6 ecuaciones de primer orden con 6 variables ( $\xi_r, p', \Phi', d\Phi'/dr, \delta S$  y  $\delta L_R$ ), y constituyen un problema de autovalores complejos ( $\sigma$ ) cuyas soluciones son funciones complejas. Las perturbaciones físicas al estado de equilibrio de cada cantidad están dadas por la parte real de las soluciones. Los autovalores  $\sigma_{k\ell}$  resultan independientes del número azimutal  $m$ , con lo que se tiene una degeneración de orden  $2\ell + 1$  en los autovalores. Esta degeneración se rompe al tener en cuenta la rotación de la estrella o campos magnéticos. Las pulsaciones estelares resultarán en una composición de modos de pulsación de distinta frecuencia (parte real de  $\sigma$ ), que corresponderán a distintos valores de los números  $\ell$  (grado armónico) y  $k$  (orden radial). Los distintos períodos de pulsación que se observan se identifican a partir de un análisis detallado de la curva de luz. En general se pueden observar modos con  $\ell = 1$  y  $\ell = 2$  pero no con valores mayores de  $\ell$  ya que la cancelación geométrica (dado que lo que se observa es la luz integrada de toda la superficie estelar) hace que las variaciones por  $\ell$  mayores sean imperceptibles y difíciles de identificar.

### 2.3.2. Aproximación adiabática de las oscilaciones

Para simplificar las ecuaciones se puede incluir, además, la condición de oscilaciones adiabáticas. Esto quiere decir que despreciamos el intercambio de calor entre los elementos del fluido al oscilar. Esta es una aproximación bastante buena en el interior estelar. Sin embargo, con esta aproximación podemos obtener información de los modos normales de oscilación, pero no de los procesos que excitan las oscilaciones, puesto que éstos últimos implican en general una transformación de energía térmica a cinética de oscilación en un proceso que no es adiabático. Por este motivo, para estudiar los mecanismos de excitación de oscilaciones en las estrellas no se realiza la suposición de movimiento adiabático. Bajo la aproximación adiabática, tenemos que  $\delta S = 0$ , y las ecuaciones de la energía y del flujo de energía no son necesarias. Por lo tanto, las ecuaciones para las pulsaciones se reducen a

$$\frac{1}{r^2} \frac{d(r^2 \xi_r)}{dr} - \frac{g}{c_s^2} \xi_r + \left( 1 - \frac{L_\ell^2}{\sigma^2} \right) \frac{p'}{\rho c_s^2} = \frac{l(l+1)}{\sigma^2 r^2} \Phi', \quad (2.96)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{dPp'}{dr} + \frac{g}{\rho c_s^2} Pp' + (N^2 - \sigma^2) \xi_r = -\frac{d\Phi'}{dr}, \quad (2.97)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{d\Phi'}{dr} \right) - \frac{l(l+1)}{r^2} \Phi' = 4\pi G \rho \left( \frac{P'}{\rho c_s^2} + \frac{N^2}{g} \xi_r \right). \quad (2.98)$$

donde  $c_s$  es la velocidad del sonido adiabática. La ecuación de Poisson 2.98, que es la única ecuación de segundo orden, sigue formando parte del sistema. Por lo tanto, escribiendo nuevamente a esta ecuación como dos ecuaciones de primer orden, se obtiene un sistema de cuatro ecuaciones con cuatro incógnitas,  $\xi_r, p', \Phi'$  y  $d\Phi'/dr$ . Las soluciones en este caso son reales, y el valor de  $\sigma$  es directamente la frecuencia de oscilación.

### Análisis local de las soluciones adiabáticas

Considerando modos con longitudes de onda muy cortas, es decir, con orden radial alto  $k \gg 1$ , y suponiendo además que  $\Phi' = 0$  (Cowling 1941) se tiene que los coeficientes en las ecuaciones de pulsación 2.96–2.98 varían lentamente en comparación a cómo lo hacen las autofunciones  $f$ . En consecuencia, las soluciones resultan proporcionales a  $e^{ik_r r}$ . En este caso se obtiene la siguiente relación de dispersión entre el número de onda radial  $k_r$  y la frecuencia de oscilación  $\sigma$ :

$$k_r^2 = \frac{1}{\sigma^2 c_s^2} (\sigma^2 - L_l^2) (\sigma^2 - N^2). \quad (2.99)$$

Si  $\sigma^2 > L_l^2, N^2$  ó  $\sigma^2 < L_l^2, N^2$  resulta  $k_r^2 > 0$  y  $k_r$  real. Luego, las soluciones son oscilatorias y se tienen localmente ondas que se propagan en la dirección radial. Si por el contrario  $N^2 < \sigma^2 < L_l^2$  ó  $L_l^2 < \sigma^2 < N^2$ ,  $k_r$  resulta imaginario y las soluciones decaen exponencialmente en esa región, con lo cual se tienen localmente ondas evanescentes. De este modo,  $N$  y  $L_l$  juegan el papel de frecuencias críticas.

Una manera de visualizar cuáles con las características locales de las soluciones (básicamente si son de tipo evanescentes o no) es graficar los diagramas de propagación. Estos diagramas consisten en gráficos de frecuencia (o del logaritmo del cuadrado de la frecuencia) contra el radio (o alguna coordenada que lo represente), y plasmar allí las frecuencias de Brunt-Väisälä y Lamb para cada cáscara de la estrella, junto con las frecuencias correspondientes a cada modo. En la figura 2.21 se puede observar un diagrama de propagación correspondiente a un modelo de polítropa<sup>11</sup> de índice  $n = 3$ . Las zonas sombreadas corresponden a zonas donde es posible obtener soluciones oscilatorias no evanescentes. En la figura 2.22 se observa, en contraparte, diagramas de propagación de modelos realistas de estrellas enanas blancas y pre-enanas blancas (Althaus et al. 2010), mientras que la figura 2.23 corresponde a un modelo de subenana caliente en la fase de quema estable de He Romero (2012). Las zonas en donde se propagan las ondas también corresponden a las zonas sombreadas (aunque para bajo orden radial esto no es estrictamente cierto, ya que para obtener el criterio que expusimos previamente para determinar las zonas de propagación de las ondas se supone  $k \gg 1$ ). Además, cuando se tienen en cuenta modelos más realistas de estrellas y  $\ell > 1$ , se obtiene otro tipo de modos, los *modos f*, que presentan características tanto de modos  $g$  como de modos  $p$ . Los perfiles químicos de estos modelos son más complejos y realistas que en el modelo de polítropa, y sus estructuras se ven particularmente reflejadas en la frecuencia de Brunt-Väisälä. De hecho, en las figuras 2.22 y 2.23 se pueden observar saltos en la frecuencia de Brunt-Väisälä. Esta frecuencia tiene una fuerte dependencia con la composición química de la estrella. Dicha dependencia puede verse explícitamente en la siguiente expresión para  $N$ , que fue derivada por Brassard et al. (1991) para su tratamiento numérico en enanas blancas:

$$N^2 = \frac{g^2 \rho}{P} \frac{\chi_T}{\chi_\rho} (\nabla_{\text{ad}} - \nabla + B), \quad (2.100)$$

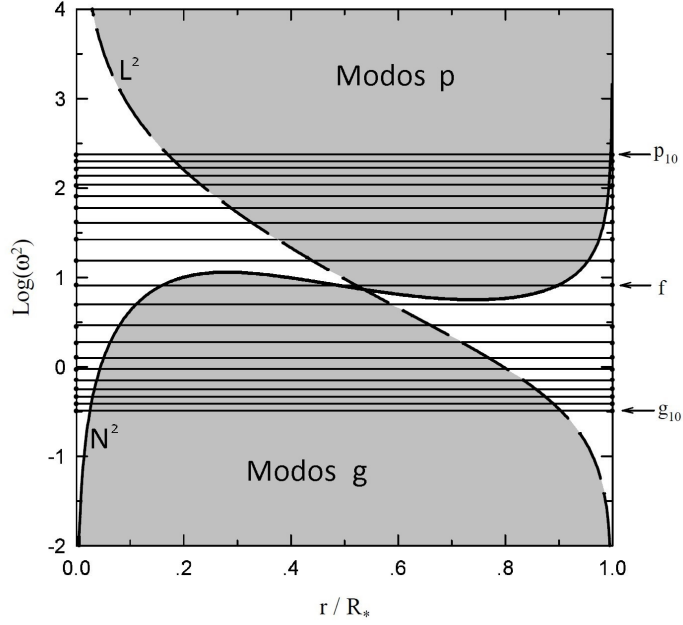
donde  $\chi_T = (\partial \ln P / \partial \ln T)_\rho$ ,  $\chi_\rho = (\partial \ln P / \partial \ln \rho)_T$  y  $B$  es el término de Ledoux:

$$B = -\frac{1}{\chi_T} \sum_{i=1}^{n-1} \chi_{X_i} \frac{d \ln X_i}{d \ln P}, \quad (2.101)$$

con  $X_i$  la abundancia por masa de la especie  $i$ ,  $n$  el número total de especies tenidas en cuenta, y

$$\chi_{X_i} = \left( \frac{\partial \ln P}{\partial \ln X_i} \right)_{\rho, T, \{X_{j \neq i}\}}. \quad (2.102)$$

<sup>11</sup>Consiste básicamente en un modelo de fluido autogravitante, de composición química homogénea y con una ecuación de estado dada por:  $P \propto \rho^{(n+1)/n}$ , donde  $n$  se denomina *índice politrópico*.



**Figura 2.21.** Diagrama de propagación correspondiente a una polítropa de índice  $n = 3$ . Figura adaptada de Córscico (2003).

La dependencia con los cambios en la composición química está presente en el término de Ledoux. En particular, estos saltos de la frecuencia de Brunt-Väisälä suelen ocurrir en las zonas de transición química en la estrella (por ejemplo, la transición del núcleo de C/O a la cáscara de He en una enana blanca). Como la frecuencia de Brunt-Väisälä determina las características de los modos  $g$  de pulsación, un cálculo preciso de la composición química de las estrellas es de suma importancia en la obtención de los modelos astrosismológicos. En efecto, cualquier incerteza en el cálculo de los perfiles químicos se traslada en incertezas en los modelos astrosismológicos obtenidos.

### Comportamiento asintótico de las oscilaciones a alto orden radial

El espaciamiento de frecuencias –o períodos– se define como la diferencia entre dos frecuencias –o períodos– con números consecutivos de orden radial  $k$ , y de igual valor de grado armónico  $\ell$ ,

$$\Delta\sigma_\ell = \sigma_{k+1,\ell} - \sigma_{k,\ell} \quad (2.103)$$

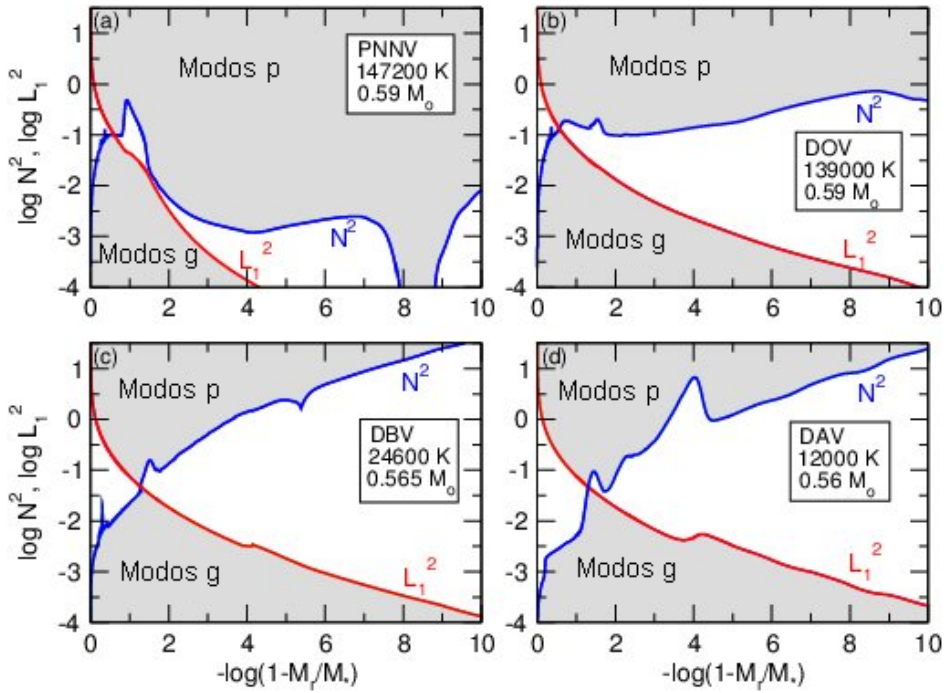
$$\Delta P_\ell = P_{k+1,\ell} - P_{k,\ell}. \quad (2.104)$$

Para valores altos del orden radial, es decir,  $k \gg 1$ , y valores pequeños de  $\ell$ , la autofrecuencia de los modos de presión está dada aproximadamente por (Tassoul 1980):

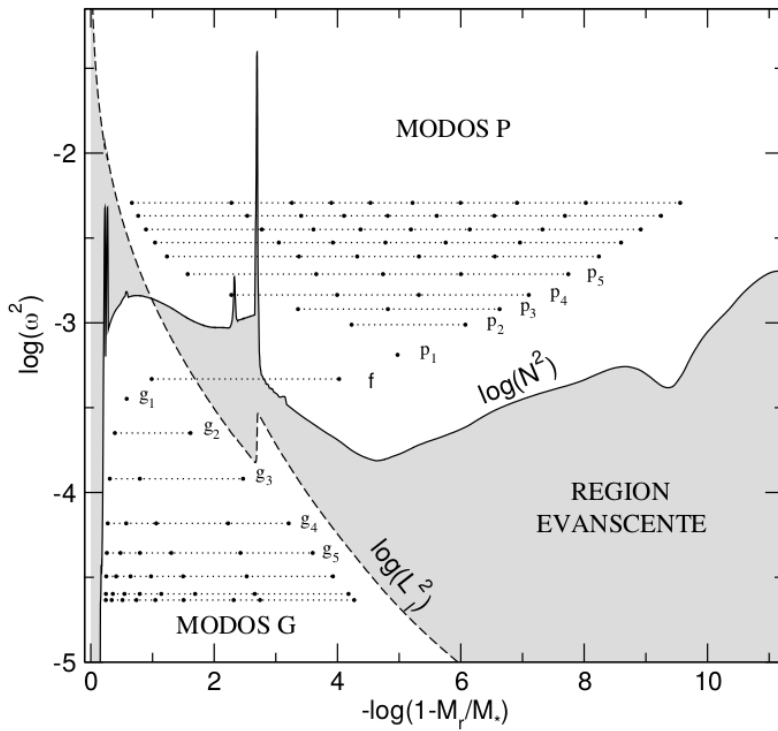
$$\sigma_{k,\ell} \sim \frac{\pi}{2} \left( 2k + \ell + \frac{1}{2} \right) \left[ \int_0^{R_*} \frac{dr}{c_s r} \right]^{-1}, \quad (2.105)$$

donde  $n$  es el índice politrópico que caracteriza la estructura de la zona superficial del modelo estelar. Utilizando esta ecuación obtenemos que el espaciamiento asintótico ( $k \gg 1$ ) de frecuencias de modos  $p$ , para un valor fijo de  $\ell$  está dado por:

$$\Delta\sigma_\ell = \pi \left[ \int_0^{R_*} \frac{dr}{c_s r} \right] = \text{constante}. \quad (2.106)$$



**Figura 2.22.** Diagramas de propagación correspondientes a distintos modelos de enanas blancas y pre enanas blancas. Figura adaptada de [Althaus et al. \(2010\)](#).



**Figura 2.23.** Diagrama de propagación correspondiente a un modelo de subenana caliente. Figura tomada de [Romero \(2012\)](#).

Es decir, que es un valor constante, e independiente del valor de  $\ell$ . Por otra parte, en modelos que son puramente radiativos, o convectivos, [Tassoul \(1980\)](#) encontró que la frecuencia de modos  $g$  para  $k \gg 1$  está dada por:

$$\frac{1}{\sigma_{k,\ell}} \sim \frac{\pi}{2} \left( 2k + \ell + \frac{1}{22} \right) \frac{1}{\sqrt{\ell(\ell+1)}} \left[ \int_0^{R_\star} \frac{N(r)}{r} dr \right]^{-1}. \quad (2.107)$$

Por lo que, a un valor fijo de  $\ell$ , el espaciamento asintótico de períodos de modos  $g$  está dado por:

$$\Delta P_\ell = \frac{2\pi^2}{\sqrt{\ell(\ell+1)}} \left[ \int_0^{R_\star} \frac{N(r)}{r} dr \right]^{-1} = \text{constante}. \quad (2.108)$$

El espaciamento asintótico de períodos de modos  $g$  es entonces un valor constante, aunque dependiente de  $\ell$ , y su valor depende fuertemente de la frecuencia de Brunt-Väisälä.

### Atrapamiento de modos

En modelos estelares caracterizados por transiciones químicas marcadas, como por ejemplo los modelos de enanas blancas, donde la difusión crea un perfil químico estratificado, se producen resonancias entre algunos modos de oscilación y el ancho entre transiciones químicas (o entre una transición química y la superficie estelar, o el centro de la estrella). Estos modos resonantes suelen tener un nodo en una posición cercana a la transición química, por lo que el ancho de la cavidad resonante es aproximadamente un múltiplo de la mitad de la longitud de onda del modo resonante. Cuando ocurren estas resonancias, la amplitud de las autofunciones es grande en la cavidad resonante. Un efecto de estas resonancias, es que los espaciamentos de períodos al rededor del  $k$  del modo atrapado, es mucho menor que el espaciamento de períodos medio.

### 2.3.3. Excitación de oscilaciones y mecanismos de pulsación

Una dada capa (o región) en equilibrio hidrostático en la estrella puede ser perturbada por algún mecanismo y comenzar a oscilar. Este mecanismo puede ser una fuerza externa sobre la capa, como el movimiento convectivo del material adyacente, o algún mecanismo de autoexcitación. Mediante un mecanismo de autoexcitación, en esa región de la estrella, energía térmica se convierte en energía mecánica de oscilación. Cuando esto último ocurre, a los modos normales de la estrella que se excitan, los llamamos modos inestables. Si un modo no es excitado por ningún mecanismo de autoexcitación, resulta estable. Sin embargo, estos modos también pueden ser excitados por otro tipo de mecanismos.

Una condición necesaria para que un modo resulte inestable es que, al menos en una región de la estrella y en un tiempo del orden del período de oscilación del modo, el material sea capaz de absorber o entregar energía térmica que pueda ser convertida en energía cinética de oscilación. “Cuánta” energía térmica debería ser entregada en un ciclo para que el modo resulte inestable depende principalmente de dos cosas. Por un lado, depende de cuánto tiempo está actuando el mecanismo de autoexcitación. Para que la estrella resulte inestable, la energía térmica convertida en energía de oscilación, debe ser tal que la estrella alcance amplitudes de oscilación considerables antes de que el mecanismo de autoexcitación deje de funcionar. Por otro lado, todo esto depende de qué consideramos “amplitudes considerables”. Puesto que todo el interés es estudiar estrellas que se observan pulsando, podemos decir que “amplitudes considerables” son aquellas amplitudes de las oscilaciones en el radio y la temperatura tales que en la superficie producen cambios de brillo observables por los instrumentos actuales.



La condición de que en un período de oscilación el material sea capaz de entregar o absorber energía térmica, se interpreta en general diciendo que la escala de tiempo térmica local sea del orden del período de oscilación del modo. Esta escala de tiempo local, entre una región delimitada por  $m_{r_1}$  y  $m_{r_2}$  puede definirse de la siguiente manera:

$$\tau_{t_L} = \int_{m_{r_1}}^{m_{r_2}} \frac{c_v T}{L} dm, \quad (2.109)$$

donde  $c_v$  es el calor específico a volumen constante. Dado un modo de período  $P$ , en las regiones en las que  $\tau_{t_L} \gg P$  el material entrega o absorbe durante un ciclo una porción muy pequeña de su energía interna. Pero si la energía interna del material es muy alta (como suele suceder en el interior estelar), una fracción pequeña de su energía interna convertida a energía cinética de oscilación podría llegar a ser suficiente para ef un modo (a una amplitud observable en una escala de tiempo en la que el mecanismo de autoexcitación aún está actuando). De hecho, el mismo criterio es necesario para que un modo sea efectivamente desexcitado: energía cinética de oscilación del modo debe convertirse en energía interna. En efecto, en el interior estelar tienen lugar algunos mecanismos de desexcitación de modos que son relevantes. Por lo que, una alta adiabaticidad del material no necesariamente implica que no pueda haber excitación o desexcitación de modos. Quizás en el caso extremo en que  $\tau_{t_L} \gg P$  la energía térmica entregada en un ciclo no sea suficiente para ef el modo de período  $P$ . Por otro lado, en las regiones en las que  $\tau_{t_L} \ll P$ , la estructura de la estrella se ajusta demasiado rápido a cada absorción o entrega de energía térmica, y el modo de período  $P$  no se ve afectado. En general, estas son las regiones más superficiales de la estrella. Supongamos que en una capa de radio  $r_0$  está actuando un mecanismo de autoexcitación de la estrella, y que desde esta zona hacia afuera, el material es superadiabático de manera que  $\tau_{t_L} \ll P$ . En este caso, la temperatura del material en toda esta zona se ajusta muy rápido a cada cambio de temperatura que se da en  $r_0$  debido a la oscilación. Por lo que esta zona oscila de manera “congelada” respecto a la oscilación de la capa  $r_0$ , pero no contribuye a entregar más energía de oscilación al modo.

Por lo tanto, para que haya algún efecto sobre el modo de período  $P$ , el intercambio de energía en el material debe darse en una escala de tiempo del orden de  $P$  o algo mayor:  $\tau_{t_L} \gtrsim P$ . Como decíamos, estas regiones no son sólo las regiones en las que puede ocurrir la excitación de las oscilaciones, sino que también son regiones en las que puede ocurrir desexcitación de las oscilaciones. En el primer caso, en un ciclo, el modo excitado gana energía de oscilación, y en el segundo caso, pierde energía de oscilación. Distintas zonas de la estrella pueden contribuir de distinta manera a la energía de oscilación del modo, ganando energía en una zona, y perdiéndola en la otra. Un modo resultará inestable si la ganancia neta (considerando la contribución de todas las zonas de la estrella) de energía de oscilación en un ciclo es positiva, de otra manera, resulta estable.

Si bien aún en el caso en que  $\tau_{t_L} > P$  podría darse excitación de los modos, a la hora de calcular sus frecuencias y períodos de oscilación, si la mayor parte del material cumple que  $\tau_{t_L} > P$ , la aproximación adiabática es una buena aproximación, puesto que el movimiento del material es casi adiabático. En general, en la mayor parte de las estrellas, y sobre todo en el interior, se cumple que  $\tau_{t_L} > P$  y el tratamiento adiabático determina bien las propiedades de los modos normales. En el tratamiento no adiabático, los períodos y frecuencias calculados para los modos normales prácticamente no difieren de los calculados en el tratamiento adiabático. Sin embargo, con el tratamiento no adiabático, podemos saber si un modo será estable o inestable, y qué tan rápido se estabilizan o inestabilizan los modos, información que se pierde al hacer la suposición de adiabaticidad. De la sección 2.3.1 tenemos que las autofunciones soluciones del problema no-adiabático tienen la forma:

$$f = f(r)Y(\theta, \phi)e^{i\sigma t} = f(r)Y(\theta, \phi)e^{i(\sigma_R + i\sigma_I)t}. \quad (2.110)$$

Si llamamos  $\omega = \sigma_R$ , que será la frecuencia angular de oscilación, y  $\gamma = -\sigma_I$ , entonces la dependencia temporal de las autofunciones quedan de la forma  $e^{i\omega t}e^{\gamma t}$ . Es decir que la amplitud del modo crece con el tiempo si  $\gamma > 0$  y decrece con el tiempo si  $\gamma < 0$ . En el primer caso el modo resulta inestable y en el segundo caso, el modo resulta estable. En el caso en que  $\gamma > 0$ ,  $\tau_e = 1/\gamma$  es el tiempo en el que la amplitud del modo crece en un factor  $e$  y se denomina tiempo de  $e$ -folding. Este es un tiempo característico en el que la perturbación crece, y podemos pensar que la escala de tiempo en la cual la amplitud del modo crece a valores observables es del orden de  $\tau_e$ . En el caso en que  $\gamma < 0$ , se define  $\eta = -\gamma = \sigma_I$  como la tasa de desexcitación, y  $1/\eta$  es el tiempo en el que la amplitud del modo decrece en un factor  $1/e$ , es decir, es la escala de tiempo en la que tarda en estabilizarse el modo.

Según la solución dada por 2.110, las amplitudes de las autofunciones de un modo inestable crecen infinitamente. Los efectos por los cuales se limita el crecimiento de la amplitud son efectos no lineales, por lo que no los podemos calcular con la aproximación lineal. Esta es la razón por la cual en el tratamiento de pequeñas oscilaciones no es posible obtener la amplitud a la que los modos estarán oscilando. Lo que calcularemos es el valor de  $\gamma$ , para determinar si un modo es inestable o estable, y cuánto. Este valor se puede calcular resolviendo el problema no-adiabático. Sin embargo, para determinar de manera más clara cuáles son las zonas que contribuyen a la excitación o desexcitación de los modos, y qué mecanismos están actuando, es útil estudiar la energética durante un ciclo de oscilación. Vamos a intentar hacer esto a continuación.

Como dijimos más arriba, un modo de oscilación resulta estable o inestable si hay una ganancia o pérdida neta de energía de oscilación durante un ciclo. Consideremos una capa de material de ancho  $dm$  localizada a una distancia  $r$  del centro de la estrella. Si esta capa de material realiza trabajo sobre las capas adyacentes, contribuye a la ganancia de energía cinética de estas capas. Para estimar el trabajo que realiza la capa, realizaremos la suposición de que estamos en el caso en el que el período de oscilación es mucho menor que el tiempo en el que tarda en crecer o decrecer una perturbación, esto es  $\sigma_R \gg |\sigma_I|$ . En este caso, la oscilación varía prácticamente como  $e^{i\sigma_R t}$ , por lo que vamos a suponer que en una oscilación, el material regresa casi al mismo estado termodinámico. Por la primera ley de la termodinámica, en un diferencial de tiempo  $dt$ , el trabajo realizado por la capa resulta,

$$dW = dQ - dU = TdS - dU. \quad (2.111)$$

donde  $dQ$  es positivo cuando la capa “recibe” calor y  $dU$  es el aumento o disminución de la energía interna de la capa. Por ende, la tasa a la que realiza trabajo es:

$$\frac{dW}{dt} = T \frac{dS}{dt} - \frac{dU}{dt}. \quad (2.112)$$

Integrando la tasa a la que realiza trabajo durante un ciclo, obtenemos el trabajo total realizado en un ciclo por la capa, esto es

$$W(r)|_{\text{ciclo}} = \oint_{\text{ciclo}} T \frac{dS}{dt} dt + \oint_{\text{ciclo}} \frac{dU}{dt} dt. \quad (2.113)$$

La segunda integral en el lado derecho de la ecuación es prácticamente nula en un ciclo, puesto que, bajo la hipótesis  $\sigma_R \gg |\sigma_I|$ , el material regresa prácticamente al mismo estado termodinámico, por lo que su energía interna prácticamente no cambia. Por lo que aproximaremos esta integral a cero. Además, a la temperatura y a la entropía las escribimos como  $T = T_0 + \delta T$  y  $S = S_0 + \delta S$ . Entonces,

$$W(r)|_{\text{ciclo}} = \oint_{\text{ciclo}} (T_0 + \delta T) \frac{d(S_0 + \delta S)}{dt} dt = \oint_{\text{ciclo}} (T_0 + \delta T) \left( \frac{dS_0}{dt} + \frac{d\delta S}{dt} \right) dt. \quad (2.114)$$

Si la escala de tiempo térmica del modelo en equilibrio hidrostático es mucho mayor que el período de oscilación, podemos suponer  $dS_0/dt = 0$ . Entonces,

$$W(r)|_{\text{ciclo}} = \oint_{\text{ciclo}} (T_0 + \delta T) \frac{d\delta S}{dt} dt = \oint_{\text{ciclo}} T_0 \frac{d\delta S}{dt} dt + \oint_{\text{ciclo}} \delta T \frac{d\delta S}{dt} dt. \quad (2.115)$$

Si el estado termodinámico inicial y final luego de un ciclo es prácticamente el mismo, puesto que  $T_0$  no varía, la integral en un ciclo sobre  $\delta S$  debe ser prácticamente nula, por lo que también la despreciamos. Luego,

$$W(r)|_{\text{ciclo}} = \oint_{\text{ciclo}} \delta T \frac{d\delta S}{dt} dt = \oint_{\text{ciclo}} \frac{\delta T}{T_0} T_0 \frac{d\delta S}{dt} dt. \quad (2.116)$$

En la derivación de esta ecuación hicimos entonces dos suposiciones, una es que la escala de tiempo térmica del modelo en equilibrio hidrostático es mucho mayor que el período de oscilación. Aunque no necesariamente esta suposición es siempre válida, en muchos casos suele serlo, puesto que incluso en etapas en las que la estrella está muy lejos del equilibrio térmico, la escala de tiempo térmica es del orden de  $\sim 1$  año, mientras que los períodos que estudiamos son a lo sumo del orden de medio día. Esta suposición se hizo también en la derivación de las ecuaciones del problema no adiabático de la sección 2.3.1. La otra suposición, es que  $\sigma_R \gg |\sigma_I|$ . Esta suposición no se realiza en la resolución de las ecuaciones del problema no adiabático de la sección 2.3.1, por lo que, obtener el valor de  $\sigma_I$  de la resolución de dicho problema, y determinar a partir de ahí si un modo es estable o inestable es más preciso que el análisis que haremos con el trabajo realizado en un ciclo según la ecuación 2.116. Sin embargo, esta ecuación nos permite estudiar qué tipos de mecanismos pueden excitar o desef modos en una estrella, y en qué regiones se da la excitación, puesto que en general, en las regiones internas de la estrella, las autofunciones son prácticamente las del problema adiabático, en el que  $\sigma_I = 0$ . Con estas aclaraciones, regresamos a la ecuación del trabajo realizado en un ciclo por una capa de la estrella,

$$W(r)|_{\text{ciclo}} = \oint_{\text{ciclo}} \frac{\delta T}{T_0} T_0 \frac{d\delta S}{dt} dt. \quad (2.117)$$

En esta ecuación, a la cantidad  $T_0 \delta S$ , la aproximamos según una versión más simple de la ecuación de la energía en donde consideramos únicamente desplazamiento radial del material. De esta manera obtenemos,

$$W(r)|_{\text{ciclo}} = \oint_{\text{ciclo}} \frac{\delta T}{T_0} T_0 \left( \delta(\epsilon_{\text{nuc}} - \epsilon_\nu) - \frac{d\delta L}{dm_r} \right) dt. \quad (2.118)$$

De esta ecuación podemos ver que si, por ejemplo,  $\epsilon_{\text{nuc}}$  aumenta con un aumento de  $\delta T$ , este término contribuye con trabajo positivo, por lo que es un proceso que tiende a excitar pulsaciones. Así, se pueden analizar el resto de los mecanismos que tienden a estabilizar o desestabilizar un modo. Si  $W(r)|_{\text{ciclo}}$  es positivo, la capa contribuye desestabilizando el modo, si es negativo, contribuye estabilizándolo. Pero, como mencionamos antes, distintas capas en la estrella pueden contribuir de distinta manera. Entonces, un modo será inestable frente a perturbaciones si la integral en toda la estrella de  $W(r)|_{\text{ciclo}}$  resulta positiva, mientras que será estable, si resulta negativa:

$$\int_0^{M_\star} W(r)|_{\text{ciclo}} dm_r = \int_0^{M_\star} dm_r \oint_{\text{ciclo}} \frac{\delta T}{T_0} T_0 \left( \delta(\epsilon_{\text{nuc}} - \epsilon_\nu) - \frac{d\delta L}{dm_r} \right) dt. \quad (2.119)$$

La variación de la luminosidad se refiere a la variación de la luminosidad tanto radiativa (y conductiva), como convectiva,  $\delta L = \delta L_R + \delta L_C$ . Bajo la aproximación de difusión para la

luminosidad radiativa, podemos escribir su variación de la siguiente manera:

$$\frac{\delta L_R}{L_R} = \frac{dr}{d \ln T} \frac{d}{dr} \left( \frac{\delta T}{T} \right) - \frac{\delta \kappa}{\kappa} + 4 \frac{\delta T}{T} + 4 \frac{\delta R}{R}. \quad (2.120)$$

En esta ecuación, las cantidades físicas sin una  $\delta$  corresponden al modelo en equilibrio. Para determinar qué términos contribuyen con excitación o desexcitación de modos, hay que identificar el signo de su derivada respecto a  $m_r$ , es decir, si las perturbaciones  $\delta f$  de una cantidad  $f$  crecen o decrecen hacia el exterior en la estrella. Veremos de manera cualitativa los mecanismos de mayor interés. En el capítulo siguiente, la integral de trabajo se utilizará para hacer un análisis de la excitación de modos.

### Mecanismo $\epsilon$

Este es el mecanismo más directo de identificar en la integral de trabajo. Como ya mencionamos, si  $\epsilon_n$  aumenta con un aumento de temperatura, el mecanismo es desestabilizante. La tasa de generación de energía nuclear siempre aumenta con la temperatura, por lo cual se suele considerar que el mecanismo  $\epsilon$  es siempre desestabilizante. Sin embargo, en aquellas regiones en las que la emisión de neutrinos por procesos térmicos es importante, podría darse que  $\delta(\epsilon_{\text{nuc}} - \epsilon_\nu)$  disminuya con la temperatura (puesto que la emisión de neutrinos aumenta con la temperatura) y el mecanismo resulte, en esas capas, desestabilizante. En general, el efecto de la emisión de neutrinos en la derivada de  $\epsilon$  respecto a la temperatura no es muy grande, pero en los subflashes del He se da una pequeña región en la que el mecanismo  $\epsilon$  resulta localmente desestabilizante.

El mecanismo  $\epsilon$  es, en general, poco eficiente debido a que en las zonas de generación de energía nuclear la amplitud de las autofunciones suele ser pequeña. Este mecanismo fue propuesto en distintos trabajos como responsable de la excitación de algunas estrellas (v.g. [Miller Bertolami et al. 2011](#); [Moravveji et al. 2012](#)), pero en ningún caso fue confirmado (al menos aún) como el mecanismo detrás de las oscilaciones. También, fueron encontradas diferentes bandas de estabilidad teóricas debidas al mecanismo  $\epsilon$ , sin estrellas candidatas aún a estar pulsando por dicho mecanismo (v.g., [Kawaler et al. 1986a](#); [Palla & Baraffe 2005](#); [Sonoï & Shibahashi 2012](#); [Rodríguez-López et al. 2014](#); [Maeda & Shibahashi 2014](#); [Córscico & Althaus 2014](#); [Camisassa et al. 2016](#); [Calcaferro et al. 2017](#)).

### Mecanismo $\kappa - \gamma$

En la expresión de la variación de la luminosidad radiativa 2.120, el término  $\delta \kappa / \kappa$  es el responsable del mecanismo  $\kappa$ . En general, si una capa de la estrella es comprimida, aumenta su temperatura y disminuye su opacidad. El aumento de la temperatura tiene como efecto que aumente el flujo radiativo, y tienda a bajar nuevamente la temperatura. Por ende, una perturbación tiende a estabilizarse por este efecto. La disminución de la opacidad disminuye la cantidad de radiación que puede ser absorbida por la capa, también tendiendo a estabilizar una perturbación. La variación de la opacidad en general actúa desexcitando los modos. Para que la variación de la opacidad tienda a desestabilizar un modo, debe aumentar con un aumento de temperatura. Esta situación se da en los saltos de opacidad que ocurren en las regiones de ionización parcial de las distintas especies químicas. Se puede ver que en las regiones externas de una estrella, el mecanismo  $\kappa$  actúa excitando pulsaciones si se cumple:

$$\frac{d}{dr} \left( \kappa_T + \frac{\kappa_\rho}{\Gamma_3 - 1} \right) > 0, \quad (2.121)$$

donde,

$$\kappa_T = \left( \frac{\partial \ln \kappa}{\partial \ln T} \right)_\rho, \quad \kappa_\rho = \left( \frac{\partial \ln \kappa}{\partial \ln \rho} \right)_T, \quad \text{y} \quad \Gamma_3 - 1 = \left( \frac{\partial \ln T}{\ln \rho} \right)_S. \quad (2.122)$$

El factor  $\Gamma_3 - 1$  es siempre positivo, y toma un valor mínimo en una zona de ionización parcial. Esto se debe a que, en esta zona, una compresión del gas (aumento de densidad), no tiene como único efecto aumentar la temperatura, sino que parte de esta energía se va en ionizar algunos elementos. El hecho de que este factor sea mínimo en la zona de ionización parcial, aumenta la eficiencia del mecanismo  $\kappa$  para excitar oscilaciones, y se denomina mecanismo  $\gamma$ . Por esta razón, a veces se denomina al mecanismo actuando en zonas de ionización parcial *mecanismo  $\kappa - \gamma$* .

No todas (y no siempre) las zonas de ionización parcial logran efectivamente la excitación de oscilaciones en las estrellas. Esto depende también de otros factores, como de la amplitud de las oscilaciones y del valor de los períodos de pulsación en comparación con la escala de tiempo térmica local de dicha zona. El mecanismo es, sin embargo, responsable de las pulsaciones observadas en una gran cantidad de estrellas pulsantes, como las estrellas Cefeidas, RR Lyrae y  $\delta$  Scuti, entre otras. En particular, este es el mecanismo responsable de las oscilaciones en enanas blancas DBV y en la mayoría de las subenanas calientes pulsantes. En las enanas blancas DBV, la zona de excitación corresponde a la zona de ionización parcial del HeII, mientras que en las subenanas calientes, corresponde a la zona de ionización parcial del hierro y el níquel.

### Desexcitación radiativa

Como se puede ver en la ecuación de la aproximación de difusión para el flujo radiativo, la existencia de gradientes de temperatura dan lugar a un flujo radiativo. Por lo que, los gradientes de temperatura causados por las oscilaciones de la temperatura dan lugar a un flujo radiativo que, a su vez, tiende a suavizar las perturbaciones de la temperatura (y por ende de las otras cantidades físicas), tendiendo a estabilizar las oscilaciones. Este mecanismo se denomina desexcitación radiativa y es un mecanismo muy importante en la estabilización de las oscilaciones, tanto en zonas externas como en zonas internas de la estrella. Para modos  $g$ , la tasa de desexcitación radiativa está dada por (Kumar & Quataert 1997; Shiode et al. 2013),

$$\eta_{\text{rad}}(r) = \frac{16\sigma T^3}{3\rho^2 \kappa_{CP}} k_r^2, \quad (2.123)$$

donde  $\sigma$  es la constante de Stefan–Boltzmann y  $k_r$  es el número de onda local. En esta ecuación se puede ver que la desexcitación radiativa depende de la frecuencia y del valor de  $\ell$ . Esto es porque, a una amplitud fija del modo, modos con longitudes de onda menores generan en sus oscilaciones gradientes de temperatura más inclinados, por lo que el flujo radiativo (y por ende la desexcitación) se vuelve más importante. Además, si el valor de  $\ell$  es mayor, la longitud de onda transversal a la dirección radial es menor, dado que hay más líneas meridionales nodales. En este caso ocurre el mismo efecto, es decir, si la longitud de onda es menor, aumenta el flujo radiativo y en consecuencia, la desexcitación en esa dirección.

### Mecanismo estocástico

A diferencia de los mecanismos que vimos hasta ahora, el mecanismo estocástico no es un mecanismo de autoexcitación de oscilaciones, sino que actúa desestabilizando modos normales como un oscilador forzado. Los movimientos de elementos de materia en los bordes entre la zona convectiva y la zona radiativa de la estrella, actúan como la fuerza externa

en el oscilador forzado. Por esto, este mecanismo puede excitar modos que según el análisis anterior, son estables. Estos modos, a su vez, son desexcitados por otros mecanismos, como la desexcitación radiativa. La energía de oscilación de los modos excitados estocásticamente, y por ende también su amplitud, crece hasta alcanzar un valor de equilibrio, que se alcanza cuando la tasa a la que el movimiento convectivo entrega energía cinética de oscilación al modo es igual a la tasa a la que pierde energía por los mecanismos de desexcitación. Si llamamos  $\mathcal{P}$  a la potencia entregada al modo por el movimiento del material en el borde de la zona convectiva, y  $\mathcal{D}$  a la potencia perdida por el modo debido a los mecanismos de desexcitación, la variación de la energía total del modo está dada por:

$$\frac{dE_{\text{osc}}}{dt} = \mathcal{P} - \mathcal{D} \quad (2.124)$$

y se anula cuando se igualan  $\mathcal{P}$  y  $\mathcal{D}$ . Para estimar  $\mathcal{D}$ , veamos cómo es la energía del modo cuando la convección no entrega potencia, y cómo decae en el tiempo debido a los mecanismos de desexcitación. La energía de oscilación del modo puede escribirse como (Unno et al. 1979):

$$E_{\text{osc},\mathcal{D}} = \frac{\omega}{2} \int_0^{M_*} \vec{\xi} \cdot \vec{\xi}^* dm, \quad (2.125)$$

donde  $\vec{\xi}$  el desplazamiento lagrangiano, y  $\vec{\xi}^*$  su complejo conjugado. Escribiendo explícitamente la dependencia temporal de  $\vec{\xi}$ , y llamando  $\vec{\xi}_0$  a la parte que no depende del tiempo, tenemos  $\vec{\xi} = \vec{\xi}_0 e^{i(\omega - \eta)t}$ . En un modo normal estable,  $\eta$  es el coeficiente de desexcitación ( $\eta > 0$ ). Reemplazando en la expresión de la energía,

$$E_{\text{osc},\mathcal{D}} = \frac{\omega}{2} \int_0^{M_*} \vec{\xi}_0 \cdot \vec{\xi}_0^* e^{-2\eta t} dm. \quad (2.126)$$

Si derivamos respecto al tiempo,

$$\mathcal{D} = \frac{d}{dt} E_{\text{osc},\mathcal{D}} = -2\eta \frac{\omega}{2} \int_0^{M_*} \vec{\xi}_0 \cdot \vec{\xi}_0^* e^{-2\eta t} dm = -2\eta E_{\text{osc},\mathcal{D}}. \quad (2.127)$$

Por lo que la tasa a la que el modo pierde energía es proporcional a su energía de oscilación. Entonces, planteando que la oscilación llegó al estado de equilibrio en el que su energía ya no varía, tenemos,

$$\mathcal{P} = \mathcal{D} = -2\eta E_{\text{osc}}, \quad (2.128)$$

por lo que la energía de oscilación del modo cuando alcanza el equilibrio es,

$$E_{\text{osc}} = \frac{\mathcal{P}}{2\eta}. \quad (2.129)$$

La ecuación de la energía de un modo de oscilación 2.125 es válida en cualquier problema oscilatorio. Es decir, la energía siempre es proporcional al cuadrado de la amplitud. Puesto que todas las cantidades termodinámicas tienen una amplitud de variación proporcional a la de  $\vec{\xi}$ , si se conoce o se puede estimar la tasa a la que el movimiento convectivo entrega energía al modo,  $\mathcal{P}$ , se puede obtener las amplitudes de las oscilaciones. La determinación de  $\mathcal{P}$  no es sencilla y depende de los detalles de la convección, especialmente en el borde convectivo. En una idea mental simple de la convección podemos imaginarnos al movimiento convectivo como un conjunto de remolinos de material, de distinto tamaño. Habrá un valor máximo para el tamaño de los remolinos dado por el ancho de la zona convectiva en la estrella. Cada uno de estos remolinos “empuja” al material en la zona radiativa adyacente al borde convectivo con distinta frecuencia, dependiendo de su tamaño. Por lo que remolinos de

distinto tamaño excitan modos normales de oscilación de distinta frecuencia. Si la distribución de tamaños va desde un remolino muy pequeño (pero macroscópico) hasta el tamaño de la zona convectiva, los modos excitados serán los modos normales hasta una frecuencia mínima dada por el ancho de la zona convectiva, y alguna una frecuencia máxima, puesto que no puede haber remolinos infinitamente pequeños. Cuáles son los modos más excitados depende de la distribución de tamaños de los remolinos en el borde de la zona convectiva. En general, el mecanismo estocástico excita una gran cantidad de modos en comparación con los mecanismos de autoexcitación de las estrellas (mecanismo  $\kappa - \gamma$  principalmente).

El mecanismo estocástico es el responsable de las oscilaciones en el Sol, y en una gran cantidad de estrellas de la secuencia principal y gigantes rojas, a las que se les denomina *pulsadores de tipo solar*. La zona convectiva responsable de las oscilaciones en estas estrellas es una zona convectiva externa, localizada en regiones donde la escala local de tiempo térmica es muy pequeña (regiones superadiabáticas). En estas regiones las oscilaciones se comportan localmente como ondas de presión, por lo que los modos excitados son modos  $p$ . En algunos casos, sin embargo, estos modos se comportan en el interior como modos de gravedad, y se denominan modos mixtos. En estos casos es posible inferir de las oscilaciones información sobre la estructura interna de las estrellas. El mecanismo estocástico actuando en una zona convectiva interior, fue estudiado por [Shiode et al. \(2013\)](#) en modelos de estrellas de la SP con masas mayores a  $2 M_{\odot}$ , encontrando que es posible que este mecanismo excite modos  $g$  en estas estrellas.

#### 2.3.4. Implementación numérica de las ecuaciones de oscilación

En el desarrollo de esta tesis utilizamos el código de pulsaciones estelares no-radiales, adiabáticas y no-adiabáticas LP-PUL. Este código fue desarrollado por A. H. Córscico ([Córscico 2003](#); [Córscico et al. 2006](#)), y permitió realizar diversos estudios de enanas blancas pulsantes, obteniendo gran cantidad de modelos astrosismológicos detallados. El código se ha empleado, también, en algunos estudios astrosismológicos de subenanas calientes ([Romero et al. 2007](#); [Miller Bertolami et al. 2011](#)). Una descripción detallada del código adiabático LP-PUL se puede encontrar en [Córscico \(2003\)](#). Una descripción detallada de la parte no-adiabática del código puede encontrarse en [Córscico \(2006\)](#).

#### Caso adiabático

El LP-PUL se basa en una modificación a la técnica de Newton-Raphson generalizada descrita en [Kippenhahn et al. \(1967\)](#). La parte adiabática del LP-PUL resuelve las ecuaciones 2.96–2.98. Los modelos estelares en equilibrio hidrostático que utiliza el LP-PUL, a partir de los cuales se calculan las perturbaciones, son los calculados por el código de evolución estelar LPCODE. Para la implementación numérica de las ecuaciones 2.96–2.98 se derivan, a partir de cambios de variables, ecuaciones para las oscilaciones adiabáticas no-radiales que resulten adimensionales. Estos cambios de variables son los siguientes:

$$y_1 = \frac{\xi_r}{r}, \quad y_2 = \frac{1}{gr} \left( \frac{P'}{\rho} \right), \quad (2.130)$$

$$y_3 = \frac{\Phi'}{gr}, \quad y_4 = \frac{1}{g} \frac{d\Phi'}{r}, \quad (2.131)$$

$$\omega^2 = \frac{R_{\star}^3}{GM_{\star}} \sigma^2. \quad (2.132)$$

Para cada modo de pulsación, el LP-PUL calcula la frecuencia adimensional  $\omega_k$  y las auto-funciones adimensionales  $y_1, y_2, y_3, y_4$ . De éstas cantidades obtiene, entre otras cosas, los



## 2. Marco teórico

períodos de pulsación  $\Pi_k = 2\pi/\sigma_k$ , la energía cinética de oscilación y la tasa de cambio de períodos. La autofunción  $y_1$  representa la amplitud de oscilación en la dirección radial, y se normaliza a  $y_1 = 1$  en la superficie de la estrella,  $y_1(R_\star) = 1$ . La frecuencia de Brunt-Väisälä es calculada según la expresión 2.100 derivada por Brassard et al. (1991).

### Caso no adiabático

El código no adiabático resuelve las ecuaciones 2.83–2.87 utilizando a las soluciones del caso adiabático como primera aproximación a las soluciones de las ecuaciones. Las variables adimensionales del código no adiabático son las siguientes:

$$y_1 = \frac{\xi_r}{r}, \quad y_2 = \frac{1}{gr} \left( \frac{p'}{\rho} + \Phi' \right) \quad (2.133)$$

$$y_3 = \frac{1}{gr} \Phi', \quad y_4 = \frac{1}{g} \frac{d\Phi'}{dr}, \quad (2.134)$$

$$y_5 = \frac{\delta S}{c_p}, \quad y_6 = \frac{\delta L_R}{L_R}, \quad (2.135)$$

donde  $L_R$  es la luminosidad radiativa más la conductiva. La amplitud de las autofunciones está también normalizada a  $y_1(R_\star) = 1$ . La definición de la autofunción  $y_2$  en el caso no-adiabático es distinta a la del caso adiabático. Las autofunciones  $y_5$  e  $y_6$  son específicas del problema no adiabático. Todas estas autofunciones ( $y_i$ ), a diferencia del problema adiabático, son funciones complejas. Para obtener una cantidad física debe tomarse la parte real de la expresión. El código calcula también la integral de trabajo, que proporciona información sobre las regiones de la estrella en las que ocurre la excitación y desexcitación de modos. Esta integral es calculada según la expresión dada por Lee & Bradley (1993):

$$W(r) = \pi \int_0^r \rho T c_p \Im \left( \frac{\delta T^*}{T} \frac{\delta S}{c_p} \right) r^2 dr, \quad (2.136)$$

donde  $\Im$  denota la parte imaginaria de la expresión entre paréntesis.

Para la resolución de las ecuaciones no-adiabáticas en la etapa de los subflashes realizamos algunos cambios menores al código no-adiabático. Los subflashes ocurren desplazados del centro debido a la emisión de neutrinos en el interior profundo, que desplaza el máximo de temperatura del centro de la estrella. Entonces, cuando ocurre el subflash, que es un proceso en el que la estrella se aparta considerablemente del equilibrio térmico, la energía fluye de la zona del subflash hacia las zonas adyacentes. Esto implica que, por un tiempo, fluye radiación desde la zona del subflash tanto hacia afuera, como hacia el centro de la estrella. La luminosidad radiativa toma valores negativos en la zona donde el flujo radiativo es hacia el interior, dado que el flujo radiativo (y por ende la luminosidad) se define positivo cuando es hacia el exterior. En una región más pequeña, pero en la zona interna del subflash,  $\epsilon = \epsilon_{\text{nuc}} - \epsilon_\nu$  también toma valores negativos, por la alta emisión de neutrinos. Sin embargo, en la derivación de las ecuaciones 2.83–2.87 y en la definición de la variable  $y_6$ , se considera en algún momento que  $\epsilon$  y  $L_R$  son cantidades no nulas, o en algunos casos, positivas. Esto se ve explícitamente en las siguientes ecuaciones,

$$\begin{aligned} \frac{dy_6}{d \ln r} = & \left[ \ell(\ell+1) \frac{\nabla_{ad} - \nabla}{\nabla} - \epsilon_{ad} c_3 V \right] y_1 + \left[ \epsilon_{ad} c_3 V - \ell(\ell+1) \left( \frac{\nabla_{ad}}{\nabla} + \frac{c_3}{c_1 \omega^2} \right) \right] y_2 \\ & + \left[ \ell(\ell+1) \frac{\nabla_{ad}}{\nabla} - \epsilon_{ad} c_3 V \right] y_3 + \left[ c_3 \epsilon_S - \frac{\ell(\ell+1)}{V \nabla} - i \omega c_4 \right] y_5 - \frac{d \ln L_R}{d \ln r} y_6, \quad (2.137) \end{aligned}$$

donde,

$$\epsilon_{ad} = \epsilon_T \Gamma_{ad} + \frac{\epsilon_\rho}{\Gamma_1}, \quad (2.138)$$

$$\epsilon_S = \epsilon_T - v_T \epsilon_\rho, \quad (2.139)$$

$$\epsilon_T = \left( \frac{\partial \ln \epsilon_n}{\partial \ln T} \right)_\rho, \quad (2.140)$$

$$\epsilon_\rho = \left( \frac{\partial \ln \epsilon_n}{\partial \ln \rho} \right)_T, \quad (2.141)$$

$$c_1 = \frac{(r/R_\star)^3}{m_r/M_\star}, \quad (2.142)$$

$$c_2 = (\kappa_{ad} - 4\nabla_{ad})V\nabla + \nabla_{ad} \left( \frac{d \ln \nabla_{ad}}{d \ln r} + V \right), \quad (2.143)$$

$$c_3 = \frac{4\pi r^3 \rho \epsilon_n}{L_R}, \quad (2.144)$$

$$c_4 = \frac{4\pi r^3 \rho T c_p}{L_R} \sqrt{\frac{GM_\star}{R_{star}^3}}, \quad (2.145)$$

$$V = -\frac{d \ln p}{d \ln r}. \quad (2.146)$$

La ecuación 2.137 es la ecuación del flujo radiativo (2.87) escrita en las variables adimensionales. Podemos ver que en el último término está tomado el logaritmo natural de  $L_R$ , función definida únicamente para  $L_R > 0$ . Además, en las expresiones de  $\epsilon_T$  y  $\epsilon_\rho$  está tomado el logaritmo natural de  $\epsilon_n$ . Estos logaritmos aparecen en derivadas que se pueden escribir de la forma,

$$\frac{d \ln a}{d \ln b} = \frac{b da}{a db}, \quad (2.147)$$

evitando así la indeterminación cuando la variable  $a$  es negativa. En el código no-adiabático, todas las derivadas logarítmicas están escritas de esta manera. De hecho, en la derivación de las ecuaciones, se llega a las derivadas logarítmicas  $d \ln a / d \ln b$  a partir de términos de la forma  $(b/a)(da/db)$ . Por lo que basta dejar los términos según la última expresión, y de esta manera se evita la suposición de que  $L_R$  y  $\epsilon_n$  no toman valores negativos. Por otro lado, resulta bastante menos trivial reescribir las ecuaciones (y el código numérico) para evitar formalmente los problemas en aquellos puntos de la estrella donde  $L_R = 0$  y  $\epsilon_n = 0$ . En los modelos estelares, puesto que son modelos numéricos, es muy improbable que haya una capa de la estrella en la que estas cantidades sean estrictamente nulas, pero sí pueden tomar valores muy pequeños, lo que trae problemas numéricos, en particular, la luminosidad radiativa, que aparece como denominador en otras partes de la ecuación 2.137. Para evitar esto, todas aquellas capas en las que la cantidad  $L_R$  resulte menor que cierto valor, seteado de tal manera que

$$f(L_R) = \frac{r}{L_R} \frac{dL_R}{dr} > 6 \times 10^3, \quad (2.148)$$

no se tienen en cuenta en el cálculo no adiabático. La elección de este criterio fue puramente experimental. Además, la expresión funcional  $f(L_R)$  es originalmente calculada y luego suavizada en el código no-adiabático. Dado que  $f(L_R) \rightarrow -\infty$  cuando  $L_R \rightarrow 0^-$  y,  $f(L_R) \rightarrow +\infty$  cuando  $L_R \rightarrow 0^+$ , el suavizado de la función  $f(L_R)$  al rededor de  $L_R = 0$  acarrea un importante error numérico. Esto se puede evitar suavizando primero la derivada de  $L_R$  respecto a  $r$ , que es, de hecho, una función suave, y luego multiplicando por  $r/L_R$ , donde el criterio 2.148 se aplica. Por otro lado, aquellas capas en las que

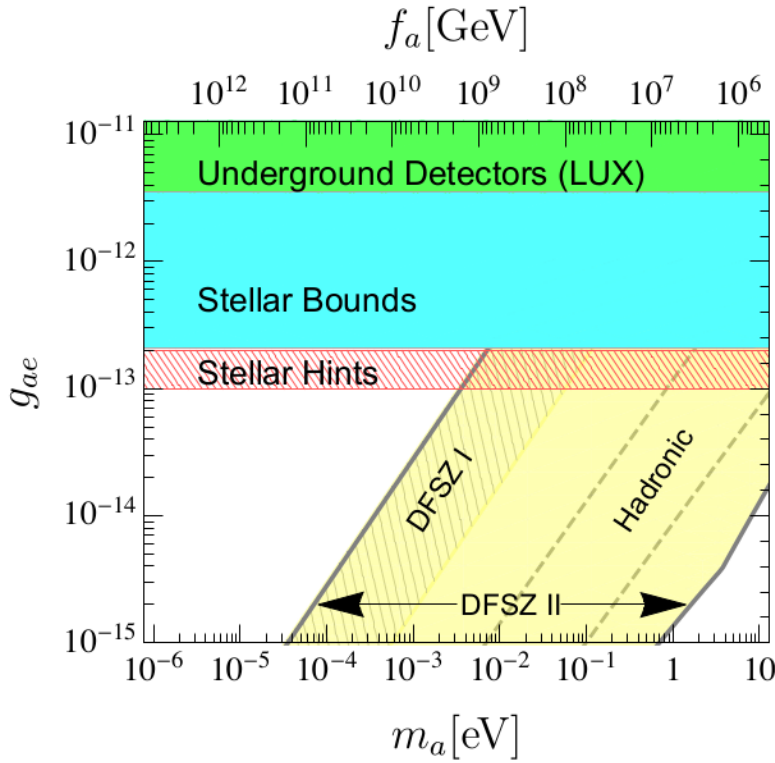
$$|\epsilon_n| < 10^{-30} \text{ erg/s/g}, \quad (2.149)$$

consideramos directamente que  $\epsilon_T = \epsilon_\rho = 0$ . Esto equivale a no tener en cuenta la contribución al mecanismo  $\epsilon$  en estas capas de la estrella. En nuestros modelos, las capas que cumplen con las condiciones 2.148 y 2.149 son en general muy pocas en la estrella (del orden de 1 a 5 dependiendo del modelo), y puesto que la excitación o desexcitación de modos es un resultado de una integración global sobre todas las capas de la estrella, obviar  $\sim 1 - 5$  capas en la integración no debería alterar el resultado de la integración de las ecuaciones y el cálculo del coeficiente de excitación o desexcitación  $\sigma_I$ .

### 2.4. Sobre los axiones

En la sección 5.2 de esta tesis, como continuación del trabajo realizado en la Licenciatura, estudiaremos el impacto de la emisión de axiones en las propiedades evolutivas y pulsacionales de estrellas enanas blancas enriquecidas en He. Para dar un marco al trabajo realizado en dicha sección, esta sección estará dedicada a las partículas denominadas axiones.

Uno de los problemas sin resolver del modelo estándar de la física de partículas (SM, por las siglas en inglés de modelo estándar), es el llamado problema CP de la cromodinámica cuántica. La cromodinámica cuántica (QCD por sus siglas en inglés) es la teoría que se ocupa de describir las interacciones fuertes, y que forma parte del SM. El problema CP de la QCD consiste en la ausencia de violación de la simetría CP en las interacciones fuertes. Una interacción que no cambia frente a un cambio de paridad (P, inversión del sentido de las coordenadas espaciales) más un cambio de carga (C, cambiar partícula por antipartícula), es una interacción que conserva la simetría CP. Mientras la simetría CPT (es decir, realizar una inversión temporal, más los cambios de paridad y carga) se conserva en todas las interacciones de la naturaleza, la simetría CP no necesariamente tiene por qué conservarse. En particular, para que se conserve la simetría CP en las interacciones fuertes, un parámetro libre de la teoría,  $\bar{\theta}$ , debe ser idénticamente nulo. Si bien no existe ningún argumento teórico para que esto ocurra, cotas experimentales al momento dipolar eléctrico del neutrón, cuya expresión teórica es proporcional a  $\bar{\theta}$ , limitan el valor de este parámetro a  $|\bar{\theta}| \lesssim 10^{-10}$ . Esto implica experimentalmente que no se observa violación de la simetría CP en las interacciones fuertes. Es decir que la teoría QCD tiene un parámetro libre que, si bien no existe ninguna razón para que sea precisamente nulo, tiene que serlo para poder explicar lo que se observa en la naturaleza. Este tipo de problemas en una teoría se conoce como problema de *fine tuning* (quizás podría traducirse como problema de *sintonía fina*). Una posible solución a este problema fue propuesta por [Peccei & Quinn \(1977\)](#). La propuesta de [Peccei & Quinn \(1977\)](#) equivale, básicamente, a reemplazar la constante  $\bar{\theta}$  por un campo dinámico, que sería el campo de axiones. Este procedimiento lleva naturalmente a que  $\bar{\theta}$  se anule en el estado de mínima energía de dicho campo. Una consecuencia directa de este mecanismo es la existencia de una partícula que fue denominada *axión* ([Weinberg 1978](#)). La propuesta original de [Peccei & Quinn \(1977\)](#) fue descartada por las cotas experimentales. La no detección de las partículas en experimentos dedicados a encontrarlas, implica que los axiones se deberían acoplar muy débilmente con otras partículas. Las teorías vigentes proponen entonces un acoplamiento muy débil de axiones con otras partículas, lo cual implica que resulte poco masivo, y con una vida media muy prolongada. Este tipo de modelos se llamaron *modelos de axiones invisibles*. Actualmente, los modelos más populares son el modelo KSVZ ([Shifman et al. 1980](#); [Kim 1979](#)) en donde los axiones se acoplan directamente a hadrones y fotones, mientras que la interacción con electrones es de segundo orden (inducida radiativamente) y el modelo DFSZ ([Zhitnitsky 1980](#); [Dine et al. 1981](#)) donde los axiones también se acoplan directamente a los electrones. Hoy en día, el mecanismo de [Peccei & Quinn \(1977\)](#) parece ser la solución más viable al problema CP de la QCD ([Peccei 2010](#)). Para una discusión sobre el problema CP y



**Figura 2.24.** Cotas astrofísicas y experimentales a la constante de acoplamiento entre axiones y electrones en el modelo DFSZ. Figura adaptada de Di Luzio et al. (2020)

sus posibles soluciones puede consultarse Peccei (2008) y Peccei (2010).

Además de resultar una solución al problema CP de la QCD, los axiones son candidatos a conformar la materia oscura. La contribución de estas partículas a la materia oscura depende de su masa, que si bien debe ser pequeña (dada la no detección de la partícula), su valor no es predicho por la teoría. Además de las cotas experimentales, se derivaron cotas astrofísicas a la masa de los axiones. Si los axiones existen, se deberían producir en el interior caliente de las estrellas, y escaparse de éstas sin interactuar, funcionando como un sumidero de energía de la estrella. Por lo que la existencia de los axiones afecta la tasa a la que evolucionan las estrellas, y su masa queda acotada por las restricciones observacionales al tiempo de vida de las estrellas (Raffelt 1996). De hecho, el acoplamiento de los axiones con otros tipos de partículas (este acoplamiento resulta proporcional a la masa de los axiones), fue acotado a partir de observaciones del Sol, gigantes rojas, estrellas de la rama horizontal en cúmulos globulares, enanas blancas, estrellas de neutrones, y la supernova SN1987A (para un resumen reciente de las cotas astrofísicas a la masa de los axiones ver Di Luzio et al. 2020). Curiosamente, en todos los casos, la teoría estándar comparada con las observaciones apunta a que hay, en mayor o menor medida, un sumidero de energía extra en las estrellas (Giannotti et al. 2016, 2017), pudiendo ser asociado a la existencia de los axiones.

En general, las cotas a la masa de los axiones proviene de acotar el valor del acoplamiento entre axiones y fotones. Pero existen cotas también al acoplamiento de axiones con electrones. En la figura 2.24, tomada de Di Luzio et al. (2020), se muestran estas últimas cotas en el modelo DFSZ, puesto que es el valor que se puede acotar utilizando las enanas blancas. En la figura,  $g_{ae}$  es la constante de acoplamiento de axiones con electrones. La estimación de la masa a partir de  $g_{ae}$  no es precisa puesto que, si bien  $g_{ae}$  es proporcional a la masa, la constante de proporcionalidad es un parámetro libre de la teoría. DFSZ I y DFSZ II en la figura se refieren a dos modelos del tipo DFSZ (para más detalle consultar Di Luzio et al.

2020). La zona verde corresponde a la región descartada por los detectores en Tierra, de los cuales LUX (Akerib et al. 2017) es el más restrictivo. La zona celeste es una zona excluida por las cotas astrofísicas. Estas últimas son mucho más restrictivas que las cotas experimentales. La parte roja rayada, son los valores de  $g_{ae}$  que mejor ajustan los observables astrofísicos. Para una discusión detallada y actual sobre las últimas cotas astrofísicas y experimentales a la masa del axión, puede consultarse Di Luzio et al. (2020), y referencias allí citadas. Para más detalle sobre cómo la física de los axiones puede ser estudiada utilizando objetos astrofísicos puede consultarse Raffelt (1996).

### 2.4.1. Emisión de axiones en enanas blancas

En el interior denso de las enanas blancas, los axiones que podrían emitirse son los que se acoplan con electrones. Consideramos los axiones del modelo DFSZ, dado que pueden acoplarse directamente con los electrones. Los axiones de este modelo, en los plasmas estelares, pueden ser emitidos por procesos tales como Compton ( $\gamma + e \rightarrow e + a$ , donde  $a$  denota un axión) y bremsstrahlung ( $e + Ze \rightarrow Ze + e + a$ , Raffelt 1996). Sin embargo, en las enanas blancas el proceso dominante de emisión de axiones es el bremsstrahlung. En un plasma degenerado, el proceso Compton pierde relevancia debido al bloqueo de Pauli.<sup>12</sup> La emisión de axiones suele darse en términos de la constante de acoplamiento de axiones con electrones, que se relaciona con la masa de los axiones  $m_{ax}$  como:

$$g_{ae} = 2.8 \times 10^{-14} \frac{m_{ax} \cos^2 \beta}{1 \text{ meV}}, \quad (2.150)$$

donde  $\cos^2 \beta$  es un parámetro libre de la teoría. La emisión de axiones por el proceso bremsstrahlung posee diferentes expresiones en el caso de un plasma degenerado o no degenerado. En las enanas blancas sólo el primero es importante. Además, en estas estrellas, debido a las altas densidades, las interacciones coulombianas no son despreciables. La magnitud de estas interacciones está dada por el parámetro de acoplamiento de Coulomb  $\Gamma$ . Para un plasma de una sola componente se tiene:

$$\Gamma = \frac{(Ze)^2}{ak_B T}, \quad (2.151)$$

donde  $k_B$  es la constante de Boltzmann,  $a$  es la separación media entre los iones,  $Z$  el número atómico correspondiente, y  $T$  la temperatura del plasma. Cuando  $\Gamma$  es pequeño ( $\Gamma \ll 1$ ) las interacciones coulombianas son irrelevantes frente al movimiento térmico de los iones. Pero cuando el valor de  $\Gamma$  es del orden de la unidad, las interacciones coulombianas entre los iones empiezan a tomar relevancia.

Para el caso de correlaciones iónicas débiles ( $\Gamma < 1$ ), la expresión de la emisión de axiones dada por Raffelt (1996) y adaptada para un plasma multicomponente por Miller Bertolami (2009) es:

$$\epsilon_{(\Gamma < 1)} = 10.85 \alpha_{26} T_8^4 \sum_j \frac{X_j Z_j}{A_j} F, \quad (2.152)$$

donde  $\epsilon$  es la energía liberada por emisión de axiones por unidad de masa y tiempo,  $F$  está dado por

$$F = \frac{2}{3} \ln \left( \frac{2 + \kappa^2}{\kappa^2} \right) + \left[ \frac{2 + 5\kappa^2}{15} \ln \left( \frac{2 + \kappa^2}{\kappa^2} - \frac{2}{3} \right) \right] \times \beta_F^2, \quad (2.153)$$

<sup>12</sup>Los electrones en un gas degenerado tienden a ocupar estados de baja energía. Por el principio de exclusión de Pauli dos electrones no pueden ocupar el mismo estado a la vez. Como consecuencia, hay pocos estados de baja energía disponibles para que un electrón pueda cambiar su estado. En el efecto Compton, el estado de un electrón antes y luego de haber interactuado con el fotón, debe ser distinto. Al haber pocos estados de baja energía disponibles, las interacciones por efecto Compton no son importantes en un plasma degenerado.

y las cantidades  $\kappa^2$  y  $\beta_F$  son:

$$\kappa^2 = \frac{2\pi\alpha\hbar^3 c}{m_u k} \frac{\rho}{T} \sum_j \frac{X_j Z_j}{A_j} \frac{1}{p_F}, \quad \beta_F = \frac{p_F^2}{m_e^2 c^2 + p_F^2}, \quad (2.154)$$

con:

$$p_F^2 = \hbar \left( \frac{3\pi^2 \rho}{\mu_e m_u} \right)^{1/3}. \quad (2.155)$$

En las expresiones de arriba  $\alpha_{26} = \alpha_a/10^{-26}$ ,  $T_8 = T/10^8$  K,  $Z_j$  es el número atómico,  $X_j$  la abundancia por unidad de masa y  $A_j$  el número másico correspondientes a la especie nuclear  $j$ ,  $\alpha$  es la constante de estructura fina,  $\rho$  la densidad,  $\mu_e$  es el peso molecular medio del electrón,  $m_u$  es la unidad de masa atómica,  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío y  $h$ , la constante de Planck ( $\hbar = h/2\pi$ ).

Para el caso de correlaciones iónicas fuertes ( $\Gamma > 1$ ), relevante en el interior de las enanas blancas, la expresión de la emisión de axiones DFSZ por efecto bremsstrahlung en un plasma degenerado dada por Nakagawa et al. (1987, 1988), es

$$\epsilon_{(\Gamma>1)} = 10.8 \alpha_{26} T_8^4 \sum_j \frac{Z_j^2 X_j}{A_j} F_j, \quad (2.156)$$

donde  $F_j$  debe calcularse según las fórmulas de interpolación dadas por Nakagawa et al. (1988) para  $Z \geq 2$ .

#### 2.4.2. Implementación numérica de la emisión de axiones

La incorporación de la emisión de axiones por el modelo DFSZ al LPCODE, para diferentes regímenes (grado de degeneración y de correlación iónica) y por distintos procesos, fue realizada por Miller Bertolami (2009). En el código se incluye la emisión de axiones por efecto Compton y por efecto bremsstrahlung. La emisión por efecto Compton se incorporó según Raffelt & Weiss (1995), y en ella se incluye un factor que caracteriza la pérdida de relevancia de dicho efecto frente a la degeneración del plasma. La emisión por efecto bremsstrahlung para un plasma no degenerado es una versión adaptada de Raffelt (1996). Para el caso degenerado, la emisión de axiones depende del grado de correlación iónica. Para correlaciones iónicas débiles se sigue el tratamiento de Raffelt & Weiss (1995) adaptado para un plasma multicomponente. En el caso de correlaciones iónicas fuertes se utiliza una expresión adaptada de los cálculos de Nakagawa et al. (1988, 1987). Por último, mencionamos que para la implementación de la emisión de axiones se modifica la ecuación 2.25 que caracteriza la variación de la luminosidad, agregando el término de la emisión de axiones  $\epsilon_{ax}$ :

$$\frac{\partial l}{\partial m} = \epsilon_{nuc} - \epsilon_\nu - \epsilon_{ax} - c_P \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\delta}{\rho} \frac{\partial P}{\partial t}. \quad (2.157)$$

donde  $\epsilon_{ax}$  está dado, en el régimen de enana blanca, por las ecuaciones 2.152 y 2.156 de la sección 2.4.1. La incorporación de la emisión de axiones se incluye simplemente como un término de pérdida de energía en la ecuación 2.25 debido a que estas partículas se escaparían del interior de las enanas blancas prácticamente sin volver a interactuar con la materia estelar, por poseer caminos libres medios grandes. En condiciones solares el camino libre medio es del orden de  $10^{23}$  cm (Raffelt 1986). Teniendo en cuenta la densidad media en una enana blanca, el camino libre medio de los axiones en estas estrellas sería aproximadamente del orden de  $10^8$  veces el radio de la enana blanca.





## CAPÍTULO 3

---

# PULSACIONES EN ESTRELLAS iHe-sdOB

“Flicker, yes flicker.  
There it is, a little less faint,  
a little more of your flame.  
Feel it warm your skin,  
part of you trapped within.”

---

Tori Amos, *Flicker*

Entre las clases de subenanas calientes pulsantes mencionadas en la introducción, las dos más conocidas y estudiadas son las clases de pulsadores rápidos sdBVr y pulsadores lentos sdBVs. La mayoría de las subenanas calientes pulsantes pertenecen a alguna de estas dos clases, que se encuentran graficadas en la figura 3.1 en un diagrama de temperatura efectiva vs. gravedad superficial (al que llamaremos diagrama de Kiel). Las sdBVr o V361 Hya<sup>1</sup>, descubiertas por [Kilkenny et al. \(1997\)](#) pulsán con períodos en el rango de  $\sim 80\text{--}400$  s correspondientes a modos  $p$ , y poseen temperaturas efectivas mayores a  $\sim 30000$  K. Las sdBVs o V1093 Her<sup>2</sup> descubiertas por [Green et al. 2003](#), pulsán con períodos en el rango de  $\sim 2500\text{--}8000$  s correspondientes a modos  $g$ , poseen temperaturas efectivas menores a  $\sim 30000$  K y gravedades superficiales en general mayores a las sdBVr (ver figura 3.1). Algunas subenanas calientes presentan un espectro compuesto tanto de modos  $g$  como modos  $p$ . Estas estrellas híbridas, que poseen temperaturas efectivas correspondientes a la zona intermedia entre la banda de inestabilidad de las estrellas sdBVs y sdBVr, se encuentran graficadas con símbolos de dos colores en el la figura 3.1.

Prácticamente al mismo tiempo que el descubrimiento de [Kilkenny et al. \(1997\)](#), [Charpinet et al. \(1996\)](#) propusieron que debían haber estrellas sdB pulsando debido al mecanismo  $\kappa$  actuando en la zona de ionización parcial de algún elemento más pesado que el He, siempre y cuando la metalicidad en la zona de excitación fuera alta. También propusieron que la opacidad causante de las pulsaciones se podía deber a la acción de la levitación radiativa aumentando la abundancia de hierro (Fe) en la zona de excitación de pulsaciones. [Charpinet et al. \(1997\)](#) ampliaron este estudio encontrando períodos inestables del orden de los observados en las estrellas sdBVr en ese momento. Las pulsaciones de las estrellas sdBVs también fueron interpretadas como consecuencia del mecanismo  $\kappa$  actuando en la zona de ionización parcial del Fe<sup>3</sup> por [Fontaine et al. \(2003\)](#), aunque en dicho trabajo no podían reproducir

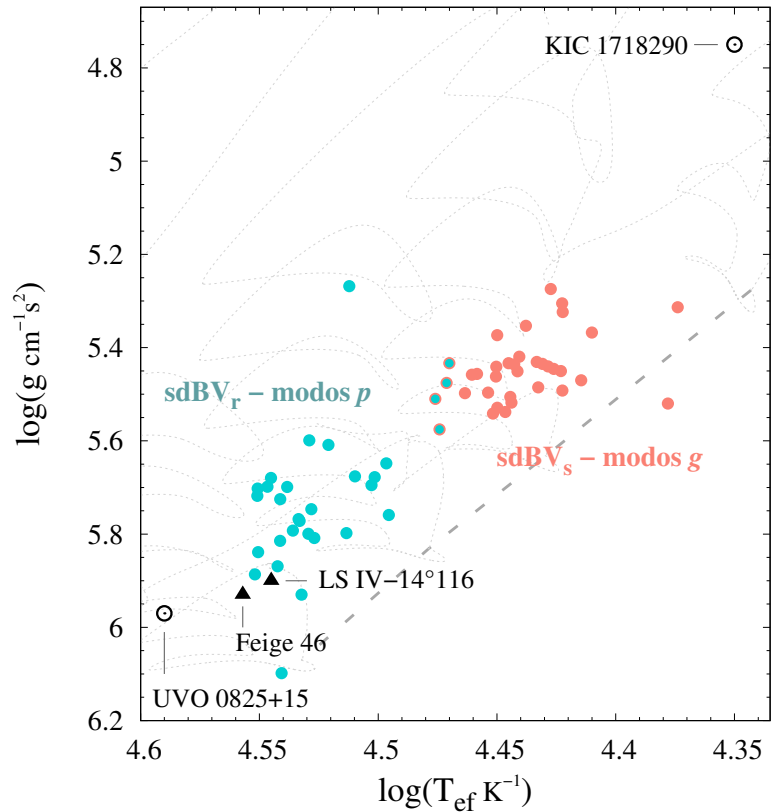
---

<sup>1</sup>En la literatura al principio fueron llamadas EC14016, ya que EC14016-2647 es el nombre de catálogo (Edinburgh Cape) de V361 Hya, la primera pulsante conocida de esta clase. Esta clase a veces aparece también como sdBVp.

<sup>2</sup>Llamadas al principio PG1716, ya que PG1716+426 es el nombre de catálogo (Palomar Green) de V1093 Her. A veces llamadas también sdBVg.

<sup>3</sup>La ionización parcial de los electrones de la capa  $M$  del Fe.

**Figura 3.1.** Temperatura efectiva vs. gravedad superficial de estrellas sdB pulsantes. Los datos de las estrellas sdBVs (en rojo), las sdBVr (en celeste) y las híbridas (en celeste y rojo) fueron tomados de [Randall et al. \(2016\)](#). En círculos y triángulos negros se encuentran graficadas las estrellas iHe-sdOB pulsantes, KIC 1718290 ([Østensen et al. 2012](#)), LS IV-14°116 ([Green et al. \(2011\)](#)) Feige 46 ([Latour et al. 2019b](#)) y UVO 0825+15 ([Jeffery et al. 2017](#)). También se encuentran graficadas la ZAEHB (línea rayada) y secuencias evolutivas en el escenario de hot-flasher (líneas punteadas) calculadas en este trabajo.



las temperaturas efectivas observadas, obteniendo una banda de inestabilidad con un borde azul más frío que el observado. Trabajos posteriores en el estudio de la inestabilidad de las sdBVs y sdBVr dejaron en claro que un aumento de la abundancia de elementos del grupo del Fe en la zona de ionización parcial de estos elementos, es efectivamente necesaria para la excitación de las pulsaciones ([Charpinet et al. 2001](#); [Jeffery & Saio 2006a,b, 2007](#); [Bloemen et al. 2014](#)). En particular, [Jeffery & Saio \(2006b\)](#) encontraron que el borde azul de la banda de inestabilidad de las estrellas sdBVs puede ser mejor reproducido si se tiene en cuenta la contribución a la opacidad del níquel (Ni), sugiriendo que el mecanismo  $\kappa$  actúa no solamente debido al pico de opacidad producido por el Fe, sino también por otros elementos del grupo del Fe. El borde caliente de la banda de inestabilidad observada de las estrellas sdBVs fue nuevamente estudiado en el trabajo de [Bloemen et al. \(2014\)](#), incluyendo el cálculo de la levitación radiativa en modelos evolutivos según [Hu et al. \(2011\)](#). En este trabajo derivaron una banda de inestabilidad para modelos con y sin mezcla turbulenta en la envoltura (la mezcla se produciría debido a la alta opacidad del Fe en los modelos). En el primer caso obtienen un borde azul más caliente que el observado ( $\sim 30000$  K), encontrando modelos con al menos 10 modos excitados hasta  $\sim 33500$  K. Al incluir mezcla turbulenta en la envoltura encuentran que los modelos más calientes con al menos 10 modos excitados tienen temperaturas del orden de  $\sim 30000$  K. Todos estos modos excitados corresponden a valores de  $\ell = 1, 2$  y/o  $3$ , aunque es esperable que la mayoría de los modos observados no supere el valor de  $\ell = 2$ . En general, valores de  $\ell$  menores se excitan a temperaturas menores, por lo que puede que el borde azul para  $\ell = 1$  y  $2$  sea un poco más frío que el reportado en el trabajo.

En la figura 3.1 graficamos también las cuatro estrellas pulsantes enriquecidas en helio que mencionamos en la introducción. Estas son LS IV-14°116 ([Ahmad & Jeffery 2005](#)), Feige 46 ([Latour et al. 2019b](#)), UVO 0825+15 ([Jeffery et al. 2017](#)), y KIC 1718290 ([Østensen et al.](#)

Estrella	$T_{\text{ef}}/K$	$\log(g \text{ cm}^{-1}\text{s}^2)$	$\log(n(\text{He})/n(\text{H}))$	Rango de períodos
LS IV-14°116 <sup>[1,2,3]</sup>	$35150 \pm 111$	$5.88 \pm 0.02$	$-0.62 \pm 0.01$	1950–5080 s
Feige 46 <sup>[4]</sup>	$36120 \pm 230$	$5.93 \pm 0.04$	$-0.32 \pm 0.03$	2294–3400 s
UVO 0825+15 <sup>[5]</sup>	$38900 \pm 270$	$5.97 \pm 0.11$	$-0.57 \pm 0.01$	10.8–13.3 h
KIC 1718290 <sup>[6]</sup>	$22350 \pm 200$	$4.75 \pm 0.03$	$-0.49 \pm 0.04$	1–12 h

**Tabla 3.1.** Propiedades observadas de las cuatro estrellas iHe-sdOB conocidas. [1]: Ahmad & Jeffery (2005), [2]: Green et al. (2011), [3]: Randall et al. (2015), [4]: Latour et al. (2019b), [5]: Jeffery et al. (2017), [6]: Østensen et al. (2012).

2012. En la tabla 3.1 se encuentran la temperatura efectiva, gravedad superficial, abundancia numérica de He respecto a la de H, y el rango de períodos observados de las cuatro estrellas. Aunque en el trabajo de Bloemen et al. (2014) el borde azul de la banda de inestabilidad de las sdBVs es más caliente ( $\sim 33500$  K), no resulta sencillo explicar oscilaciones correspondientes a modos  $g$  para una temperatura efectiva como la de LS IV-14°116 ( $\sim 35000$  K) mediante el mecanismo  $\kappa$  actuando en la zona de ionización de los elementos del grupo del Fe, incluso incluyendo la levitación radiativa en el cálculo evolutivo. Además, si ese fuera el mecanismo detrás de sus pulsaciones, esperaríamos encontrar estrellas tipo sdBVs entre 30000 K y 35000 K, que no se observan. Por lo tanto, las pulsaciones de LS IV-14°116, Feige 46 y UVO 0825+15 probablemente se deban a otro mecanismo de pulsación. Si bien recientemente fue propuesto por Saio & Jeffery (2019) que las pulsaciones de LS IV-14°116 y Feige 46 puedan deberse al mecanismo  $\kappa$  actuando en las zonas de ionización parcial del O y C, para que esto ocurra la estrella debe estar compuesta, en la zona de ionización parcial del C y el O, prácticamente sólo por esos elementos. No resulta trivial encontrar un escenario evolutivo posible que pueda crear un objeto de estas características. Respecto a KIC 1718290, si bien podría pertenecer al grupo de las sdBVs por su temperatura efectiva, sus períodos son extremadamente largos en comparación con otras estrellas sdBVs (tabla 3.1). Esto, sumado al enriquecimiento en He de su atmósfera, motiva estudiar la posibilidad de otros mecanismos de excitación para las pulsaciones de KIC 1718290. Debido al enriquecimiento en He de estas cuatro estrellas, una posibilidad es que sean estrellas en la pre-rama horizontal, es decir, en la etapa de los subflashes del He (Naslim et al. 2010). Dos mecanismos de excitación de pulsaciones que pueden potencialmente operar en esta etapa son el mecanismo  $\epsilon$  y el estocástico. En este capítulo presentamos el estudio realizado durante el doctorado del mecanismo  $\epsilon$  (sección 3.1) y el mecanismo estocástico (sección 3.2) durante la etapa de los subflashes del He en modelos de subenanas calientes calculados en el escenario de hot-flasher. Los resultados presentados en este capítulo fueron publicados en Battich et al. (2018) y Miller Bertolami et al. (2020).

### 3.1. Mecanismo $\epsilon$

Miller Bertolami et al. (2011) propusieron que las pulsaciones en LS IV-14°116 podían deberse al mecanismo  $\epsilon$  actuando en los subflashes del He (en este momento, las pulsaciones de Feige 46 y UVO 0825+15 no habían sido aún descubiertas, y KIC 1718290 no había llamado la atención). En este trabajo realizaron un estudio no adiabático de las pulsaciones durante los subflashes del He en una secuencia evolutiva de masa  $M_{\star} = 0.4737 M_{\odot}$ . A partir de este estudio encontraron varios modos  $g$  de pulsación excitados debido al mecanismo  $\epsilon$ , con un rango de períodos de  $\sim 600$ –2100 s, algo más cortos que los de LS IV-14°116. A pesar de esto último, el trabajo de Miller Bertolami et al. (2011) demuestra el potencial del mecanismo  $\epsilon$

**Tabla 3.2.** Abundancias iniciales (en la ZAMS) por fracción de masa, de las secuencias evolutivas calculadas.  $x$  ( $y$ ) es la abundancia inicial de H (He), y  $z$  la metalicidad.

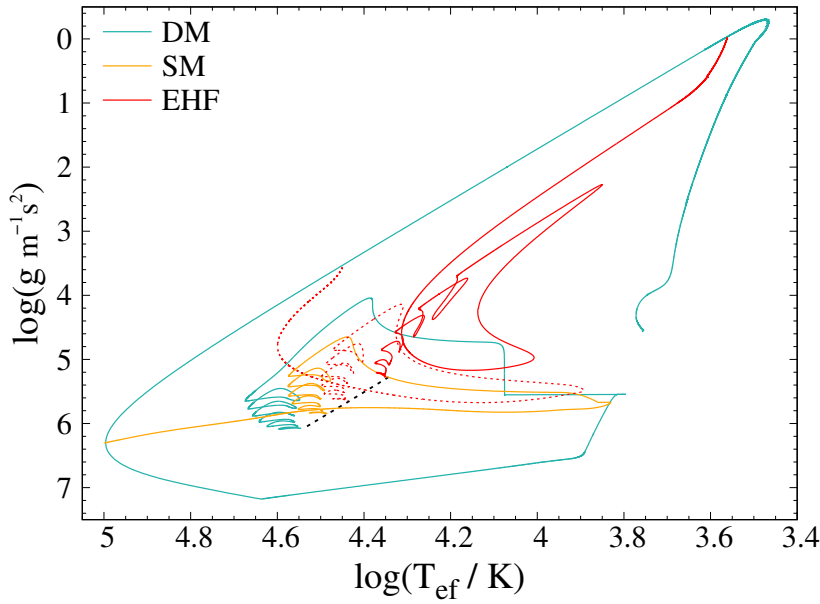
$x$	$y$	$z$
0.752	0.247	0.001
0.695	0.285	0.02
0.58	0.4	0.02

para excitar pulsaciones asociadas a modos  $g$  en los subflashes del He, a temperaturas efectivas y gravedades superficiales compatibles con las de LS IV-14°116. Esto nos motivó a estudiar la banda de inestabilidad del mecanismo  $\epsilon$  en esta etapa evolutiva, y estudiar la dependencia de los períodos excitados con diferentes valores de temperatura efectiva, gravedad superficial y grado armónico. En esta sección presentamos este trabajo y comparamos nuestros resultados con las cuatro estrellas iHe-sdOB pulsantes conocidas.

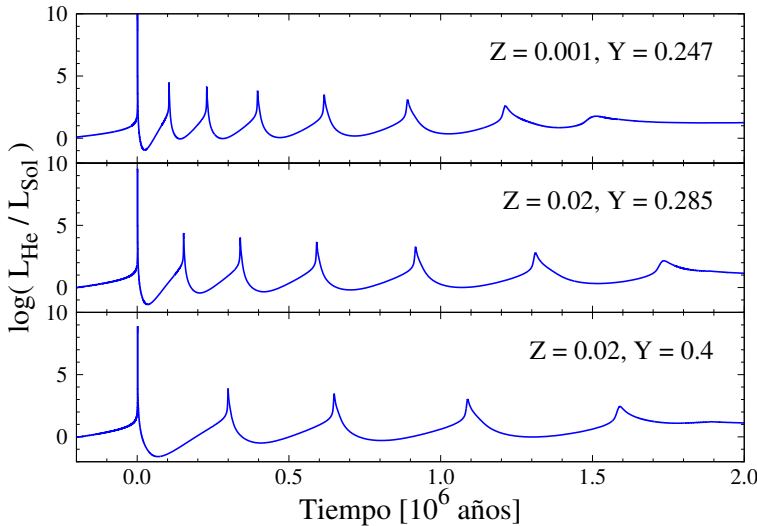
#### 3.1.1. Secuencias evolutivas calculadas

Para el estudio de la banda de inestabilidad por mecanismo  $\epsilon$ , construimos modelos de la pre rama horizontal azul y extendida en el escenario de hot-flasher (pre-BHB y pre-EHB). Para esto, calculamos una secuencia evolutiva de una estrella de  $1 M_{\odot}$  desde la ZAMS y durante la RGB. En la parte más luminosa de la RGB, removimos diferentes valores de masa de la envoltura de H, mediante una pérdida de masa artificialmente aumentada. Para el propósito de este trabajo el valor particular de la masa en la ZAMS y el tratamiento detallado de la pérdida de masa en la RGB no resultan relevantes, dado que, como vimos en el capítulo anterior, es la masa total de la estrella al momento del flash del He lo que determina el comportamiento posterior de las secuencias evolutivas. Realizamos tres conjuntos de simulaciones numéricas correspondientes a diferentes composiciones químicas iniciales. Las composiciones iniciales adoptadas se muestran en la tabla 3.2. Dos conjuntos de secuencias evolutivas fueron calculadas con valores canónicos de la abundancia de He ( $0.2 < y < 0.3$ ), acorde con la relación  $y = 2z + 0.245$ , donde  $y$  y  $z$  son la abundancia por masa de He y de elementos más pesados que el He (metalicidad) respectivamente. Basándonos en la evidencia de poblaciones estelares enriquecidas en He en cúmulos globulares (v.g. [Marino et al. 2017](#)), decidimos calcular un conjunto de secuencias evolutivas con  $y = 0.4$ , para caracterizar el impacto del enriquecimiento en He en las características de las pulsaciones excitadas por mecanismo  $\epsilon$ . Calculamos un total de 22 secuencias evolutivas en el escenario de hot-flasher, obteniendo, para los tres conjuntos de abundancias químicas iniciales, secuencias de hot-flasher temprano (EHF), en las que las abundancias superficiales luego del flash no se ven afectadas, y secuencias de hot flasher tardío (a las que en este capítulo llamaremos SM y DM para distinguir las que sufren mezcla profunda de las que no). En la figura 3.2 se encuentran graficadas cuatro secuencias correspondientes a los distintos tipos de hot-flasher en un diagrama de Kiel correspondientes al grupo de secuencias con  $z = 0.02$ . Con el escenario de EHF poblamos la pre-BHB y la pre-EHB hasta  $T_{\text{ef}} \sim 37000$  K. En los hot-flasher tardíos, los modelos tienen temperaturas mayores, hasta  $T_{\text{ef}} \sim 50000$  K (dependiendo de la metalicidad).

En la figura 3.3 mostramos la evolución típica de la luminosidad por quema de He ( $L_{\text{He}}$ ) en la etapa del flash y los subflashes del He. De igual manera que ocurre en los flashes del He en secuencias canónicas (sin pérdida de masa aumentada), en nuestros modelos  $L_{\text{He}}$  alcanza valores tan altos como  $L_{\text{He}} \sim 1.3 \times 10^{10} L_{\odot}$  ( $L_{\text{He}} \sim 3.6 \times 10^9 L_{\odot}$ ) para  $z = 0.001$  ( $z = 0.02$ ) y abundancias estándar de helio. La energía liberada en los flashes del He en el caso de  $y = 0.4$  es alrededor de un factor 4 menor que en el caso de composiciones iniciales canónicas de He ( $L_{\text{He}} \sim 8.1 \times 10^8 L_{\odot}$ ). Además, el número de subflashes es menor para valores mayores de  $z$  y de  $y$ . Esta tendencia se debe a que el grado de degeneración y la masa del núcleo son menores para valores mayores de  $z$  y de  $y$ . En todos los casos, la escala de tiempo de la etapa



**Figura 3.2.** Diagrama de Kiel para cuatro secuencias con metalicidad inicial  $z = 0.02$ . En rojo se encuentran graficadas secuencias de hot-flasher temprano (EHF), en naranja una secuencia de hot-flasher tardío con mezcla superficial (SM) y en celeste una secuencia de hot-flasher tardío con mezcla profunda (DM). Graficamos también la ZAEHB (línea punteada negra) obtenida según las secuencias calculadas en este trabajo para  $z = 0.02$ .

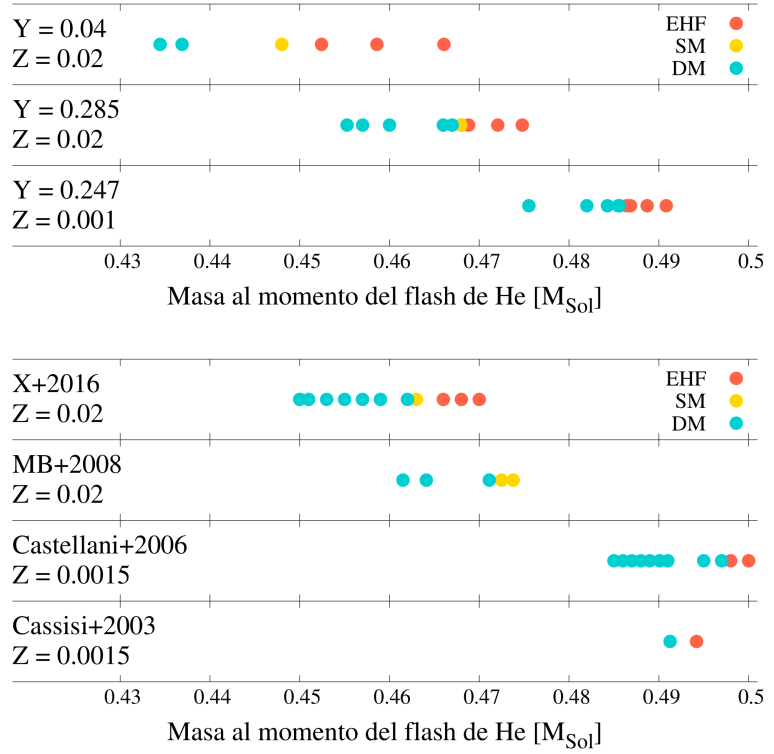


**Figura 3.3.** Luminosidad debido a la energía nuclear liberada en la etapa del flash de He y de los subflashes. El tiempo está medido desde el momento de máxima luminosidad por liberación de energía nuclear en el flash de He.

de subflashes es de alrededor de  $2 \times 10^6$  años.

El panel superior de la figura 3.4 muestra la masa de los modelos estelares al momento del encendido del He para cada elección de las composiciones químicas iniciales. La masa al momento del encendido de He es menor para valores mayores de  $z$  e  $y$ . Las estrellas con abundancias mayores de He durante la secuencia principal poseen un peso molecular mayor en el interior. Debido a esto, son más calientes y luminosas que estrellas con abundancias canónicas de He, para un dado valor de masa. En particular, como tienen temperaturas más altas en el núcleo durante la etapa de RGB, la temperatura para iniciar la quema de He se alcanza a valores menores de la masa del núcleo de He (Salaris & Cassisi 2005). Por lo que, debido a la relación que existe entre la luminosidad y la masa del núcleo (Kippenhahn et al. 2012), los modelos de hot-flasher con abundancias iniciales de He altas son menos luminosos, y se ubican a gravedades superficiales mayores en el diagrama de Kiel que los modelos con abundancia canónica de He.

El comportamiento cualitativo de las secuencias calculadas en este trabajo es el mismo que en trabajos previos (D'Cruz et al. 1996; Brown et al. 2001; Cassisi et al. 2003; Miller



**Figura 3.4.** Panel superior: masa de los modelos estelares al momento del encendido del He para distintos valores de composiciones químicas iniciales. Panel inferior: Lo mismo que el panel superior, pero para modelos calculados en los trabajos de Xiong et al. (2017) (X+2016) y Miller Bertolami et al. (2008) (MB+2008) para  $z = 0.02$ ; y Castellani et al. (2006) (Castellani+2006) y Cassisi et al. (2003) (Cassisi+2003) para  $z = 0.0015$ .

Bertolami et al. 2008). Para comparar con nuestros modelos, en el panel inferior de la figura 3.4 mostramos las masas al momento del flash de He obtenidas por Cassisi et al. (2003) y Castellani et al. (2006) para metalicidad  $z = 0.0015$ ; y por Miller Bertolami et al. (2008) y Xiong et al. (2017) para  $z = 0.02$ . Las masas de nuestros modelos para  $z = 0.001$  son menores que aquellas calculadas por Cassisi et al. (2003) y Castellani et al. (2006), a pesar que en estos últimos trabajos la metalicidad es más alta. Esto se puede deber a que en el LPCODE se adoptan las opacidades conductivas de Cassisi et al. (2007), que fueron calculadas posteriormente a la publicación de los trabajos de Cassisi et al. (2003) y Castellani et al. (2006). Las masas al momento del flash de He para metalicidades iniciales de  $z = 0.02$  de las secuencias calculadas en este trabajo son similares a las obtenidas por Miller Bertolami et al. (2008) y Xiong et al. (2017) para el mismo valor de metalicidad. En particular, los valores de Xiong et al. (2017) son levemente menores, mientras los valores de Miller Bertolami et al. (2008) son levemente mayores que los encontrados en este trabajo. En general, encontramos que los rangos de masa para la ocurrencia de cada uno de los tipos de hot-flasher depende de la metalicidad inicial de las secuencias, como fue encontrado en otros trabajos (v.g. Miller Bertolami et al. (2008), ver figura 2.8). Sin embargo, como puede verse en la figura 3.4, los rangos en masa que encontramos para la ocurrencia de un hot-flasher con mezcla superficial (SM) son menores que los rangos encontrados por Miller Bertolami et al. (2008). De hecho, sólo dos de las veintidós secuencias calculadas resultan ser un SM, una con abundancia inicial de He  $y = 0.4$ , y la otra con  $y = 0.285$ . Para el conjunto de secuencias con abundancia inicial de He  $y = 0.4$ , dada la distancia en masa que hay en la grilla de modelos, no podemos determinar el rango de masas para la ocurrencia de un SM. Sí, en cambio, lo hicimos en los conjuntos de secuencias con valores iniciales canónicos de la abundancia de He. Para  $z = 0.02$  encontramos un sólo valor de SM, y dada la diferencia en masa entre el EHF más masivo y el DM menos masivo, el rango de masa para la ocurrencia de un SM es de  $\delta M_{\star}^{\text{SM}} \lesssim 10^{-3}$ . Para  $z = 0.001$  directamente no encontramos una secuencia de tipo SM, y el rango de masas para la ocurrencia de un SM resulta  $\delta M_{\star}^{\text{SM}} < 10^{-6} M_{\odot}$ . Tanto para  $z = 0.02$  y  $z = 0.001$  (y



abundancia canónica de He), encontramos un caso de DM en el que el máximo de la liberación de energía por quema de He es significativamente menor ( $L_{\text{He}} \sim 10^8 L_{\odot}$ ) que un caso estándar de DM ( $L_{\text{He}} \sim 10^{10} L_{\odot}$ ). Aún así, en estas dos secuencias la mezcla debida a la zona convectiva generada por el flash de He es profunda, y las abundancias cambian prácticamente como en un caso estándar de DM. A estos casos los denominamos DM\*, y resultan ser un caso intermedio entre un DM y un SM\* (según denominados por [Miller Bertolami et al. \(2008\)](#), ver sección 2.1.5). Las abundancias superficiales en la ZAEHB (EHB de edad cero), luego de los episodios de mezcla, serán presentadas en el capítulo 4, en donde compararemos con valores observados en estrellas eHe-sdOB.

### 3.1.2. Análisis de estabilidad

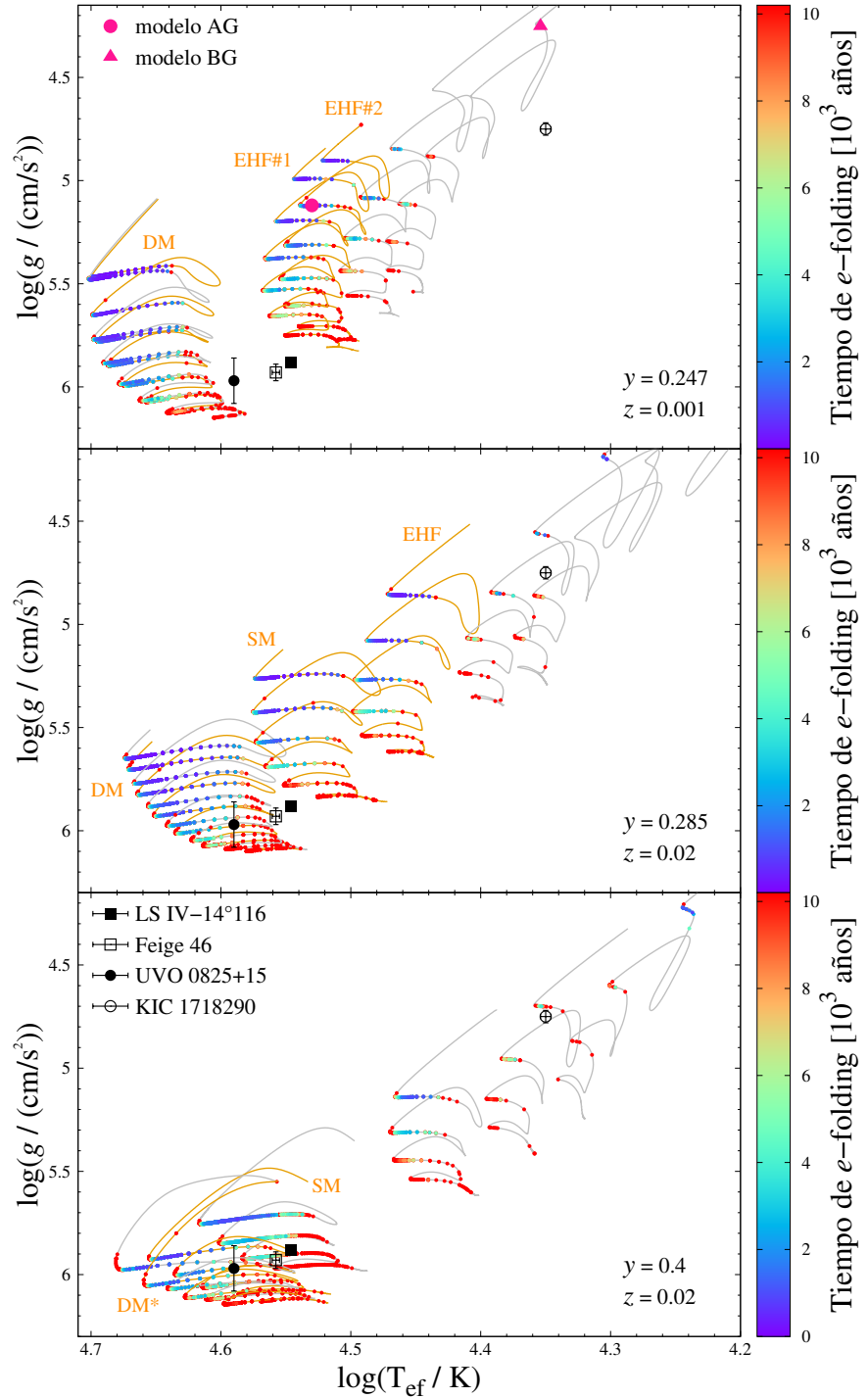
Para cada una de las secuencias evolutivas calculadas, realizamos el cálculo de pulsaciones no-radiales no-adiabáticas en aproximadamente 300 a 800 modelos estelares (el número varía según las abundancias químicas iniciales) en la etapa de los subflashes del He, y de manera de cubrir la totalidad de esta etapa. Para cada uno de estos modelos exploramos modos de grado armónico  $\ell = 1$  con períodos en el rango de 50–7000 s. Para una de estas secuencias evolutivas ( $z = 0.02$ ,  $y = 0.4$ ,  $M_{\star} = 0.445 M_{\odot}$ ) realizamos también cálculos de modos normales correspondientes a grados armónicos  $\ell = 2$  y 3, para determinar la dependencia de los períodos de modos excitados con el valor de  $\ell$ .

En este trabajo encontramos una nueva región teórica de inestabilidad en el diagrama  $\log T_{\text{ef}} - \log g$  debido al mecanismo  $\epsilon$  actuando en los subflashes del He en estrellas de la pre-rama horizontal. Las inestabilidades pulsacionales corresponden a modos  $g$  de alto e intermedio orden radial (i.e., valor de  $k$ ), en acuerdo con lo encontrado en el trabajo de [Miller Bertolami et al. \(2011\)](#). El dominio de inestabilidad en el diagrama de Kiel predicho por nuestros cálculos corresponde a la intersección entre las secuencias evolutivas durante los subflashes del helio y los bordes de temperatura y gravedad dados por:  $T_{\text{ef}} \gtrsim 22000 \text{ k}$  y  $\log g \gtrsim 4.8$ . Modelos de la pre-EHB atraviesan inestabilidades pulsacionales debido al mecanismo  $\epsilon$ , mientras que modelos de la pre-BHB son estables frente al mecanismo  $\epsilon$ . Esto se puede ver en la figura 3.5, en donde graficamos la etapa de los subflashes de las secuencias calculadas (las secuencias más frías donde ningún modo resulta excitado no fueron graficadas, sino solamente las necesarias para determinar el borde rojo de la inestabilidad), y en donde los modelos donde hay modos inestables se encuentran graficados con puntos de colores. Los bordes del dominio de inestabilidad a altas temperaturas y gravedades superficiales son una consecuencia directa de la posición de las secuencias evolutivas correspondientes al escenario de hot-flasher en el diagrama de Kiel. Para entender la razón detrás de los límites inferiores en temperatura y gravedad del dominio de inestabilidad, se requiere un análisis más detallado de la excitación de los modos y los procesos de amortiguamiento de las oscilaciones. Primero analizaremos la razón física para la existencia de estos bordes inferiores en temperatura y gravedad. Luego, nos abocaremos al estudio detrás del rango de períodos inestables y discutiremos las escalas de tiempo de la excitación. En la siguiente sección comparamos con las estrellas observadas y discutimos los resultados.

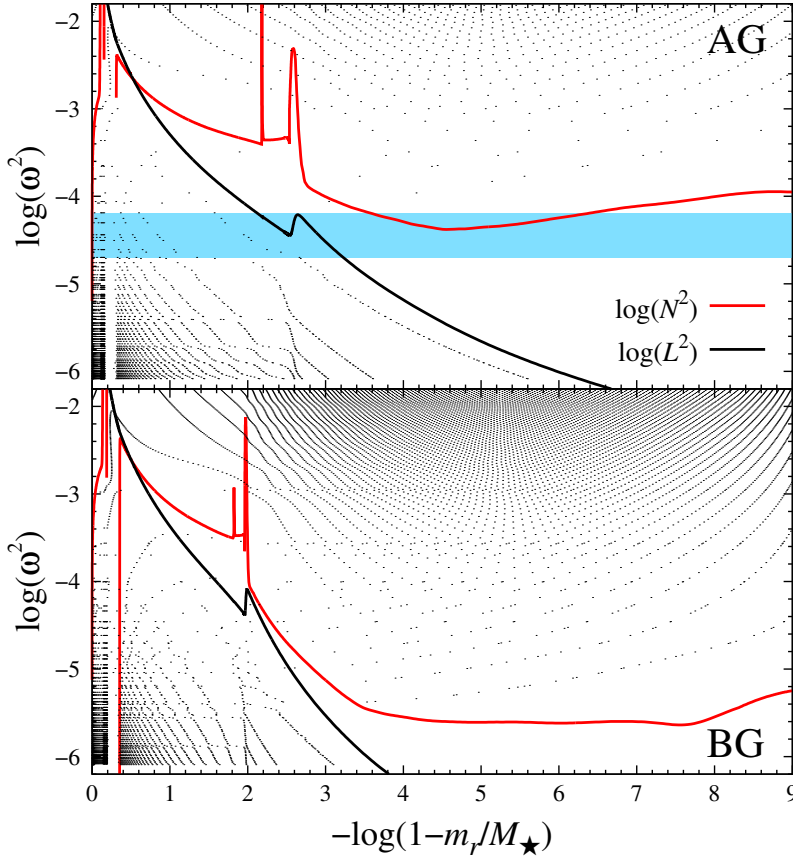
### Excitación y desexcitación de modos pulsacionales

Todos los modos  $g$  tienen amplitudes relativamente altas en las capas en donde los subflashes del He ocurren, y en consecuencia, todos los modos experimentan cierto grado de excitación por el mecanismo  $\epsilon$ . Pero como mencionamos en el capítulo anterior, que un modo resulte inestable o no, está determinado por la competencia entre los procesos que lo excitan y los procesos que lo estabilizan. En la figura 3.6 mostramos un diagrama de propagación





**Figura 3.5.** Etapa de los subflashes de He en el diagrama de Kiel (líneas grises y naranjas). Los puntos coloreados corresponden a modelos con modos excitados. El código de colores muestra el mínimo valor de tiempo de  $e$ -folding para cada modelo. Para las secuencias evolutivas graficadas en naranja listamos propiedades pulsacionales en la tabla 3.3. La posición de LS IV-14°116 (Ahmad & Jeffery 2005), Feige 46 (Lator et al. 2019b), UVO 0825+15 (Jeffery et al. 2017), y KIC 1718290 (Østensen et al. 2012) se muestran con símbolos negros. En el panel superior, en símbolos rosas, se encuentran graficados los modelos de la figura 3.6.

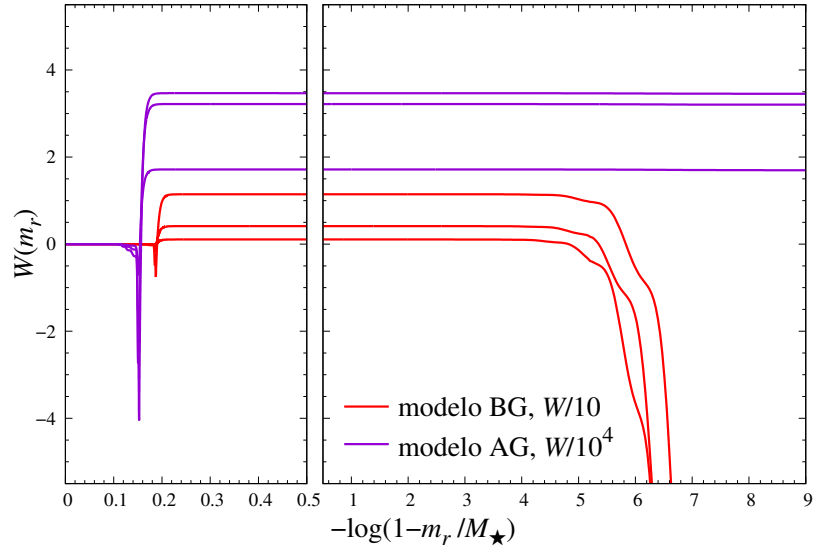


**Figura 3.6.** Diagramas de propagación. La frecuencia de Brunt-Väisälä se encuentra graficada en líneas rojas mientras que la frecuencia de Lamb en líneas negras. Los puntos negros corresponden a los nodos de las autofunciones radiales. Todas las frecuencias son frecuencias angulares, y se grafica el logaritmo de su cuadrado. El panel superior corresponde al modelo AG y el panel inferior al modelo BG. En el panel superior se encuentra resaltado en celeste el rango de frecuencias de los modos excitados.

de dos modelos diferentes (modelos AG y BG en la figura 3.5) correspondientes al pico de liberación de energía de un subflash del He, en donde el logaritmo del cuadrado de la frecuencia de Brunt-Väisälä (Lamb) se encuentra graficada en violeta (rojo). La frecuencia de Brunt-Väisälä presenta dos picos cerca de  $\log(1 - m_r/M_\star) = -2$ . El pico más externo corresponde a la transición He-H, y el más interno corresponde a la posición más externa que alcanzó el borde convectivo durante el flash principal de He, que reduce la abundancia de He en 0.04 % y aumenta la abundancia de  $^{12}\text{C}$ . La mayoría de los nodos de las autofunciones radiales se encuentran agrupados en el núcleo, en particular, en las regiones donde la frecuencia de Brunt-Väisälä toma valores altos. Al rededor de  $\log(1 - m_r/M_\star) = -0.2$  la frecuencia de Brunt-Väisälä cae a cero en la zona convectiva (la zona sin nodos en el diagrama). La zona de excitación de pulsaciones se encuentra localizada en la base de esta zona convectiva. El modelo en el panel superior de la figura 3.6 corresponde a un modelo de alta gravedad superficial y alta temperatura efectiva, con  $\log g = 5.12$ ,  $\log T_{\text{ef}}/K = 4.53$ , y  $M_\star = 0.4868 M_\odot$ , y lo llamaremos modelo AG, de “alta gravedad”. El panel inferior de la figura 3.6, en cambio, corresponde a un modelo de baja gravedad superficial y baja temperatura efectiva, con  $\log g = 4.25$ ,  $\log T_{\text{ef}}/K = 4.35$ , y  $M_\star = 0.4908 M_\odot$ , y lo llamaremos modelo BG, por “baja gravedad”. La ubicación de estos modelos en el diagrama de Kiel se encuentra en la figura 3.5. El modelo AG posee modos inestables con períodos en el rango de  $\sim 880\text{--}1130\text{s}$ , mientras que el modelo BG no posee modos globalmente inestables. La frecuencia de Brunt-Väisälä ( $N$ ) del modelo BG toma valores más pequeños en las capas más externas de la estrella. De hecho, como mencionamos en la sección 2.3.2, la frecuencia  $N$  puede escribirse como

$$N^2 = \frac{g^2 \rho \chi_T}{p \chi_\rho} \left( \nabla_{ad} + \nabla - \frac{1}{\chi_T} \sum_{i=1}^{n-1} \chi_{X_i} \frac{d \ln X_i}{d \ln p} \right), \quad (3.1)$$

**Figura 3.7.** Integral de trabajo  $W(m_r)$  correspondiente a tres modos de cada modelo de la figura 3.6. El modelo BG (AG) se encuentra graficado en rojo (violeta). La integral de trabajo está normalizada arbitrariamente para cada modelo, para poder graficarlas en un mismo diagrama.



en donde se ve explícitamente la dependencia de  $N$  con la gravedad  $g$ . Por lo que es esperable que en el modelo de baja gravedad superficial, la frecuencia de Brunt-Väisälä tome valores menores en la envoltura. Esto trae consecuencias en el espectro de períodos. En el modelo BG, todos los modos con períodos menores a 3000 s ( $\log \omega^2 > -5.3$ ) oscilan como modos mixtos, es decir, se comportan como modos  $g$  en el interior, y como modos  $p$  en la envoltura. En este modelo, algunos de estos modos son localmente excitados en el interior debido al mecanismo  $\epsilon$ . Sin embargo, son fuertemente desexcitados en la envoltura, donde vibran como modos  $p$ , resultando en modos globalmente estables. En contraste, en el modelo AG, donde la frecuencia de Brunt-Väisälä toma valores más altos en la envoltura, modos con períodos mayores a  $\sim 800$  s son exclusivamente modos  $g$  que vibran en el interior, y no se ven tan afectados por los efectos de desexcitación radiativa en la envoltura. Esto puede verse en la figura 3.7, en donde graficamos la integral de trabajo<sup>4</sup> para tres modos de cada modelo. En el panel superior puede verse que la integral de trabajo de todos los modos se torna positiva al rededor de  $-\log(1 - m_r/M_\star) \sim 0.2$ , que es la zona de generación de energía nuclear por el subflash de He. De esta forma vemos que los seis modos se excitan por mecanismo  $\epsilon$ . En el panel inferior, sin embargo, puede verse que las integrales de trabajo de los tres modos correspondientes al modelo BG decrecen en la envoltura, llegando a la superficie con un valor negativo. Esto significa que estos modos son desexcitados en la envoltura. En contraste, las integrales de trabajo de los modos del modelo AG, si bien decrecen algo en la envoltura (casi imperceptible en el gráfico), se mantienen positivos, por lo que estos modos no son tan afectados por los mecanismos de desexcitación de la envoltura, que es principalmente el de desexcitación radiativa. Para que esto ocurra, los modos deben oscilar como modos  $g$  y no ser mixtos. Por ende, los modos que pueden resultar globalmente inestables son los que poseen frecuencias menores al mínimo local de  $N$  en la envoltura ( $N_{\min}$ ), que en el modelo graficado se encuentra a aproximadamente  $-\log(1 - m_r/M) \sim 4.5$ . Los modos con frecuencias mayores a  $N_{\min}$  son modos mixtos que oscilan como modos  $p$  en la envoltura y resultan fuertemente desexcitados en esa zona. Si bien los modos  $g$  no son afectados por la desexcitación radiativa

<sup>4</sup>La integral de trabajo  $W(m_r)$ , es la integral que presentamos en la sección 2.3.3, pero donde la integral en masa se hace desde el centro hasta la capa  $m_r$ , por lo que representa el trabajo realizado por la esfera de masa  $m_r$  sobre la capa superior adyacente. Lo que determina si el modo es inestable o no, es el signo de la integral de trabajo en la superficie, es decir, cuando se integró sobre todas las capas de la estrella. En las zonas en las que  $W(m_r)$  decrece hay desexcitación del modo, mientras que en las zonas donde crece, hay excitación del modo.

en la envoltura, sí son afectados por la desexcitación radiativa en el núcleo de la estrella. De hecho, como mencionamos en la sección 2.3.3, la tasa de desexcitación radiativa para modos  $g$  puede escribirse como (bajo la aproximación de difusión):

$$\eta_{\text{rad}}(r) = \frac{16\sigma T^3}{3\rho^2 \kappa c_p} k_r^2 \quad (3.2)$$

donde  $k_r$  es el número de onda local. De la relación de dispersión para modos  $g$  con frecuencias  $\omega \ll N, L$  se tiene que

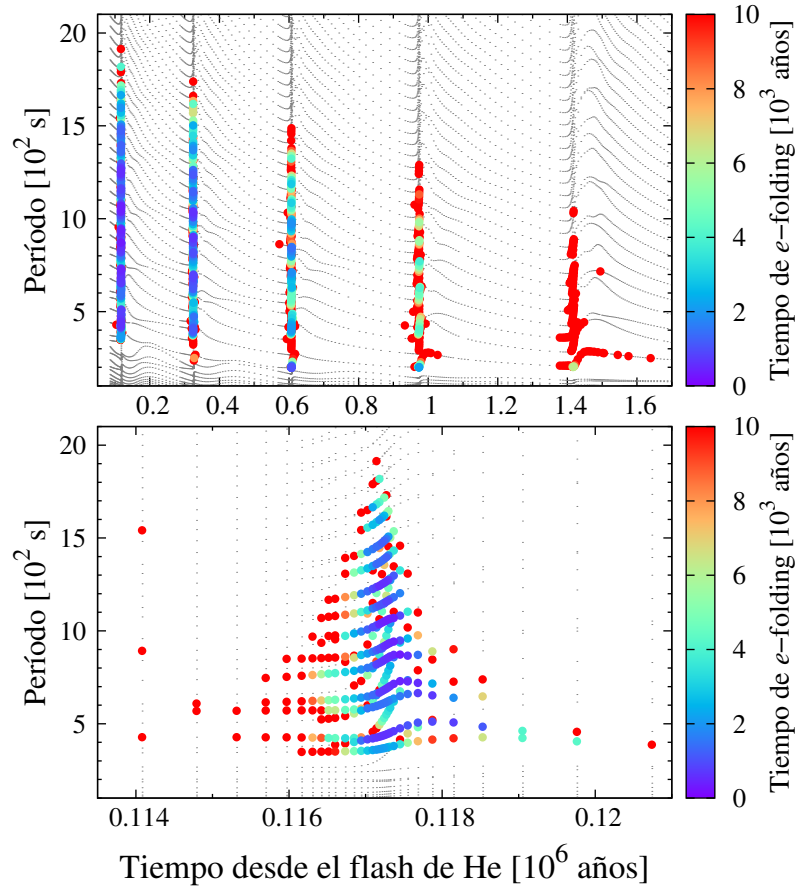
$$k_r = \frac{\sqrt{\ell(\ell+1)}N}{r\omega}. \quad (3.3)$$

Por lo que podemos ver que frecuencias más bajas se corresponden con números de onda localmente mayores, y resultan más afectados por la desexcitación radiativa. En modos con frecuencias menores que cierto valor, la desexcitación radiativa en el núcleo empieza a ser más importante que la excitación por mecanismo  $\epsilon$ , y resultan globalmente estables.

Habiendo discutido los mecanismos de excitación y desexcitación de los modos, regresemos al motivo de los límites en gravedad superficial y temperatura efectiva de la banda de inestabilidad. A medida que el valor de  $g$  de los modelos es menor, menor es también la frecuencia de Brunt-Väisälä en la envoltura, por la dependencia de ésta con la gravedad. Para algún valor bajo de  $g$ , el mínimo local (en la envoltura) de la frecuencia de Brunt-Väisälä es lo suficientemente bajo, como para que todos los modos  $g$  puros ( $\omega < N_{\text{min}}$ ) resulten efectivamente estabilizados por desexcitación radiativa en el núcleo de la estrella. Mientras que los modos con  $\omega > N_{\text{min}}$  son modos mixtos que resultan fuertemente desexcitados en la envoltura, al oscilar allí como modos  $p$ . El valor de  $g$  al que aproximadamente ocurre esto determina el límite inferior de gravedad de la banda de inestabilidad por mecanismo  $\epsilon$ . El límite inferior en temperatura efectiva (en general denominado borde rojo), queda determinado por la relación que existe entre la gravedad superficial y la temperatura efectiva de los modelos. Modelos con menor gravedad superficial tienden a tener, también, menor temperatura efectiva. Además, el primer subflash es siempre el que libera mayor cantidad de energía nuclear, y el que tiene mayor capacidad de excitar los modos. A medida que ocurren los subflashes, el mecanismo  $\epsilon$  es cada vez menos eficiente. En las secuencias evolutivas más frías, los primeros subflashes ocurren a gravedades superficiales muy bajas, en donde todos los modos son efectivamente estables. En sucesivos subflashes, donde los modelos poseen gravedades superficiales más altas y la desexcitación es cada vez menos importante, resulta que la excitación por mecanismo  $\epsilon$  es, también, cada vez menos importante, y ninguno o pocos modelos presentan modos excitados. Por lo que el borde inferior en gravedad superficial junto con la dependencia de la eficiencia del mecanismo  $\epsilon$  con el número de subflash, determinan el borde rojo de la banda de inestabilidad. Como mencionamos al principio, el borde azul de la banda de inestabilidad (a altas temperaturas) y el borde superior en gravedad superficial, quedan determinados por la posición de las secuencias en el diagrama de Kiel. Los modelos más calientes de subenanas no llegan más allá de los 50000 K (lo cual también determina aproximadamente la gravedad). De hecho, la temperatura efectiva a la que se ubican aproximadamente las secuencias durante el subflash depende de la masa de la envoltura de H,  $M_{\text{H}}$ . El límite en temperatura efectiva está dado por  $M_{\text{H}} = 0$ .

### Propiedades de los modos pulsacionales inestables

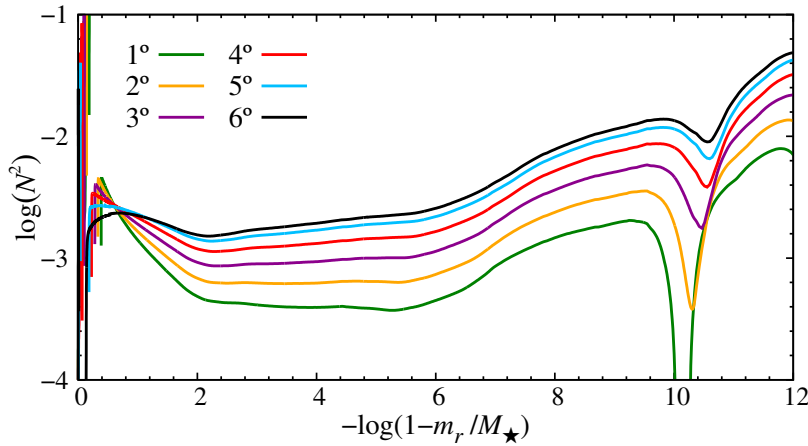
Obtuvimos modos excitados ( $\ell = 1$ ) con períodos en el rango  $P \sim 200\text{--}2000$  s, y órdenes radiales en el rango  $k \sim 1\text{--}25$ . En todos los casos, a medida que suceden los subflashes, el rango de períodos excitados se acorta (particularmente el período más largo excitado). Esto



**Figura 3.8.** Panel superior: período vs. tiempo desde el máximo de liberación de energía del flash de He para una secuencia de  $z = 0.02$ ,  $y = 0.285$  y  $M_{\star} = 0.457M_{\odot}$  (secuencia en naranja marcada como DM en el panel intermedio de la figura 3.5). Los períodos correspondientes a modos excitados están graficados en color, y el código de color corresponde al tiempo de  $e$ -folding. Panel inferior: primer subflash de la secuencia del panel superior.

se puede ver en la figura 3.8 en donde graficamos el espectro de períodos como función del tiempo de una secuencia evolutiva con  $z = 0.02$ ,  $y = 0.285$  y  $M_{\star} = 0.456 M_{\odot}$ . Los períodos correspondientes a modos excitados se muestran coloreados según el tiempo de  $e$ -folding, que proporciona una medida de qué tan rápido crecen las amplitudes del modo (ver sección 2.3.3). El movimiento global del espectro de períodos a valores más cortos a medida que ocurren los subflashes es una consecuencia natural de que la estrella se va contrayendo a medida que se acerca a la ZAEHB. Más específicamente, el límite inferior en los períodos (límite superior en las frecuencias) está determinado por el mínimo local de la frecuencia de Brunt-Väisälä ( $N_{\min}$ ), discutido previamente. El valor de  $N_{\min}$  aumenta levemente con cada subflash. Esto puede verse en la figura 3.9, que muestra la frecuencia de Brunt-Väisälä en el modelo correspondiente al máximo de liberación de energía de cada subflash de la misma secuencia de la figura 3.8. Como consecuencia del aumento de  $N_{\min}$  con el número de subflash, el período mínimo excitado en cada subflash es levemente menor. Por otro lado, de la figura 3.8 podemos ver que para el período máximo excitado, la tendencia a acortarse con el número de subflash es significativamente más notoria. Este límite se debe a la desexcitación radiativa de los modos  $g$  en el núcleo de la estrella. Para períodos más largos que el excitado, la desexcitación radiativa se vuelve más importante que la excitación por mecanismo  $\epsilon$ . En nuestros modelos, este límite superior de los períodos excitados es de  $\sim 2000$  s en el primer subflash ( $\ell = 1$ ). A medida que ocurren los subflashes, la energía nuclear liberada es cada vez menor, y el mecanismo  $\epsilon$  resulta menos eficiente, por lo que el período al cual la desexcitación radiativa comienza a ser más importante, es cada vez más corto.

El rango de los períodos excitados depende también del grado armónico  $\ell$ . Mientras que el límite inferior de los períodos no cambia con el valor de  $\ell$ , ya que depende del valor  $N$ , el límite



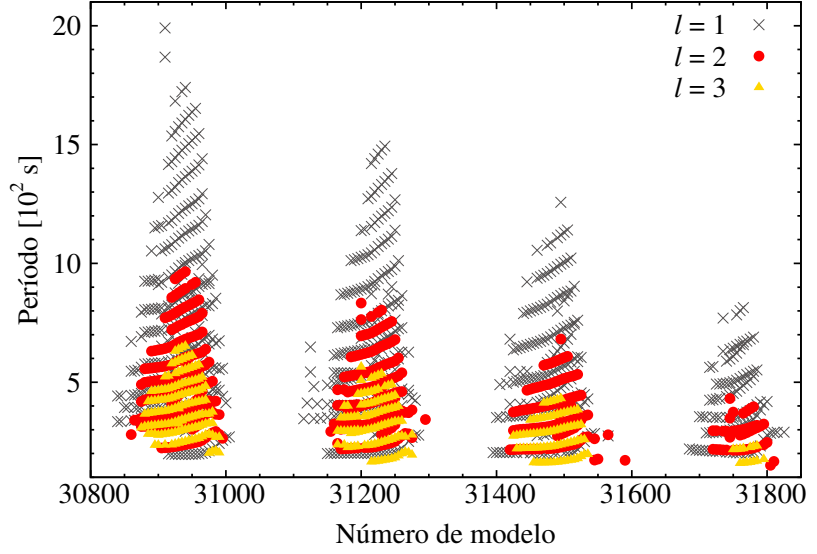
**Figura 3.9.** Frecuencia de Brunt-Väisälä ( $N$ ) de los modelos correspondientes al máximo de liberación de energía nuclear en cada subflash de la secuencia de la figura 3.8. El primer subflash corresponde a la línea verde (abajo), y hacia arriba, las líneas corresponden a subsiguientes subflashes.

superior de los períodos es menor para valores más altos de  $\ell$ . Esto puede verse en la figura 3.10, en donde mostramos los períodos para diferentes valores de  $\ell$ , para una de las secuencias calculadas. Esta tendencia del rango de períodos con el valor de  $\ell$  es una consecuencia de la dependencia de la desexcitación radiativa con el grado armónico (ver ecuaciones 3.2 y 3.3). Como  $\eta_{\text{rad}}$  crece con el valor de  $\ell$ , el período al cual la desexcitación radiativa sobrepasa a la excitación por mecanismo  $\epsilon$ , es más corto para valores más altos de  $\ell$ .

Otra característica de la excitación por mecanismo  $\epsilon$  en modelos atravesando subflashes del He, es la transición abrupta que se observa entre la región de excitación y de no excitación en el límite inferior de los períodos. El hecho de que la transición de modos excitados a modos estables sea abrupta o no, puede apreciarse principalmente en cómo varían los valores del tiempo de  $e$ -folding en dicha transición. En general, en el límite de cortos períodos, los modos son altamente excitados, mientras que a períodos inmediatamente más cortos, los modos resultan directamente estables. Esto se explica por la transición abrupta que existe entre el espectro de modos  $g$  al espectro de modos mixtos en el valor de frecuencia  $\omega = N_{\text{min}}$ . En contraste, la transición entre modos excitados y no excitados en el límite superior de los períodos ocurre de manera suave, a medida que la desexcitación radiativa es cada vez más importante (en períodos más largos). Además, a medida que el subflash va liberando más energía, períodos más largos se excitan, mientras que el período más corto excitado prácticamente no varía (panel inferior de la figura 3.8).

Un aspecto importante al estudiar excitación de pulsaciones, sobre todo en etapas rápidas de la evolución estelar, es si el tiempo en el que tardan en crecer las amplitudes de los modos es menor que el tiempo en el que la estrella atraviesa la etapa de inestabilidad. Como mencionamos anteriormente, el tiempo de  $e$ -folding ( $\tau$ ) es una medida del tiempo en el que la amplitud de un dado modo inestable crece hasta valores observables. Por ende, para que el mecanismo  $\epsilon$  excite modos que puedan resultar observables, debe tenerse que, al menos para algunos modos,  $\tau < \Delta t_{\text{ex}}$ , donde  $\Delta t_{\text{ex}}$  es el tiempo total en el que está operando el mecanismo  $\epsilon$ . Nuestros cálculos predicen que para todas las composiciones químicas iniciales, hay varios modelos que poseen un número alto de modos con valores de  $\tau$  menores que  $\Delta t_{\text{ex}}$ . Por lo tanto, obtenemos que el mecanismo  $\epsilon$  actuando en los subflashes del He en estrellas de la pre-EHB es capaz de excitar pulsaciones que resulten observables. En la tabla 3.3 presentamos cantidades pulsacionales para cada subflash, correspondientes a las secuencias seleccionadas en la figura 3.5. En la segunda columna tabulamos la máxima luminosidad por quema de He en cada subflash. La tercera columna muestra una estimación de  $\Delta t_{\text{ex}}$ . Al valor de  $\Delta t_{\text{ex}}$  lo calculamos como el intervalo de tiempo en el que los modos son excitados con tiempos de  $e$ -folding más cortos que la duración del flash. Mientras que a la duración del flash la consideramos como

**Figura 3.10.** Períodos vs. número de modelo para una secuencia de  $z = 0.02$ ,  $y = 0.4$  y  $M_* = 0.445 M_\odot$ , para valores del grado armónico  $\ell = 1$  (cruces grises), 2 (puntos rojos) y 3 (triángulos amarillos). Esta secuencia se encuentra identificada como SM (en naranja) en el panel inferior de la figura 3.5.



el intervalo de tiempo en el que la luminosidad por quema de He cumple  $\log(L_{\text{He}}/L_\odot) > 2$ . En la columna 4 tabulamos el número de modos con valores de  $\tau$  menores que  $\Delta t_{\text{ex}}$ . Dado que son éstos los modos que resultan efectivamente inestables, las cantidades en todas las columnas siguientes de la tabla 3.3 fueron calculadas teniendo en cuenta únicamente estos modos. Las cantidades  $\tau_{\text{min}}$  y  $\langle \tau \rangle$  indican los tiempos de  $e$ -folding mínimo y promedio de cada subflash, respectivamente. Los valores de  $\tau_{\text{min}}$  son al rededor de un orden de magnitud menor que la duración del flash,  $\Delta t_{\text{ex}}$ . Como se puede ver tanto en la tabla 3.3 como en las figuras 3.5 y 3.8, los valores de  $\tau$  son más cortos durante los primeros subflashes, cuando la quema de He es más intensa (mayor liberación de energía nuclear) y en consecuencia el mecanismo  $\epsilon$  es más eficiente. La excepción a esta regla son aquellas secuencias evolutivas en las cuales los primeros subflashes ocurren a gravedades superficiales más bajas que el límite de la región de inestabilidad.

### Tasas de cambio de períodos

Como mencionamos en la introducción, a partir de tasas de cambio de período ( $\dot{P}$ ) observadas en estrellas subenanas calientes pulsantes podríamos deducir si una estrella está o no atravesando la etapa de los subflashes, por esto, resulta de sumo interés calcular los valores de  $\dot{P}$ . En la tabla 3.3 presentamos los valores medios de  $\dot{P}$  que obtenemos para cada subflash,  $\langle \dot{P} \rangle$ , la dispersión del conjunto de modos excitados en el subflash respecto a esos valores medios,  $\sigma_{\dot{P}}$ , y el valor máximo,  $\dot{P}_{\text{max}}$ . Debido a los grandes cambios en la estructura de las estrellas en la etapa de los subflashes, como consecuencia de la liberación repentina de energía, los períodos de los modos  $g$  se ven altamente afectados, con valores típicos de la tasa de cambio de períodos del orden de  $\langle \dot{P} \rangle \sim 10^{-5} - 10^{-7}$  s/s (ver tabla 3.3). Esto corresponde a un cambio secular en el período típico entre 1 y 300 segundos por año, que debería resultar medible, y que determinaría unívocamente el estadio evolutivo de las estrellas, ya que no hay otra etapa tan rápida en la vida de estrellas de baja masa (excepto el flash principal del He, que es una etapa aún más rápida). Los valores que encontramos en este trabajo para las tasas de cambio de períodos son aún más altos que los encontrados en el trabajo de [Silva Aguirre et al. \(2008\)](#), para modos radiales de estrellas RR-Lyrae que se encuentran en la etapa de los subflashes,  $\langle \dot{P} \rangle \sim 10^{-8}$  s/s. Esta diferencia se deba a que, contrario a las pulsaciones de las RR-Lyrae, en nuestros modelos los modos excitados son modos  $g$ , que vibran principalmente



#Sf	$\log \lambda$	$\Delta t_{\text{ex}}$ [año]	#mod $\tau < \Delta t_{\text{ex}}$	$\langle \tau \rangle$ [año]	$\tau_{\text{min}}$ [año]	$P_{\text{max}}$ [s]	$P_{\text{min}}$ [s]	$\langle \dot{P} \rangle$ [s/s]	$\sigma_{\dot{P}}$ [s/s]	$\dot{P}_{\text{max}}$ [s/s]
Mezcla profunda (DM), $Z = 0.02$ and $Y = 0.285$										
1	4.3	3454	162	1.46E+03	3.30E+02	1665.5	355.8	1.03E-05	1.51E-05	8.63E-05
2	4.0	4809	114	2.23E+03	6.24E+02	1618.2	374.9	3.35E-06	4.94E-06	2.94E-05
3	3.6	9489	111	4.30E+03	1.02E+03	1364.9	198.0	1.72E-06	2.44E-06	1.15E-05
4	3.2	12375	69	6.85E+03	2.21E+03	1130.5	199.8	9.55E-07	1.03E-06	3.59E-06
5	2.7	19050	34	1.29E+04	6.22E+03	732.5	202.3	4.53E-07	4.34E-07	1.62E-06
Mezcla superficial (SM), $Z = 0.02$ and $Y = 0.285$										
1	4.3	3454	123	1.46E+03	3.30E+02	1665.5	355.8	1.03E-05	1.51E-05	8.63E-05
2	4.0	4809	92	2.23E+03	6.24E+02	1618.2	374.9	3.35E-06	4.94E-06	2.94E-05
3	3.6	9489	66	4.30E+03	1.02E+03	1364.9	198.0	1.72E-06	2.44E-06	1.15E-05
4	3.2	12375	51	6.85E+03	2.21E+03	1130.5	199.8	9.55E-07	1.03E-06	3.59E-06
5	2.7	19050	11	1.29E+04	6.22E+03	732.5	202.3	4.53E-07	4.34E-07	1.62E-06
Hot-flasher temprano (EHF) $Z = 0.02$ and $Y = 0.285$										
1	4.4	904	15	6.63E+02	3.33E+02	1287.8	874.5	4.23E-05	3.33E-05	1.38E-04
2	4.0	6061	62	2.36E+03	7.45E+02	1494.0	643.3	1.54E-05	1.27E-05	6.15E-05
3	3.6	5197	41	3.00E+03	1.31E+03	1223.1	423.2	5.71E-06	4.40E-06	2.10E-05
4	3.2	9659	30	6.56E+03	3.94E+03	997.7	435.0	2.18E-06	1.63E-06	5.75E-06
5	2.8	14499	14	1.22E+04	9.36E+03	605.5	379.3	9.15E-07	6.17E-07	2.41E-06
Mezcla profunda (DM), $Z = 0.001$ and $Y = 0.247$										
1	4.7	1171	125	5.23E+02	9.86E+01	1688.0	417.1	5.29E-05	5.63E-05	3.11E-04
2	4.4	2953	165	1.31E+03	1.60E+02	1847.0	366.7	1.68E-05	2.05E-05	9.73E-05
3	4.1	4791	124	2.19E+03	4.74E+02	2482.9	383.6	5.81E-06	7.52E-06	3.92E-05
4	3.8	7336	89	3.46E+03	1.11E+03	1378.4	204.5	2.43E-06	3.01E-06	1.41E-05
5	3.4	11888	76	5.54E+03	1.55E+03	1157.6	202.3	1.50E-06	1.66E-06	6.17E-06
6	3.0	20884	63	1.03E+04	3.72E+03	931.3	205.9	1.43E-06	2.98E-06	2.17E-05
7	2.5	16504	5	1.35E+04	1.14E+04	220.4	211.7	3.03E-07	2.27E-07	7.15E-07
Hot-flasher temprano (EHF#1), $Z = 0.001$ and $Y = 0.247$										
1	4.5	2176	54	1.03E+03	2.36E+02	1492.8	900.9	5.36E-05	3.87E-05	1.32E-04
2	4.1	1948	45	1.03E+03	4.74E+02	1277.7	637.7	2.27E-05	1.46E-05	6.30E-05
3	3.8	3249	34	1.84E+03	1.05E+03	1226.7	617.4	9.14E-06	6.21E-06	2.71E-05
4	3.5	12853	53	5.53E+03	1.62E+03	1320.8	395.9	3.70E-06	2.39E-06	9.77E-06
5	3.1	23348	44	1.11E+04	5.51E+03	1680.4	388.8	1.76E-06	1.01E-06	4.03E-06
Hot-flasher temprano (EHF#2), $Z = 0.001$ and $Y = 0.247$										
1	4.5	534	17	4.01E+02	2.27E+02	1268.1	832.4	4.81E-05	3.88E-05	1.33E-04
2	4.1	2249	42	1.17E+03	4.57E+02	1530.3	637.9	1.94E-05	1.78E-05	5.74E-05
3	3.8	3425	33	1.97E+03	1.16E+03	1222.8	418.9	8.06E-06	8.81E-06	2.64E-05
4	3.5	7773	45	4.42E+03	2.39E+03	1160.6	409.5	4.01E-06	4.88E-06	9.78E-06
5	3.0	10318	25	7.40E+03	5.63E+03	782.3	392.4	2.64E-06	3.92E-06	1.27E-05
6	2.6	18704	5	1.56E+04	1.22E+04	1098.1	397.6	6.35E-07	1.06E-06	2.51E-06
Mezcla profunda (DM*), $Z = 0.02$ and $Y = 0.4$										
1	3.6	10361	116	4.68E+03	1.01E+03	1443.3	193.9	8.30E-07	1.48E-06	7.34E-06
2	3.1	14353	67	8.71E+03	2.84E+03	1105.1	196.0	2.37E-07	4.09E-07	1.65E-06
3	2.5	21340	17	1.63E+04	9.47E+03	679.7	198.0	1.64E-07	1.99E-07	7.21E-07
Mezcla superficial (SM), $Z = 0.02$ and $Y = 0.4$										
1	3.9	7390	147	3.21E+03	6.14E+02	1606.7	195.9	1.74E-06	2.81E-06	1.68E-05
2	3.4	11049	91	5.53E+03	1.45E+03	1345.2	198.9	1.03E-06	1.42E-06	6.22E-06
3	3.0	18389	62	1.03E+04	3.75E+03	1012.4	199.6	5.42E-07	6.31E-07	2.49E-06
4	2.4	14663	3	1.37E+04	1.34E+04	203.9	202.1	2.04E-07	1.83E-07	5.74E-07

**Tabla 3.3.** Propiedades pulsacionales de las secuencias seleccionadas en la figura 3.5. En orden las columnas corresponden a: el número de subflash, la luminosidad máxima por liberación de energía nuclear en cada subflash ( $\lambda = L_{\text{He}}^{\text{max}}$ ), el tiempo total en el que los modos están siendo efectivamente excitados ( $\Delta t_{\text{ex}}$ , ver texto para más detalles), el número de modos con tiempos de  $e$ -folding menores a  $\Delta t_{\text{ex}}$ , el valor medio y el valor mínimo de los tiempos de  $e$ -folding para cada subflash ( $\langle \tau \rangle$ ,  $\tau_{\text{min}}$ ), los períodos máximos y mínimos excitados ( $P_{\text{max}}$ ,  $P_{\text{min}}$ ), la tasa de cambio de período media ( $\langle \dot{P} \rangle$ ), la desviación estándar de las tasas de cambio de período para cada subflash ( $\sigma_{\dot{P}}$ ), y el valor máximo de la tasa de cambio de período ( $\dot{P}_{\text{max}}$ ). Las secuencias evolutivas tabuladas se encuentran graficadas en naranja en la figura 3.5 e identificadas con etiquetas naranjas.

en el núcleo, y resultan evanescentes en la zona convectiva que se desarrolla debido al subflash (y en la envoltura). En consecuencia, los modos  $g$  resultan más sensibles a cualquier cambio en la estructura del núcleo estelar.

#### 3.1.3. Discusión

Nuestros cálculos del mecanismo  $\epsilon$  actuando en los subflashes del He, predicen la excitación de modos  $g$  en modelos con valores de  $T_{\text{ef}}$ ,  $\log g$  y  $n(\text{He})/n(\text{H})$  similares a los valores medidos para las cuatro estrellas iHe-sdOB pulsantes (figura 3.5). Cuantitativamente, sin embargo, dado el rango de períodos excitados en nuestras secuencias ( $P \sim 200\text{--}2000$  s) se podría explicar únicamente los períodos más cortos observados (tabla 3.2). No obstante, la etapa de los subflashes es una etapa en la que el modelado estelar se encuentra poco confrontado con las observaciones (dado que no se identificó ninguna estrella atravesando esta etapa), y algunos detalles en el modelado pueden variar las predicciones sobre la inestabilidad de modos por el mecanismo  $\epsilon$ . En particular, si los subflashes fuesen más intensos que lo que obtenemos en este trabajo, los períodos excitados serían más largos. Motivos que podrían llevar a esta situación es el tratamiento en los bordes de la zona convectiva desarrollada por el subflash, o la intensidad de la emisión de neutrinos. La posibilidad de que los períodos excitados puedan ser más largos de lo calculado en este trabajo resulta interesante particularmente en el caso de LS IV-14°116 y Feige 46, que tienen períodos menores a 2 hs. Por el contrario, en los casos de UVO 0825+15 y KIC 1718290, que tienen períodos del orden de 10 hs, sus pulsaciones difícilmente puedan ser explicadas como consecuencia del mecanismo  $\epsilon$  actuando en los subflashes del He.

Por otro lado, se puede estimar aproximadamente el número esperado de estrellas subenanas calientes que se encuentran pulsando por mecanismo  $\epsilon$ . De la tabla 3.3 podemos ver que el tiempo total en el que las secuencias están atravesando etapas de inestabilidad pulsacional está entre  $\sim 35000$  años y  $65000$  años. Luego, comparando este tiempo con la escala de tiempo típica de toda la etapa pre-EHB (etapa de subflashes), que es del orden de  $\sim 2 \times 10^6$  años (ver figura 3.3), podemos estimar que alrededor de  $2 - 3\%$  de todas las estrellas en la pre-EHB deberían encontrarse pulsando debido al mecanismo  $\epsilon$ . Estimar cuántas estrellas pre-EHB hay en los catálogos actuales de subenanas calientes no es, sin embargo, tan directo. Debido a la corta duración de esta etapa ( $\sim 2 \times 10^6$  años) en comparación con la etapa de quema estable de He en el núcleo ( $\sim 100 \times 10^6$  años), las estrellas en la pre-EHB deberían ser 50 veces menos frecuentes que estrellas en la EHB (etapa de quema estable del He) en una muestra que abarque todas las estrellas en un dado volumen. Sin embargo, las estrellas en la pre-EHB pueden ser hasta un orden de magnitud más luminosas que las estrellas en la EHB y, por lo tanto, pueden ser detectadas a distancias mucho mayores (correspondientes a un volumen hasta 30 veces mayor) en muestras limitadas por un valor de magnitud. Por ende, el número de estrellas pre-EHB en un catálogo de estrellas subenanas calientes del campo galáctico puede representar algo más que el  $2\%$  del total. Bajo la suposición optimista de que la mayoría de las subenanas calientes enriquecidas en He son estrellas en la pre-EHB (debido a que la difusión aún no transformó sus atmósferas en puras de H), esperamos que  $\sim 1$  de las  $\sim 50$  He-sdOBs de la muestra de [Fontaine et al. \(2014\)](#), y  $\sim 10$  de las  $\sim 500$  He-sdOBs en el catálogo de [Geier et al. \(2017b\)](#), se encuentren pulsando por mecanismo  $\epsilon$ . Pero aún bajo la suposición más conservativa de que sólo  $\sim 2\%$  de todas las estrellas de una muestra de subenanas calientes se encuentran en la pre-EHB, y de éstas  $2.5\%$  se hallan pulsando por mecanismo  $\epsilon$ , esperaríamos que  $\sim 3$  de las 5874 estrellas del catálogo del campo galáctico de [Geier \(2020\)](#), se encuentren pulsando por mecanismo  $\epsilon$ .

Las estrellas subenanas calientes también se observan en cúmulos globulares, como  $\omega$  Cen ([Randall et al. 2016](#)) y NGC 2808 ([Brown et al. 2013](#)), por lo que cabe preguntarse cuál es la

posibilidad de detectar una estrella pulsando por mecanismo  $\epsilon$  en estos cúmulos globulares. El caso más favorable es el de  $\omega$  Cen, dado que es el más masivo y en el que, además, el 30 % de las estrellas de la rama horizontal se encuentra ubicada a temperaturas muy altas (Tailo et al. 2015), por lo que posee una importante población de estrellas en la EHB. Una estimación simple del número esperado de estrellas en la pre-EHB pulsando por mecanismo  $\epsilon$ , puede realizarse mediante el método del flujo evolutivo de Renzini (Greggio & Renzini 2011). En este método se aproxima el número de estrellas ( $N_j$ ) en una dada población estelar con una luminosidad total  $L_t$ , y para una fase evolutiva cuya duración es  $t_j$ , como:

$$N_j = B(t)L_t t_j, \quad (3.4)$$

donde  $B(t)$  es el flujo evolutivo específico, que es aproximadamente  $2 \times 10^{-11}$  estrellas por año y por luminosidad solar ( $\star s \text{ año}^{-1} L_\odot^{-1}$ , ver Greggio & Renzini 2011). En el caso de  $\omega$  Cen ( $\log L/L_\odot = 6.2$ , Harris 2010; Worthey 1994), tomando  $\sim 50000$  años como la duración total de la fase de excitación por mecanismo  $\epsilon$  y teniendo en cuenta que sólo el 30 % de la rama horizontal de  $\omega$  Cen son estrellas de la rama extendida, obtenemos  $N_j \simeq 0.4$ . Esto significa que sólo una estrella en todo el cúmulo estaría pulsando por mecanismo  $\epsilon$ . En otros cúmulos, en donde el número de estrellas en la EHB es mucho menor a  $\sim 1000$  estrellas, la situación es menos favorable. En consecuencia, basándonos en estas simples aproximaciones, parece improbable encontrar estrellas pulsando por mecanismo  $\epsilon$  en las ramas horizontales extendidas de cúmulos globulares.

### 3.1.4. Conclusiones

Nuestros cálculos predicen una nueva banda de inestabilidad para las subenanas calientes dada aproximadamente por  $22000 \text{ K} \lesssim T_{\text{ef}} \lesssim 50000 \text{ K}$ , y  $4.67 \lesssim \log g \lesssim 6.15$ . El rango de períodos excitados es de  $P \sim 200\text{--}2000 \text{ s}$ , lo que la centra en el diagrama  $\log T_{\text{ef}}\text{--}\log g$  a gravedades superficiales un poco más bajas que la banda de inestabilidad por mecanismo  $\kappa$ . Los modos excitados poseen períodos en el rango de  $P \sim 200\text{--}2000 \text{ s}$  correspondiente a modos  $g$  de bajo e intermedio orden radial, y esperamos que un número considerable de modos excitados obtengan amplitudes observables durante los subflashes del He. En particular, basándonos en estimaciones numéricas simples, esperamos que de 1 a 10 estrellas en las muestras actuales de subenanas calientes se encuentren pulsando por mecanismo  $\epsilon$ . Por lo que concluimos que nuestro trabajo puede constituir una base teórica para futuras búsquedas de estrellas pulsantes en el campo galáctico. Particularmente, las altas tasas de cambio de períodos que encontramos ( $\sim 1\text{--}300 \text{ s/año}$ ), deberían poder ser observadas e indicarían que la estrella se encuentra efectivamente atravesando la etapa de los subflashes.

Respecto a las cuatro estrellas iHe-sdOB pulsantes conocidas, las predicciones teóricas de este trabajo respecto a la banda de inestabilidad reproducen muy bien la ubicación en el diagrama de Kiel de estas cuatro estrellas. Sin embargo, los períodos observados son sistemáticamente más largos que los predichos por los cálculos teóricos. En los casos de KIC 1718290 y UVO 0825+15, sus largos períodos ( $\sim 10 \text{ hs}$ ) no pueden ser explicados por el mecanismo  $\epsilon$ , debido a que la desexcitación radiativa en el núcleo a órdenes radiales tan altos resulta muy efectiva. En los casos de LS IV-14°116 y Feige 46, podemos explicar los períodos más cortos observados en estas estrellas, así como sus valores de temperatura efectiva, gravedad superficial, y el enriquecimiento en He en la envoltura. En particular para estas estrellas, concluimos que el mecanismo  $\epsilon$  sigue siendo una de las mejores explicaciones posibles para el comportamiento de sus curvas de luz. Sin embargo, dado que el rango de períodos predicho no abarca el rango observado, es necesario seguir explorando escenarios alternativos, así como detalles en el modelado que puedan afectar la excitación por mecanismo  $\epsilon$ , como el tratamiento de los bordes convectivos.

### 3.2. Mecanismo estocástico

Como mencionamos anteriormente, el mecanismo estocástico es el responsable de las pulsaciones del Sol y de una gran cantidad de estrellas en la secuencia principal y gigantes rojas. La vasta mayoría de estas pulsaciones corresponden a modos  $p$ . Sin embargo, [Beck et al. \(2011\)](#) observaron también pulsaciones compatibles con modos  $g$ , y fue propuesto que el flash de He podría producir señales de modos  $g$  en el espectro de pulsaciones de estrellas RGB ([Bildsten et al. 2012](#); [Deheuvels & Belkacem 2018](#)). [Goldreich & Kumar \(1990\)](#) mostraron que la energía entregada por la convección a modos  $p$  ( $F_p$ ) y a modos  $g$  ( $F_g$ ) escalan como

$$F_p \propto M_{\text{conv}}^{15/2} F_{\text{conv}} \quad \text{y} \quad F_g \propto M_{\text{conv}} F_{\text{conv}}, \quad (3.5)$$

donde  $M_{\text{conv}}$  es el número de Mach convectivo,  $M_{\text{conv}} = v_{\text{conv}}/c_s$ , siendo  $v_{\text{conv}}$  la velocidad típica del material convectivo y  $c_s$  la velocidad del sonido. Las pulsaciones detectadas en los pulsadores tipo solares (modos  $p$  y  $g$ ) son excitadas por una zona convectiva externa. En una zona convectiva interna, como es el caso de la zona que se genera debido a los subflashes del He en estrellas de la pre-EHB, se tiene que  $M_{\text{conv}} \ll 1$ , por lo que estas zonas son incapaces de excitar modos  $p$ . La situación es en principio más favorable para modos  $g$ . [Samadi et al. \(2010\)](#) y [Shiode et al. \(2013\)](#) encontraron que modos  $g$  pueden ser excitados por la convección en el núcleo de estrellas masivas de la secuencia principal. Sin embargo, aunque la liberación por quema de H es alta en estas estrellas masivas, las amplitudes en la superficie que obtienen para los modos excitados son a lo sumo del orden de  $10 \mu\text{mag}$ , debido a que las oscilaciones son fuertemente desexcitadas en las envolturas de estas estrellas. En las estrellas sdOBs de la pre-EHB que se encuentran atravesando los flashes del He la situación puede resultar diferente. En los subflashes del He, la luminosidad alcanzada por quema de He es mucho mayor que en la quema estable de H de estrellas de alta masa, y la desexcitación radiativa en la envoltura es mucho menor debido simplemente a que la envoltura es mucho menos masiva y pequeña. Además, la masa de estas estrellas es un orden de magnitud menor que las estrellas masivas de la secuencia principal, lo cual implica que se requiere menos energía para excitar cualquiera de sus modos. Por otro lado, es esperable que las pulsaciones no radiales de baja amplitud sean mucho más fáciles de detectar en las atmósferas de las estrellas sdOB, dado que carecen de convección y vientos. Por otro lado, simulaciones hidrodinámicas en 2D y 3D del flash del He, predicen la formación de ondas de gravedad en los bordes de la zona convectiva interna ([Mocák et al. 2009](#)). Por todo esto, en este trabajo estudiamos la posibilidad de que el mecanismo estocástico excite modos  $g$  hasta amplitudes observables en modelos de subenanas calientes atravesando los subflashes del He en el escenario de hot-flasher, y comparamos los resultados con las cuatro estrellas iHe-sdOB pulsantes conocidas.

#### 3.2.1. Cálculos realizados

Como mencionamos anteriormente, el mecanismo estocástico puede excitar modos que resultan estables frente a cualquier mecanismo de autoexcitación de las estrellas. En consecuencia, estos modos no tienen un tiempo de  $e$ -folding asociado. Entonces, para determinar si un modo resulta excitado por mecanismo estocástico y alcanza amplitudes observables necesitamos calcular sus amplitudes en la superficie. Para esto, determinamos primero la energía de oscilación de los modos  $g$  cuando se alcanza el equilibrio, esto es, cuando la tasa de energía entregada al modo por la convección iguala a la tasa de pérdida de energía por procesos no adiabáticos. Según la ecuación 2.129, la energía de equilibrio para un modo está dada por  $E^{\text{eq}} = P/(2\eta)$ , donde  $P$  es la potencia entregada al modo por la convección y  $\eta$  el factor de desexcitación del modo debido a todos los procesos no adiabáticos. Al valor de  $\eta$  para cada

modo lo calculamos con el código LP-PUL que resuelve el problema linealizado de pulsaciones no-adiabáticas visto en la sección 2.3. A la potencia entregada a un modo de frecuencia  $\omega$  y grado armónico  $\ell$  la calculamos, siguiendo el trabajo de [Shiode et al. \(2013\)](#), como:

$$P = \frac{d\dot{E}_g}{d \ln \omega d\ell} N(\omega, \ell)^{-1}, \quad (3.6)$$

donde  $N(\omega, \ell) \simeq (n + \ell/2)(2\ell + 1)$  es el número de modos en un pequeño rango logarítmico de  $\omega$  (para un dado  $\ell$ ),  $n$  es el número de nodos de las autofunciones radiales y  $d\dot{E}_g/d \ln \omega d\ell$  es el espectro de potencia entregado por el movimiento convectivo a los modos  $g$ . Por ende, la energía de equilibrio queda,

$$E_{\text{modo}}^{\text{eq}}(\omega, \ell) = \frac{1}{2} \frac{d\dot{E}_g}{d \ln \omega d\ell} N(\omega, \ell)^{-1} \eta^{-1}. \quad (3.7)$$

Para obtener el espectro de potencia entregada a los modos  $g$ , hacemos la suposición de que la excitación ocurre en los bordes de la zona convectiva debido a “remolinos” del material convectivo, que pueden tomar distintos tamaños hasta un valor dado por el ancho de la zona donde ocurre la excitación y que “empujan” al material en la zona radiativa adyacente. También suponemos que la frecuencia de Brunt-Väisälä es discontinua en el borde convectivo formal. Esta suposición equivale a decir que la zona de transición entre el gradiente de temperatura adiabático  $\nabla_{\text{ad}}$  de la zona convectiva, y el gradiente radiativo  $\nabla_{\text{rad}}$  es una zona pequeña, en comparación, por ejemplo, con la escala de altura de la presión,  $H_p$ . Al ancho de la zona donde ocurre la excitación de modos  $g$  (borde de la zona convectiva) la parametrizamos con el parámetro  $\beta$  de tal manera que su ancho es  $\beta H_p$ . Dado que el ancho de esta zona de excitación es comparable a la zona de transición de los gradientes de temperatura, que suponemos que es pequeña, el valor de  $\beta$  debe ser en principio pequeño ( $\beta \lesssim 0.5$ ). Bajo estas suposiciones, el espectro de potencia puede escribirse como ([Goldreich & Kumar 1990](#); [Shiode et al. 2013](#)):

$$\frac{d\dot{E}_g}{d \ln \omega d\ell} = BM_{\text{conv}} L_{\text{conv}} \times \left( \frac{\omega}{\omega_{\text{conv}}} \right)^{-13/2} \ell^2 \left( \frac{\beta H_p}{r} \right)^3 \left( 1 + \ell \frac{\beta H_p}{r} \right) \exp \left[ - \left( \frac{\ell}{\ell_{\text{max}}} \right)^2 \right], \quad (3.8)$$

expresión que resulta válida en el rango de frecuencias  $\omega \geq \omega_{\text{conv}}$  y  $\ell \gtrsim 1$ , siendo  $\omega_{\text{conv}} = v_{\text{conv}}/(\beta H_p)$ . Modos con frecuencias mayores a  $\omega_{\text{conv}}$  pueden ser excitados sólo por remolinos de ancho mayor a  $\beta H_p$ , por lo que consideramos que no se excitan.  $L_{\text{conv}}$  es la luminosidad convectiva (potencia total del movimiento convectivo),  $\ell_{\text{max}} = (r/\beta H_p)(\omega/\omega_{\text{conv}})^{3/2}$ , y tanto  $r$  como  $H_p$  están evaluadas en los bordes convectivos. La zona convectiva generada por los subflashes del He no es central, debido a la emisión de neutrinos, y por ende posee dos bordes convectivos que entregan energía a los modos  $g$ . Por lo tanto, la energía recibida por cada modo es la suma de las energías recibida en cada borde convectivo ( $E_g^{\text{inf}}$  y  $E_g^{\text{sup}}$ ). El espectro de potencias resulta entonces,

$$\frac{d\dot{E}_g^{\text{tot}}}{d \ln \omega d\ell} = \frac{d\dot{E}_g^{\text{inf}}}{d \ln \omega d\ell} + \frac{d\dot{E}_g^{\text{sup}}}{d \ln \omega d\ell}. \quad (3.9)$$

A cada uno de los términos a la derecha de esta última ecuación los calculamos según la ecuación 3.8, con su correspondiente valor de  $r$  y  $H_p$ . A la velocidad y luminosidad convectivas las calculamos como el valor medio en una región de tamaño  $0.2H_p$  desde el borde convectivo formal hacia adentro de la zona convectiva. A los valores en esta región los calculamos según la teoría MLT,

$$v_{\text{conv}} = \left( \alpha_{\text{MLT}} \frac{acG}{3} \frac{m}{r^2 \kappa \rho} \frac{T^4}{P} \nabla_{\text{ad}} (\nabla_{\text{rad}} - \nabla) \right)^{1/3} \quad (3.10)$$

y

$$L_{\text{conv}} = \frac{16ac\pi}{3} \frac{GmT^4}{\kappa P} (\nabla_{\text{rad}} - \nabla), \quad (3.11)$$

donde el significado de cada símbolo es el mismo que en la sección 2.1.

Una vez que obtenemos para cada modo  $g$  los valores de la energía de equilibrio  $E_{\text{modo}}^{\text{eq}}(\omega, \ell)$ , nos interesa calcular las amplitudes de las autofunciones en la superficie para, con ellas, calcular la amplitud de la magnitud. Como mencionamos en el capítulo 2, las amplitudes de las autofunciones que se obtienen de la resolución del sistema de ecuaciones linealizado del problema no-adiabático están normalizadas arbitrariamente. En el LP-PUL se encuentran normalizadas de manera tal que el desplazamiento lagrangiano  $\xi_r$  en el radio de la estrella es  $\xi_r(R_\star) = R_\star$ , o, en términos de la autofunción adimensional utilizada en el código,  $y_1(R_\star) = 1$ . Por lo que la energía calculada según 3.8 y 3.9, y la obtenida por el código de pulsaciones difieren debido a esta normalización. Para ver cómo difieren escribimos al desplazamiento radial real de la estrella  $\xi_r$  (es decir, el que no está normalizado arbitrariamente) en términos del que calcula el LP-PUL,  $\xi_r^{\text{LP-PUL}}$  de la siguiente manera:

$$\xi_r = A(\omega, \ell) \xi_r^{\text{LP-PUL}}. \quad (3.12)$$

Dado que el sistema de ecuaciones presentado en la sección 2.3.1 es homogéneo, si  $\xi_r$  dado por 3.12 es solución de las ecuaciones, entonces las perturbaciones de las diferentes cantidades físicas dadas por:

$$f' = A(\omega, \ell) f'^{\text{LP-PUL}} \quad (3.13)$$

$$\delta f = A(\omega, \ell) \delta f^{\text{LP-PUL}} \quad (3.14)$$

son soluciones, y corresponden a las variaciones reales de las autofunciones. En particular, el desplazamiento en la dirección normal a la radial es también  $\xi_h = A(\omega, \ell) \xi_h^{\text{LP-PUL}}$ . Por otro lado, podemos escribir a la energía de equilibrio del modo según la ecuación:

$$E^{\text{eq}}(\omega, \ell) = \frac{\omega^2}{2} \int_0^{R_\star} [\xi_r^2 + \ell(\ell+1)\xi_h^2] \rho r^2 dr \quad (3.15)$$

que es la ecuación 2.125, pero donde ya se realizó la integración sobre los ángulos  $\theta$  y  $\phi$ . Escribiendo a  $\xi_r$  y  $\xi_h$  según las funciones del LP-PUL:

$$E^{\text{eq}}(\omega, \ell) = \frac{\omega}{2} \int_0^{R_\star} [A(\omega, \ell)^2 (\xi_r^{\text{LP-PUL}})^2 + \ell(\ell+1) A(\omega, \ell)^2 (\xi_h^{\text{LP-PUL}})^2] \rho r^2 dr \quad (3.16)$$

$$= A(\omega, \ell)^2 \frac{\omega}{2} \int_0^{R_\star} [(\xi_r^{\text{LP-PUL}})^2 + \ell(\ell+1) (\xi_h^{\text{LP-PUL}})^2] \rho r^2 dr \quad (3.17)$$

$$= A(\omega, \ell)^2 E^{\text{LP-PUL}}, \quad (3.18)$$

donde  $E^{\text{LP-PUL}}$  es la energía del modo calculada por el código de pulsaciones resolviendo el sistema linealizado y normalizado arbitrariamente. Por lo tanto, calculando  $E^{\text{eq}}$  según las ecuaciones 3.8 y 3.9, y la energía de oscilación de cada modo como con el código LP-PUL podemos obtener el valor de  $A(\omega, \ell)$  para cada modo:

$$A(\omega, \ell) = \frac{E^{\text{eq}}}{E^{\text{LP-PUL}}}. \quad (3.19)$$

De esta manera podemos obtener las variaciones de las cantidades físicas de la estrella según las ecuaciones 3.13 y 3.14. Nos resta calcular la amplitud de la magnitud en la superficie, para determinar si las pulsaciones podrían ser detectables o no. Para realizar este cálculo nos

basamos en el trabajo de Dziembowski (1977). Dziembowski (1977) obtiene que la variación de la magnitud  $\delta m$  para un modo definido por  $\omega$ ,  $\ell$  y  $m$  (orden azimutal, ver sección 2.3.1), está dada por:<sup>5</sup>

$$\delta m = -1.086 P_\ell^m(\cos\theta_0) \left[ \frac{\delta F}{F_{\text{sup}}} \cos(\omega t + \psi + m\phi_0) b_\ell + \frac{\delta r}{R_\star} \cos(\omega t + m\phi_0) (2b_\ell - c_\ell) \right] \Big|_{r=R_\star}. \quad (3.20)$$

Para obtener esta expresión, Dziembowski (1977) realizó un promedio sobre el disco estelar de las velocidades ( $\delta v = v' = v$ ) evaluadas en la superficie y proyectadas en la línea de la visual, utilizando, además, la ley de oscurecimiento al limbo. La dirección de la visual está dada por los ángulos  $\theta_0$  y  $\phi_0$ , en un sistema de coordenadas en donde  $\theta = 0$  corresponde al eje de rotación de la estrella. Los coeficientes  $c_\ell$  y  $b_\ell$  resultan de la integración en el disco estelar y para  $\ell = 1$  están dados por  $c_1 = 1.416$  y  $b_1 = 0.708$  (ver Dziembowski 1977).  $P_\ell^m$  son los polinomios asociados de Legendre,  $\delta r(R_\star)$  y  $\delta F(R_\star)$  son las amplitudes del desplazamiento radial y de la variación del flujo, evaluadas en la superficie,  $F_{\text{sup}}$  es el flujo de la estrella en la superficie, y  $\psi$  es la diferencia de fase entre la autofunción radial y la que describe el flujo de energía (para más detalles ver Dziembowski 1977). La expresión 3.20 puede ser reescrita de la siguiente manera:

$$\delta m = -1.086 \Re \left[ Y_\ell^m(\theta_0, \phi_0) \left( b_\ell \frac{\delta F(r, t)}{F_{\text{sup}}} + (2b_\ell - c_\ell) \frac{\xi_r(r, t)}{R_\star} \right) \right] \Big|_{r=R_\star}, \quad (3.21)$$

donde  $Y_\ell^m(\theta_0, \phi_0) = e^{i\phi_0} P_\ell^m(\cos\theta_0)$  son los armónicos esféricos evaluados en  $\theta_0$  y  $\phi_0$ ,  $\delta F(r, t)$  es la variación lagrangiana en la dirección radial del flujo de energía dependiente del tiempo,  $\xi_r(r, t)$  es el desplazamiento radial en función del tiempo y  $\Re$  denota que tomamos la parte real de la expresión entre corchetes. La dependencia temporal de  $\delta F(r, t)$  y  $\xi_r(r, t) = \delta r(r, t)$  están dadas por  $e^{i\omega t}$  (ver capítulo 2), y la diferencia de fase entre ambas está dada por  $\psi$ ,

$$\frac{\xi_r(R_\star, t)}{R_\star} = \frac{\xi_r(R_\star)}{R_\star} e^{i\omega t}, \quad (3.22)$$

$$\frac{\delta F(R_\star, t)}{F_{\text{sup}}} = \frac{\delta F(R_\star)}{F_{\text{sup}}} e^{i\omega t} e^{i\psi}. \quad (3.23)$$

Multiplicando estas cantidades por los armónicos esféricos y tomando la parte real se obtiene justamente la ecuación 3.20. Sin embargo, lo que queremos calcular no es la variación de la magnitud en función del tiempo, sino su variación máxima posible. La parte real de la expresión entre corchetes en la ecuación 3.21 es máxima cuando es igual al módulo de dicha expresión, por lo que calcularemos el módulo de  $\delta m$ . Además, el valor máximo de  $|Y_\ell^m(\theta_0, \phi_0)|$  para  $\ell = 1$  y  $m = 0$  está dado para la dirección en que  $|Y_1^0(\theta_0, \phi_0)| = |P_1^0(\cos\theta)| = |\cos(\theta)| = 1$ . Por lo que calculamos la amplitud de la magnitud como (para  $\ell = 1$ ):

$$|\delta m| = 1.086 \left| b_1 \frac{\delta F(R_\star)}{F_{\text{sup}}} + (2b_1 - c_1) \frac{\xi_r(R_\star)}{R_\star} \right|. \quad (3.24)$$

<sup>5</sup>En el trabajo de Dziembowski (1977), la ecuación posee un factor 1.084 en lugar de un factor 1.086. Sin embargo, analizando la derivación de la ecuación realizada por Dziembowski (1977), se obtiene que dicho factor es  $2.5/\ln(10)$ , por lo que el valor 1.086 es más preciso.



donde  $\delta F$  y  $\xi_r$  son las autofunciones radiales complejas e independientes del tiempo del problema no adiabático. El código LP-PUL resuelve las ecuaciones utilizando como variables dos autofunciones  $y_1$  e  $y_6$  (entre otras, ver sección 2.3.4) dadas por:

$$y_1 = \frac{\xi_r}{r} \quad y \quad y_6 = \frac{\delta L_R}{L_R}, \quad (3.25)$$

donde estas autofunciones están normalizadas de manera tal que  $y_1(R_\star) = 1$ . Es decir que la autofunción  $y_1$  es real pura en la superficie. Las variaciones de la luminosidad y el radio en términos de estas autofunciones poseen, en realidad, el factor  $A(\omega, \ell)$  calculado previamente:

$$\frac{\xi_r}{r} = y_1 A(\omega, \ell) \quad (3.26)$$

$$\frac{\delta L_R}{L_R} = y_6 A(\omega, \ell) \quad (3.27)$$

Debido a que la definición de la autofunción  $y_6$  del código es en términos de la luminosidad y no del flujo, escribimos la variación del flujo  $\delta F$  en función de la variación de la luminosidad. Tanto el flujo de energía como la luminosidad en la superficie de las estrellas subenanas calientes se deben únicamente al transporte radiativo de la energía, así que las cantidades  $\delta F$  y  $\delta L_R$  se refieren a las variaciones en el flujo y la luminosidad radiativas y en la dirección radial. La luminosidad es  $L_R = 4\pi r^2 F$ , por lo que:

$$\delta L_R = 4\pi r^2 (\delta F + 2F \xi_r / r). \quad (3.28)$$

Entonces,

$$\frac{\delta F(r)}{F_{\text{sup}}} = \frac{\delta L_R}{L_R} - 2 \frac{\xi_r(r)}{r} = (y_6 - 2y_1) A(\omega, \ell). \quad (3.29)$$

Evaluando en la superficie y reemplazando en la ecuación 3.24 tenemos,

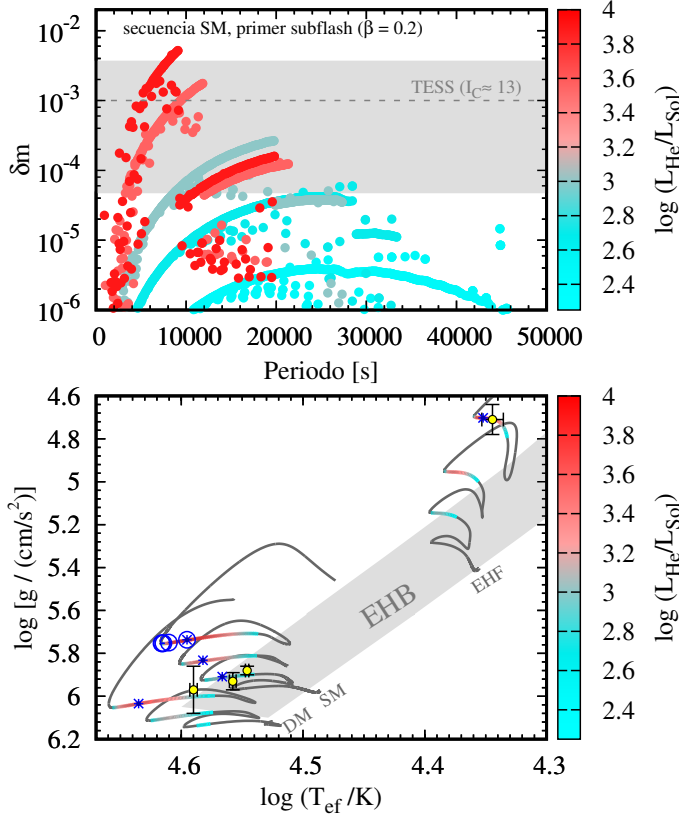
$$|\delta m| = 1.086 |(y_6 - 2y_1) b_1 + (2b_1 - c_1) y_1|_{r=R_\star} \times A(\omega, \ell) \quad (3.30)$$

$$= 1.086 |b_1 y_6 - c_1 y_1|_{r=R_\star} \times A(\omega, \ell). \quad (3.31)$$

Calculando el módulo de esta expresión teniendo en cuenta que la parte imaginaria de  $y_1$  en la superficie es nula, obtenemos,

$$|\delta m| = 1.086 \sqrt{[b_1 \Re(y_6) - c_1 \Re(y_1)]^2 + [b_1 \Im(y_6)]^2} \times A(\omega, \ell). \quad (3.32)$$

que es la expresión que utilizamos para calcular la magnitud de las oscilaciones. Luego, para estudiar la excitación por mecanismo estocástico en los subflashes del He, calculamos pulsaciones adiabáticas y no adiabáticas en modelos atravesando esta etapa en el escenario de hot-flasher, correspondientes a seis secuencias de las presentadas en la sección 3.1.1. Todas las secuencias corresponden a una metalicidad inicial de  $z = 0.02$ , tres de las cuales pertenecen al conjunto de secuencias con  $y = 0.4$ , y las otras tres al conjunto con  $y = 0.285$ . Para cada valor de  $y$ , tomamos una secuencia correspondiente a cada tipo de hot-flasher, EHF, SM y DM. Los cálculos de pulsaciones fueron realizados para el rango de períodos 1000–50000, que corresponden a altos órdenes radiales,  $k_r$ . Debido a esto, la etapa evolutiva de los subflashes fue re-calculada para obtener modelos estelares conformados por una grilla espacial más densa, con  $\sim 13000$  a  $15000$  capas. De esta manera, se pudo reproducir bien las autofunciones radiales, que para alto valor de  $k_r$  poseen un número muy alto de nodos en la dirección radial. Luego realizamos el cálculo de la amplitud de la magnitud para cada modo según la ecuación 3.32. Debido al costo computacional dado por la alta resolución numérica utilizada, los cálculos fueron realizados para algunos modelos de cada secuencia.

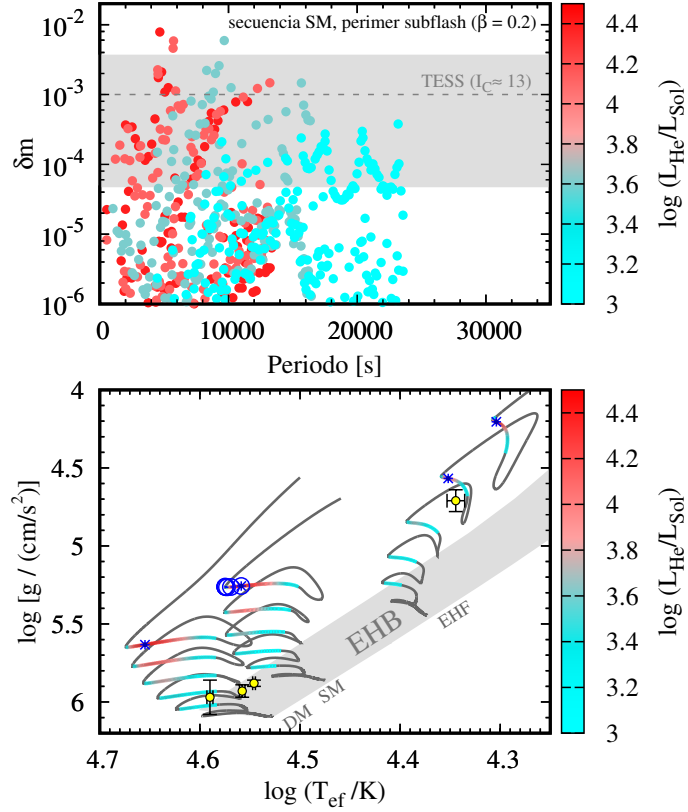


**Figura 3.11.** Panel inferior: diagrama de Kiel de las tres secuencias con  $y = 0.4$  utilizadas en el trabajo (líneas grises). Las posiciones de las cuatro estrellas iHe-sdOB pulsantes se grafican en círculos amarillos con barras de error negras, de izquierda a derecha corresponden a: UVO 0825+15, Feige 46, LS IV-14°116 y KIC 1718290. Los colores en las secuencias indican la luminosidad por quema de He. Los círculos azules indican los modelos graficados en el panel superior, y los asteriscos azules corresponden a modelos graficados en las figuras 3.13 y 3.15. La banda gris muestra la EHB. Panel superior: amplitudes en el rango de períodos estudiados del primer subflash de la secuencia SM.

### 3.2.2. Resultados

Las secuencias evolutivas en las cuales estudiamos la excitación de modos  $g$  por mecanismo estocástico, correspondientes a  $y = 0.4$  e  $y = 0.285$ , se encuentran graficadas en los paneles inferiores de las figuras 3.11 y 3.12 respectivamente. En estas figuras, los modelos estudiados están marcados con símbolos azules (asteriscos y círculos), mientras que las estrellas iHe-sdOB pulsantes se encuentran en amarillo, con barras de error en negro. La parte de las secuencias graficadas en color es la etapa en la que ocurren los subflashes, y el código de color corresponde a la luminosidad liberada por quema de He ( $\log L_{\text{He}}/L_{\odot}$ ). En los paneles superiores de cada figura se encuentran graficadas las magnitudes obtenidas en el primer subflash de las secuencias SM, en aquellos modelos marcados con círculos azules en el panel inferior. Como se puede ver en estas figuras (ver también las figuras 3.13, 3.14 y 3.15), nuestros resultados muestran que el mecanismo estocástico puede excitar oscilaciones en estrellas de la pre-EHB llegando a producir variaciones en la curva de luz mayores a 1 mmag, incluso hasta  $\sim 10$  mmag. Este rango de variaciones en la curva de luz es similar al de las pulsaciones detectadas en las iHe-sdOB pulsantes (figuras 3.13, 3.14 y 3.15), y se encuentra dentro del rango de detectabilidad de TESS para subenanas calientes brillantes (Sullivan et al. 2015),  $I_C \lesssim 13$  mag<sup>6</sup>, de las cuales hay más de 100 objetos conocidos (Geier et al. 2015b, 2017a). Las amplitudes que encontramos para las secuencias con abundancia inicial de He,  $y = 0.285$ , son en general más altas que las encontradas para  $y = 0.4$ , dado que para  $y = 0.285$  los subflashes del He son más intensos (y por ende la luminosidad convectiva es mayor). A medida que suceden los subflashes, y la luminosidad que liberan es cada vez menor, las amplitudes alcanzadas en la superficie son también menores (figuras 3.11 y 3.12), llegando

<sup>6</sup> $I_C$  denota el filtro de Johnson-Cousins centrado en 879.7 nm.



**Figura 3.12.** Análogo a la figura 3.11 pero para las secuencias con  $y = 0.285$  utilizadas en el trabajo. Los modelos graficados en el panel superior se corresponden a los círculos azules en el panel inferior. Los asteriscos azules corresponden a modelos graficados en las figuras 3.14 y 3.15.

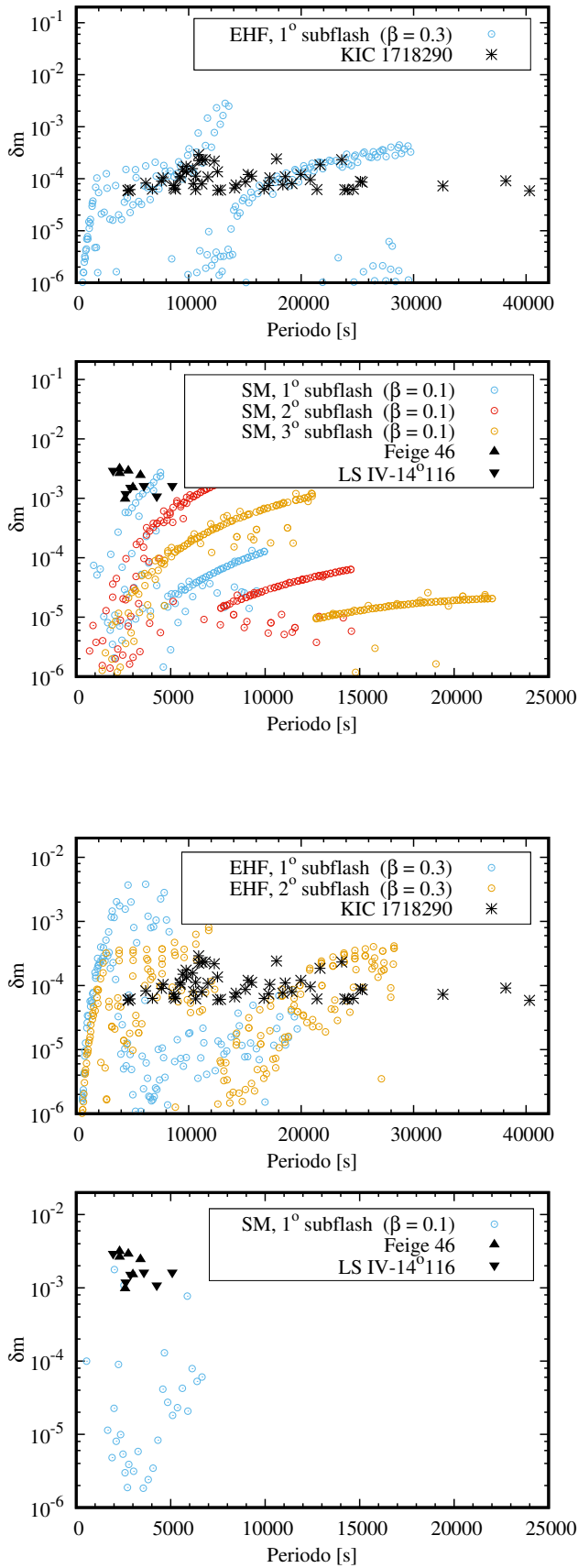
a valores que resultan indetectables con la tecnología actual.

El rango de períodos excitados varía según el ancho de la región de excitación y de qué tan compacto es el modelo estelar. En general, los períodos más excitados van desde algunos miles hasta algunas decenas de miles de segundos, aunque en algunas situaciones obtenemos períodos excitados en la totalidad del rango estudiado (1000–50000 s). Los períodos más largos excitados son también, en general, los que poseen amplitudes mayores. Estos períodos se corresponden con la frecuencia convectiva límite,  $\omega_{\text{conv}}(\beta) = v_{\text{conv}}/(\beta H_p)$ , y corresponden a los modos excitados por los remolinos de mayor tamaño posible en la región de excitación, cuyo ancho es  $\beta H_p$ . El hecho de que estos modos resulten ser los más excitados es una consecuencia natural de que el transporte de energía por convección ocurre principalmente mediante los remolinos más largos posibles. Períodos más largos no resultan excitados, puesto que se necesitaría que la región de excitación sea más ancha. De hecho, al variar el ancho de la zona de excitación, varía el rango de períodos excitados. En regiones de excitación más delgadas ( $\beta$  menor), la mayor parte de la energía entregada a los modos  $g$  se mueve a modos con frecuencias más altas (períodos más cortos), mientras que regiones de excitación más anchas ( $\beta$  mayor), excitan frecuencias más bajas (períodos más largos).

Por otro lado, la excitación de cada modo depende de su momento de inercia, que está dado por:

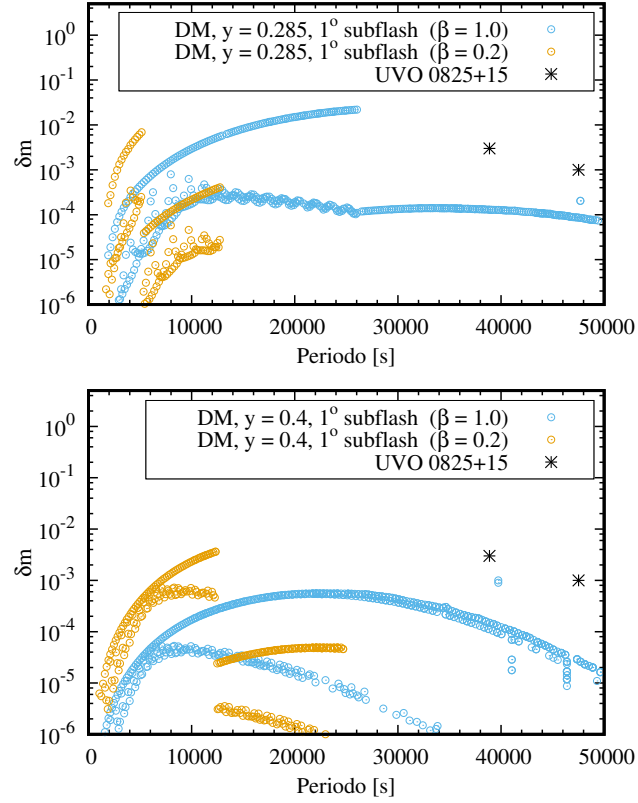
$$I = \int_0^{M_*} |\xi|^2 dm, \quad (3.33)$$

y es proporcional a la energía del modo (ecuaciones 3.15 y 2.125). A igual inyección de energía, modos con menor momento de inercia son excitados más fácilmente y adquieren amplitudes más grandes en la superficie. En nuestros modelos, los modos que oscilan en las regiones más externas de la estrella tienen momentos de inercia menores. Estos modos se corresponden a



**Figura 3.13.** Comparación entre las amplitudes máximas predichas por nuestros cálculos ( $\delta m$ ) con los períodos y amplitudes observadas en KIC 1718290 (panel superior,  $\beta = 0.3$ ), LS IV-14<sup>0</sup>116 y Feige 46 (panel inferior  $\beta = 0.1$ ). Todos los modelos corresponden a las secuencias con abundancia inicial  $y = 0.4$ , marcados con círculos azules en la figura fig:cap3:estoc3.

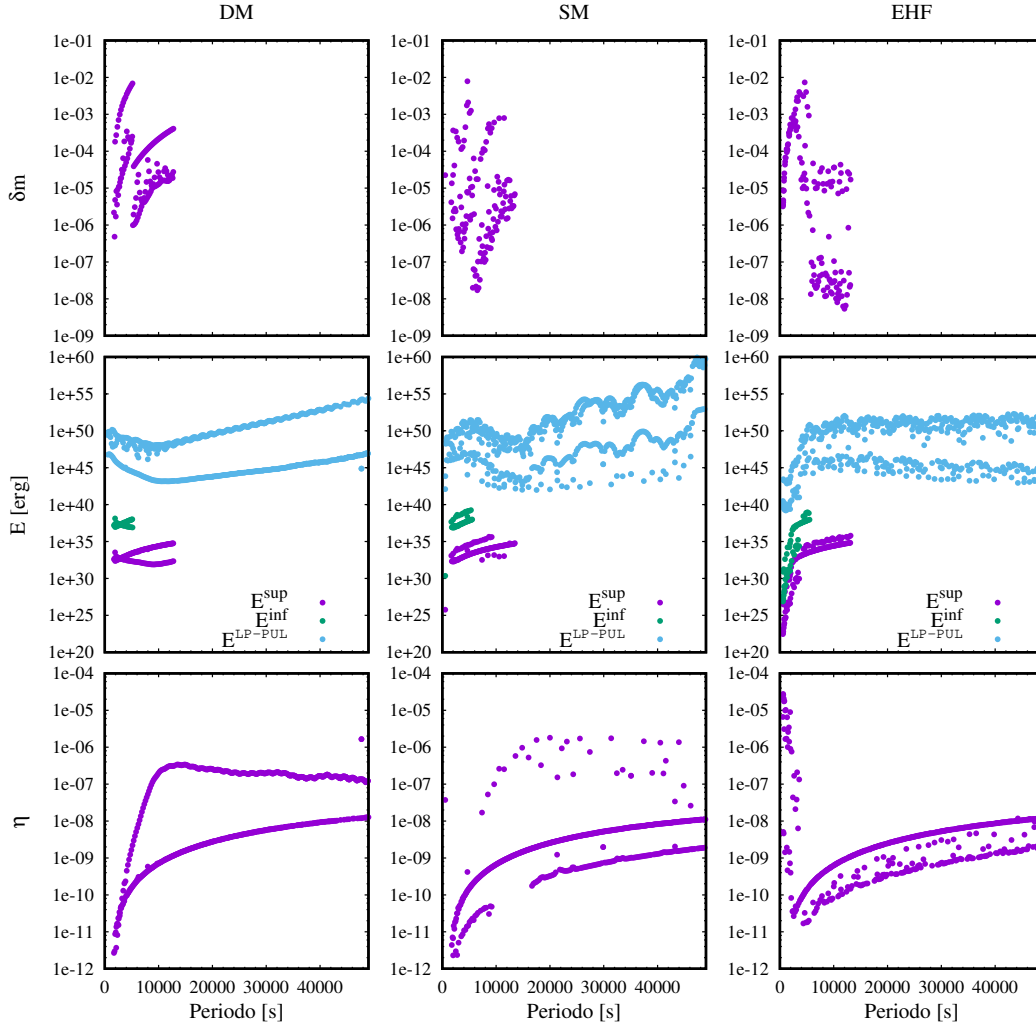
**Figura 3.14.** Análogo a la figura 3.13 para modelos correspondientes a las secuencias con abundancia inicial  $y = 0.285$ , marcados con círculos azules en la figura 3.12.



**Figura 3.15.** Comparación de los períodos y amplitudes observadas en UVO 0825+15 con las obtenidas en nuestros cálculos para las secuencias de DM, y dos valores de  $\beta$ . Los modelos del panel superior ( $y = 0.285$ ) e inferior ( $y = 0.4$ ) se encuentran marcados con asteriscos en las secuencias DM de las figuras 3.12 y 3.11 respectivamente.

los períodos más cortos (frecuencias más altas, se puede apreciar esto en la figura 3.6 de la sección anterior). En la figura 3.16 mostramos la tasa de desexcitación, las energías calculadas según la ecuación 3.7 para ambos bordes de la zona convectiva, la energía que calcula el código LP-PUL ( $E^{\text{LP-PUL}}$ ) con la normalización que utiliza el código, y las amplitudes de magnitud obtenidas para modelos del primer subflash para secuencias EHF, SM y DM con abundancia inicial de He  $y = 0.285$ . El momento de inercia de cada modo (en unidades arbitrarias), es proporcional a  $E^{\text{LP-PUL}} P^2$ , donde  $P$  es el período. En la segunda línea de esta figura, puede verse que existen dos familias de modos con energías (y momentos de inercia) distintas, con al rededor de cinco órdenes de magnitud de diferencia en  $E^{\text{LP-PUL}}$ . La característica que diferencia a estas familias de modos, es el comportamiento de sus autofunciones. Los modos con mayor energía poseen autofunciones con amplitudes mucho mayor en el núcleo que en la envoltura, mientras que los modos con energía menor, poseen amplitudes similares tanto en el núcleo como en la envoltura. Esto afecta también cómo es la desexcitación radiativa para estas familias de modos. Los modos de mayor energía son menos desexcitados (corresponden a las ramas inferiores en los gráficos de  $\eta$  en la última línea de la figura 3.16), mientras que los modos de menor energía son más desexcitados. Además, en general, para modos con períodos mayores (frecuencias menores), la desexcitación es mayor. La amplitud superficial resultante para cada modo, es una consecuencia de la energía del modo ( $E^{\text{LP-PUL}}$ ), la energía entregada al modo ( $\propto (E^{\text{inf}} + E^{\text{sup}})\eta$ ) y la tasa de desexcitación  $\eta$ . En general, obtenemos que modos de menor período poseen mayores amplitudes de equilibrio.

En la figura 3.16 se puede ver, también, que el borde convectivo que más aporta a la excitación del modo, es el borde inferior. Esto se debe, por un lado, a que las velocidades convectivas en este borde son mayores, y por ende también el número de Mach,  $M_{\text{conv}}$ , y por otro lado, a que las escalas espaciales ( $H_p$ ) son menores en el interior, por lo que la zona de



**Figura 3.16.** Propiedades pulsacionales de los modelos correspondientes a las secuencias con abundancia inicial  $y = 0.285$ , en el primer subflash del He, y con  $\beta = 0.2$ . La primera, segunda y tercera columna corresponden a modelos de DM, SM y EHF respectivamente. La fila superior muestra las amplitudes de pulsación para cada período. La fila del medio muestra la energía calculada por el código LP-PUL (normalizada a  $y_1 = 1$ ,  $E^{\text{LP-PUL}}$ ), y las energías de equilibrio calculadas en el borde convectivo inferior ( $E^{\text{inf}}$ ) y superior ( $E^{\text{sup}}$ ). La fila inferior muestra la tasa de desexcitación,  $\eta$ , para cada modo.

excitación es más delgada y la energía entregada a modos  $g$  se concentra en un rango más pequeño de –altas– frecuencias.

#### 3.2.3. Discusión

Puesto que las secuencias evolutivas son las que utilizamos para estudiar el mecanismo  $\epsilon$ , y la etapa donde actúan ambos mecanismos es la misma, con el mecanismo estocástico también podemos reproducir bien los valores de  $T_{\text{ef}}$  y  $\log g$  de las cuatro estrellas iHe-sdOB pulsantes. En las figuras 3.13, 3.14 y 3.15 comparamos las amplitudes y rangos de períodos excitados correspondientes a los modelos marcados con asteriscos azules en las figuras 3.11 y 3.12, con los valores medidos en las cuatro estrellas iHe-sdOB pulsantes. Obtenemos que el mecanismo estocástico puede excitar, durante los subflashes del He, modos con períodos y amplitudes en los rangos observados de tres de las estrellas iHe-sdOB pulsantes, LS IV-14°116, Feige 46 y KIC 1718290, utilizando zonas de excitación de tamaños dados por  $\sim 0.1\text{--}0.3 H_p$ . Estos tamaños son típicos de las regiones de extramezcla en los bordes convectivos. En particular, el rango de amplitudes y períodos medidos en las estrellas LS IV-14°116 y Feige 46 se encuentran bien reproducidos en el modelo con abundancia inicial de He,  $y = 0.4$ , correspondiente a la secuencia SM, y con un valor de  $\beta = 0.1$  (figura 3.13). Esta secuencia en particular, reproduce también los valores de temperatura efectiva y gravedad superficial de estas estrellas. Por otro lado, los modelos correspondientes a las secuencias EHF, tanto para  $y = 0.4$  como para  $y = 0.285$ , pueden reproducir la gran cantidad de períodos observados en KIC 1718290, así como la mayoría de sus valores, con un valor de  $\beta = 0.3$  (figuras 3.13 y 3.14). Dos de estos modelos también reproducen bastante bien la temperatura efectiva y la gravedad superficial de KIC 1718290. Sólo los tres períodos más altos de KIC 1718290 no son reproducidos con  $\beta = 0.3$ , y requerirían un valor de  $\beta$  un poco mayor.

Al contrario de las otras estrellas, las pulsaciones de UVO 0825+15 no pueden ser reproducidas por nuestros cálculos. Como mostramos en la figura 3.15, una elección de  $\beta = 1$  podría reproducir los pocos períodos detectados en esta estrella. Sin embargo, esperaríamos en este caso que un número significativo de modos con períodos menores sean también excitados a amplitudes similares (como en el caso de KIC 1718290), y esto no se observa. Además, la elección de  $\beta = 1$  es incompatible con la elección de una transición discontinua de la frecuencia de Brunt-Väisälä en el borde convectivo (lo cual implica suponer una zona de excitación pequeña).

Dado que la etapa de la vida de las estrellas pre-EHB en la que el mecanismo estocástico se encuentra excitando pulsaciones es la misma que en la que actúa el mecanismo  $\epsilon$  (es decir, cuando la luminosidad liberada en los subflashes del He es significativa), el número esperado de estrellas pulsando por el mecanismo estocástico en los subflashes del He es el mismo que el discutido en la sección donde estudiamos el mecanismo  $\epsilon$ , al rededor de 1–10 estrellas en los catálogos más actual de subenanas calientes en el campo galáctico (Geier 2020).

#### 3.2.4. Conclusiones

En este trabajo concluimos que el mecanismo estocástico actuando en la zona convectiva desarrollada por los subflashes del He provee una explicación posible para las curvas de luz de KIC 1718290, LS IV-14°116 y Feige 46, pero que la excitación estocástica no puede explicar la curva de luz observada en UVO 0825+15. Además, nuestros cálculos indican que con observatorios espaciales como TESS, podríamos llegar a detectar señales astrosismológicas producidas directamente por los flashes del He en los núcleos de estrellas subenanas calientes. Particularmente, Feige 46 es candidata a observarse con TESS (Latour et al. 2019b).



Por último, si bien se realizaron varias suposiciones a la hora de determinar las amplitudes máximas de la magnitud debida a las oscilaciones, nuestros cálculos pueden tomarse como resultados conservativos. Tratamientos alternativos al adoptado en este trabajo para el cálculo del espectro de potencia entregado a los modos  $g$ , así como la suposición de una transición continua de la frecuencia de Brunt-Väisälä en el borde convectivo formal, predicen en general amplitudes de magnitud mayores (Lecoanet & Quataert 2013; Rogers et al. 2013).

### 3.3. Conclusiones del capítulo

En este capítulo presentamos los estudios realizados de dos mecanismos de excitación de pulsaciones actuando en los subflashes del He en modelos de subenanas calientes en el escenario de hot-flasher, y comparamos las predicciones con las cuatro estrellas pulsantes iHe-sdOB detectadas hasta la fecha. Las pulsaciones de LS IV-14°116 y Feige 46 pueden ser bien reproducidas con el mecanismo estocástico, y son cualitativamente reproducidas por el mecanismo  $\epsilon$ . Los períodos predichos por el mecanismo  $\epsilon$ , algo más cortos que los observados en estas estrellas, podrían ser más largos si la liberación de energía en los subflashes es algo mayor. Debido a esto no descartamos del todo este escenario, puesto que los modelos pueden no estar reproduciendo del todo bien la física en los subflashes. En particular, el tratamiento de la convección y de los bordes convectivos podría variar el espectro de períodos encontrados, y es uno de los tratamientos con mayor incerteza en la evolución estelar. Por esto, un estudio de cómo el tratamiento de la convección afecta las predicciones de ambos mecanismos,  $\epsilon$  y estocástico, resulta importante para concluir por qué mecanismo pulsan estas estrellas. Por otro lado, si bien para LS IV°14-116 fue propuesto hace algunos años que las variaciones de su curva de luz puedan deberse a un campo magnético (Naslim et al. 2011), esto fue descartado por las observaciones (Randall et al. 2015). Para Feige 46, probablemente este tampoco sea el caso, principalmente por la naturaleza multiperiodica de sus pulsaciones (como fue señalado previamente por Green et al. 2011 respecto a LS IV-14°116), además de que pareciera pertenecer a una misma clase de pulsantes que LS IV-14°116 dada la extrema similitud en todas las características de estas estrellas. También fue propuesto para estas estrellas que sus pulsaciones podrían deberse al mecanismo  $\kappa$  actuando en las zonas de ionización del C y el O. Si este es el caso, las estrellas no serían subenanas calientes de la pre-EHB, sin embargo, tampoco está claro qué serían, puesto que deberían tener composiciones casi puras de C y O en la zona de excitación de pulsaciones. Esta zona no se encuentra en el núcleo y por ende, no es sencillo encontrar un escenario que explique la formación de un objeto de estas características. Por lo tanto, concluimos que tanto el mecanismo  $\epsilon$  como el estocástico, y especialmente este último, son los mecanismos con mayor probabilidad de ser los responsables de las pulsaciones en LS IV-14°116 y Feige 46.

Respecto a KIC 1718290, sus pulsaciones son muy bien reproducidas por nuestros cálculos del mecanismo estocástico, no así con el mecanismo  $\epsilon$ , que no puede excitar modos de orden radial tan alto. Para determinar con mayor claridad el motivo de sus pulsaciones, sin embargo, sería necesario un estudio más detallado de las predicciones del mecanismo  $\kappa$  actuando en la zona de ionización del grupo del Fe a los bajos valores de gravedad superficial y temperatura efectiva de esta estrella. Por otro lado, según nuestros cálculos, el mecanismo  $\epsilon$  y el mecanismo estocástico (principalmente el primero), difícilmente puedan explicar las variaciones a la curva de luz de UVO 0825+15. Quizás, un estudio del mecanismo estocástico con diferente tratamiento de la convección pueda arrojar resultados diferentes.

Cabe destacar que nuestros resultados para el mecanismo estocástico reproducen muy bien las amplitudes y períodos observados en LS IV-14°116, Feige 46 y KIC 1718290. Las razones por las cuales no podemos confirmar que este es el mecanismo detrás de sus pulsaciones, son

### 3. Pulsaciones en estrellas iHe-sdOB

---

principalmente dos. La primera, es que las predicciones teóricas para las amplitudes se basan en el cálculo de uno de los procesos físicos estelares con mayor incerteza en su tratamiento, que es la convección, además de la incerteza sobre el ancho de la región de excitación, por lo que un estudio con diferentes tratamientos sería necesario. La segunda, es la falta de una medición de la tasa de cambio de algún período en estas estrellas. Esto confirmaría o descartaría que estas estrellas se encuentren en la etapa de los subflashes del He.

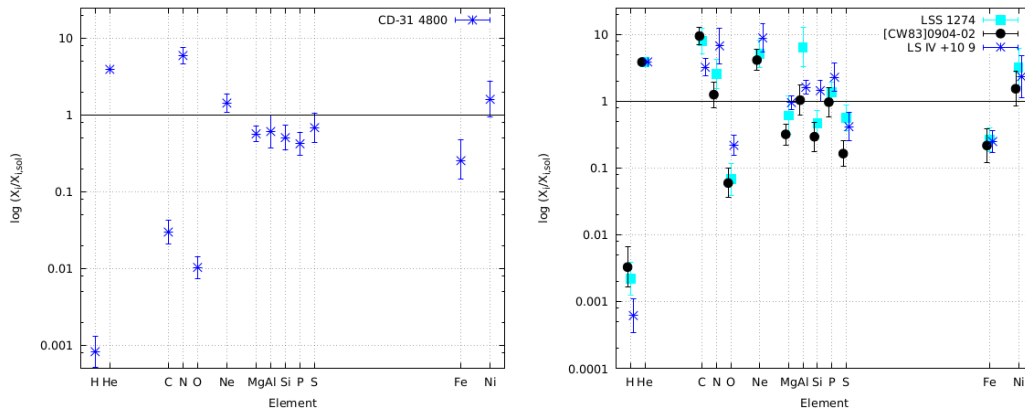
Por último, si bien no podemos concluir que alguna de las cuatro estrellas iHe-sdOB pulsantes se encuentren pulsando por alguno de estos mecanismos, sí esperamos que haya estrellas subenanas calientes pulsando por estos mecanismos. Nuestro estudio constituye una base teórica para la búsqueda de estrellas He-sdOB pulsantes.

# NUCLEOSÍNTESIS EN ESTRELLAS He-sdOB

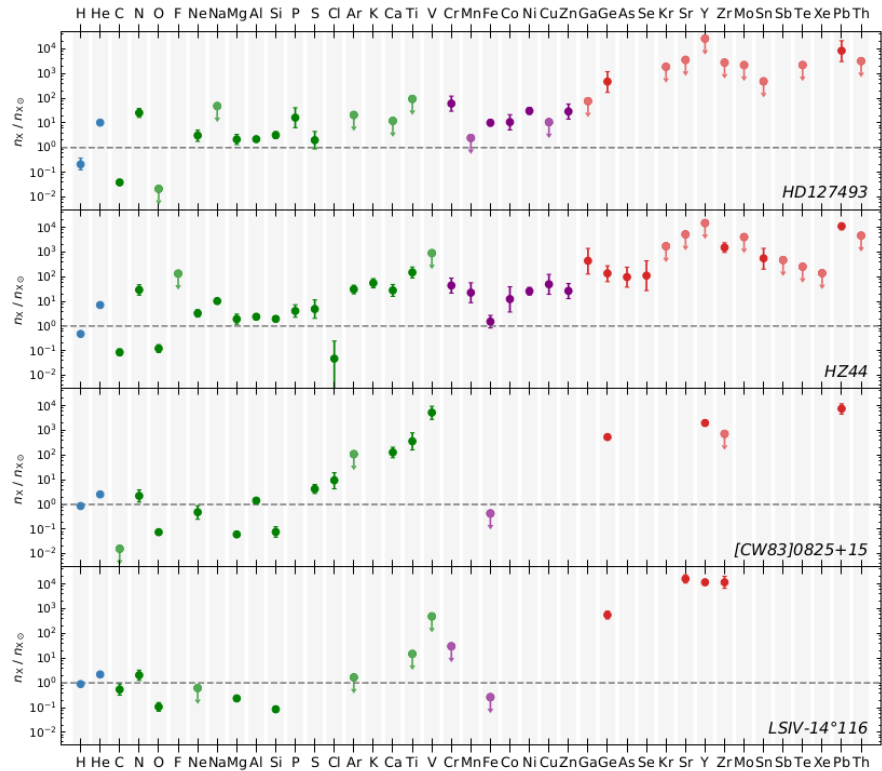
Como mencionamos en la introducción, las estrellas subenanas calientes enriquecidas en He pueden ser separadas principalmente en dos grupos con características diferentes (Naslim et al. 2012), las eHe-sdOB, extremadamente enriquecidas en He ( $n(\text{He})/n(\text{H}) \gtrsim 4$ ), y las iHe-sdOB, con un enriquecimiento de He intermedio ( $n(\text{He})/n(\text{H}) \lesssim 4$ ). En las figuras 4.1 y 4.2 mostramos abundancias superficiales de un grupo de estrellas eHe-sdO e iHe-sdOB respectivamente. Las eHe-sdOB suelen ser separadas en tres grupos según el enriquecimiento en carbono, nitrógeno, o ambos elementos (Stroeer et al. 2007; Németh et al. 2012). Por otro lado, las estrellas iHe-sdOB, de las cuales hay hasta la fecha 9 identificadas, presentan abundancias altas de elementos pesados, entre los que se encuentran el Sr, Yr, Zr (estroncio, itrio y zirconio), y en algunas también se observa Pb (plomo, ver figura 4.2). En este capítulo estudiamos si las abundancias superficiales de estas estrellas pueden ser productos de la nucleosíntesis estelar en condiciones donde un flash de H se sucede a un flash de He en un escenario de hot flasher muy tardío, produciéndose mezcla de material interior hacia la superficie de la estrella.

Para las estrellas iHe-sdOB en particular, fue propuesto que los elementos pesados aparecen en la superficie por la acción de la levitación radiativa. Como vimos, la levitación radiativa actúa en las atmósferas de las subenanas calientes que presentan pulsaciones, creando una acumulación de los elementos del grupo del Fe, que resulta ser responsable de la excitación de las pulsaciones. Sin embargo, por un lado, el enriquecimiento en He de estas estrellas sugiere que la difusión se encuentra actuando, y no necesariamente llegó al estado de equilibrio. Por otro lado, no es claro si las abundancias de la nube primordial en la cual se formaron las estrellas serían suficientes para que la levitación radiativa cree abundancias tan altas de elementos pesados en la región de formación de líneas. Por el momento, no hay cálculos de la acción de la levitación radiativa en las abundancias de estos elementos, puesto que no es simple el cálculo de la interacción de la radiación con núcleos tan pesados. Sin embargo, sí es posible realizar cálculos de la generación de elementos pesados por captura de neutrones. Como mencionamos en la introducción, en los dos escenarios propuestos para la formación de subenanas calientes enriquecidas en He, podrían darse las condiciones para que ocurran estos procesos. En este capítulo presentamos un estudio preliminar de la generación de elementos pesados por procesos de captura lenta de neutrones en un escenario de hot flasher muy tardío (VLHF o DM), para lo cual desarrollamos un código de pos-procesado de nucleosíntesis estelar. Este trabajo está siendo desarrollado en colaboración con Aldo Serenelli, Marcelo Miller Bertolami y Leandro Althaus, director de esta tesis. Asimismo, comparamos las abundancias de las estrellas eHe-sdO con las predicciones de los hot-flasher tardíos. Este último trabajo fue realizado en colaboración con el grupo de astrofísica del Observatorio de Bamberg, Ale-

#### 4. Nucleosíntesis en estrellas He-sdOB



**Figura 4.1.** Abundancias (en fracción numérica) de estrellas eHe-sdO respecto a las abundancias solares (Schindewolf et al. 2018). El panel de la derecha corresponde a una estrella rica en N, y el panel de la derecha a estrellas ricas en C y N. Figura tomada de Schindewolf et al. (2018)



**Figura 4.2.** Abundancias (en fracción numérica) de estrellas iHe-sdOB respecto a los valores solares. Las abundancias de HD127493 y HZ44 fueron obtenidas por Dorsch et al. (2019), mientras que las abundancias de [CW83]0825+15 y LSIV-14°116 por Jeffery et al. (2017) y Naslim et al. (2011) respectivamente. Figura tomada de Dorsch et al. (2019).

mania, y se encuentra publicado en [Schindewolf et al. \(2018\)](#) (con excepción de la discusión sobre las abundancias de elementos más pesados que el Ne). En la sección 4.1 presentamos el nuevo código de pos-procesado, mientras que los resultados (preliminares) se presentan en la sección 4.2. En la sección 4.3 resumimos brevemente las conclusiones del capítulo.

## 4.1. Código de pos-procesado para el estudio de la nucleosíntesis estelar

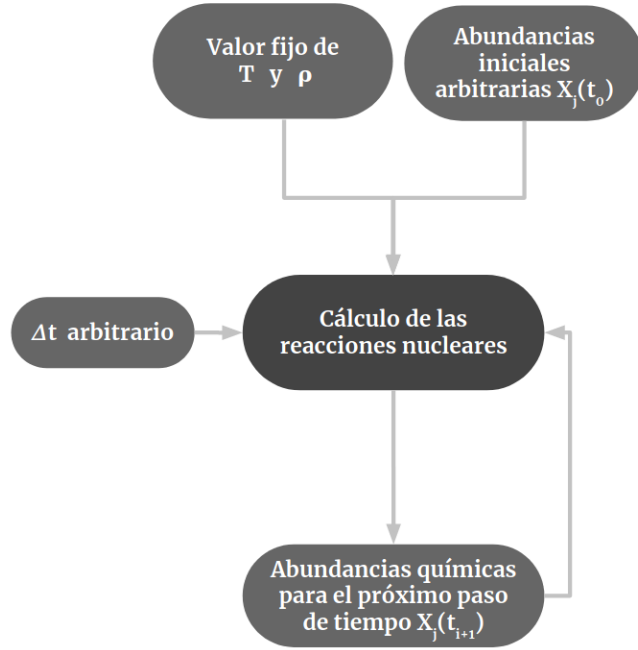
En los códigos de evolución estelar, la evolución de la estructura estelar es usualmente calculada con una red nuclear pequeña, pero que posee todos los isótopos y las reacciones nucleares necesarias para seguir de manera precisa la generación de energía nuclear, y así resolver la estructura estelar. Un código de pos-procesado (CPP) se basa en utilizar modelos de estructura estelar precalculados por un código de evolución estelar, y para cada paso de tiempo, recalcula la evolución química incluyendo más isótopos y reacciones nucleares, pero donde las cantidades termodinámicas del modelo estelar base no se alteran. Esta metodología es consistente siempre y cuando las reacciones nucleares relevantes para la liberación de energía sean tratadas de igual manera en el CPP y en el código de evolución estelar. En particular, en este trabajo utilizamos el LPCODE, que, como mencionamos anteriormente, sigue en detalle la quema del H y del He con una red nuclear que incluye 16 isótopos.

El uso de un CPP equipado con una red larga y flexible sobre modelos estelares precalculados posee la ventaja de brindar mayor versatilidad y menores tiempos computacionales, en particular para el estudio de la captura lenta de neutrones, donde se requiere seguir la abundancia de una gran cantidad de isótopos. Con esta metodología, se puede testear física nuclear diferente (v.g. distintas tasas de reacciones o el tratamiento del apantallamiento electrónico) sin la necesidad de recalcular los modelos estelares, así como también distintos tratamientos para la mezcla convectiva. En este trabajo utilizamos una red nuclear programada por Aldo Serenelli (comunicación privada) para la realización del código de pos-procesado. Esta red nuclear fue previamente utilizada en el trabajo de [Cruz et al. \(2013\)](#) para el estudio de procesos  $s$  e  $i$  en los flashes del He (e H) de estrellas de baja masa y extremadamente baja metalicidad. La ventaja de la red nuclear programada por Aldo Serenelli reside en que el número de isótopos no es fijo, sino que se puede elegir la cantidad de isótopos a utilizar en el cálculo, proveyendo más versatilidad al código de pos-procesado. En la sección 4.1.1 detallamos los aspectos más relevantes de la red nuclear utilizada, en la sección 4.1.2 detallamos el código de pos-procesado armado en base a esta red, y en la sección 4.1.3 presentamos los cálculos realizados para testear el funcionamiento del CPP.

### 4.1.1. Red nuclear utilizada

Como mencionamos en la sección 2.2, una red nuclear resuelve un sistema de ecuaciones del tipo:

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{\partial y_i}{\partial t}\right)_{\text{nuc}} &= - \sum_j \frac{\rho N_A}{1 + \delta_{ij}} \langle v\sigma \rangle_{ij} y_i y_j + \sum_{k,m} \frac{\rho N_A}{1 + \delta_{km}} \langle v\sigma \rangle_{km} y_k y_m \\
 &\quad - \sum_{j,k} \frac{\rho^2 N_A^2}{\delta_{ijk}} \langle \sigma v \rangle_{ijk} y_i y_j y_k + \sum_{j,k,m} \frac{\rho^2 N_A^2}{\delta_{jkm}} \langle \sigma v \rangle_{jkm} y_j y_k y_m \\
 &\quad - \sum_{\ell,j} \lambda_{\ell,i \rightarrow j} N_i + \sum_{\ell,k} \lambda_{\ell,k \rightarrow i} N_k, \quad i = 1, \dots, N_{\text{isot}}.
 \end{aligned} \tag{4.1}$$



**Figura 4.3.** Esquema de la red nuclear utilizada. La red lee un valor de temperatura  $T$ , un valor de densidad  $\rho$ , un conjunto de abundancias iniciales  $X_j(t_0)$ , y, dado un paso de tiempo, calcula las abundancias químicas para el próximo paso de tiempo,  $X_j(t_{i+1})$ .

Este sistema se puede escribir de la forma  $\dot{\vec{y}} = f(\vec{y})$  con  $\vec{y} = (y_1, \dots, y_{N_{\text{isot}}})$ , y para resolverlo se linealiza y discretiza, resultando en una ecuación matricial de dimensión  $N_{\text{isot}} \times N_{\text{isot}}$ , donde  $N_{\text{isot}}$  es el número de isótopos involucrados. Los coeficientes de la ecuación a resolver dependen de las tasas de reacciones nucleares, y en general poseen dimensiones muy diferentes. Este tipo de problemas se conoce como problema *stiff* (rígidos). Para resolver este sistema de ecuaciones, la red nuclear programada por Aldo Serenelli se basa en el método de Bader-Deuffhard (Bader & Deuffhard 1983) adecuado para problemas stiff, que consiste básicamente en un método de Bulirsch-Stoer modificado. El paquete de álgebra lineal utilizado para la inversión de la matriz es el MA28 (Reid et al. 1986), adecuado para matrices ralas, como son las de la ecuación a resolver (v.g. Timmes 1999).

En la red nuclear, las tasas de las interacciones débiles (capturas electrónicas y decaimientos  $\beta$ ) son tomadas principalmente de Takahashi & Yokoi (1987), mientras que el resto de las reacciones fueron tomadas de la base de datos JINA Reaclib (Cyburt et al. 2010), particularmente, de los siguientes trabajos: Angulo et al. (1999); Caughlan & Fowler (1988); Rauscher & Thielemann (2000); Rauscher et al. (1994); Wagoner (1969); van Wormer et al. (1994); Hulke et al. (1980); Malaney & Fowler (1988); Ando et al. (2006); Sevier et al. (1986). Algunas tasas de capturas de neutrones son calculadas a partir de Dillmann et al. (2006). La mayoría de las reacciones (con excepción de los decaimientos) están parametrizadas según la fórmula (Thielemann et al. 1987):

$$r = \exp \left[ a_0 + a_1/T_9 + a_2 T_9^{-1/3} + a_3 T_9^{1/3} + a_4 T_9 + a_5 T_9^{5/3} + a_6 \ln T_9 \right], \quad (4.2)$$

donde  $T_9$  es la temperatura en  $10^9$  K,  $r = N_A \langle \sigma v \rangle$ , y los coeficientes  $a_i$  son los proporcionados por JINA Reaclib. En este trabajo modificamos las tasas de todas aquellas reacciones nucleares que están incluidas en el LPCODE de manera que sean coincidentes. El principal cambio es el de la reacción  $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ , obtenida de Imbriani et al. (2005).

Como mencionamos previamente, la red nuclear es flexible, permitiendo elegir la cantidad de isótopos que se desee. Esto está implementado mediante un programa en el lenguaje IDL (Interactive Data Language), que, dado el conjunto de isótopos a utilizar, automáticamente

Cantidad	Descripción
N° de capa	Número de orden de la capa en el modelo, donde 1 corresponde a la capa superficial.
$T_9$	Temperatura en $10^9$ K.
$\rho$	Densidad en $\text{gr cm}^{-3}$ .
$\text{ind}_{\text{conv}}$	Índice que indica si la capa es convectiva o no.
$\xi$	$\xi = \ln(1 - m_r/M_*)$ donde $M_*$ es la masa estelar.
$m_r$	Coordenada masa (masa de la esfera de radio $r$ ).
$\log_{10}(r)$	Logaritmo decimal del radio de la capa en cm.
$v_{\text{MLT}}$	Velocidad convectiva (MLT).
$D_{\text{conv}}$	Coefficiente de difusión convectivo (MLT).
ID	Número de identidad de la capa.
$\text{ind}_{\text{merge}}$	Índice de regrillado.

**Tabla 4.1.** Cantidades más relevantes que el CPP necesita obtener del LPCODE a cada paso de tiempo.

crea una red nuclear que consiste en un programa FORTRAN y resuelve el sistema 4.1 con los isótopos requeridos y las reacciones nucleares correspondientes. Para resolver el sistema 4.1 se requiere la temperatura, la densidad y las abundancias químicas. La figura 4.3 muestra el esquema de la red nuclear programada por Aldo Serenelli (una vez que el número de isótopos fue elegido), la cual acoplamos al código de pos-procesado.

#### 4.1.2. Estructura del código de pos-procesado

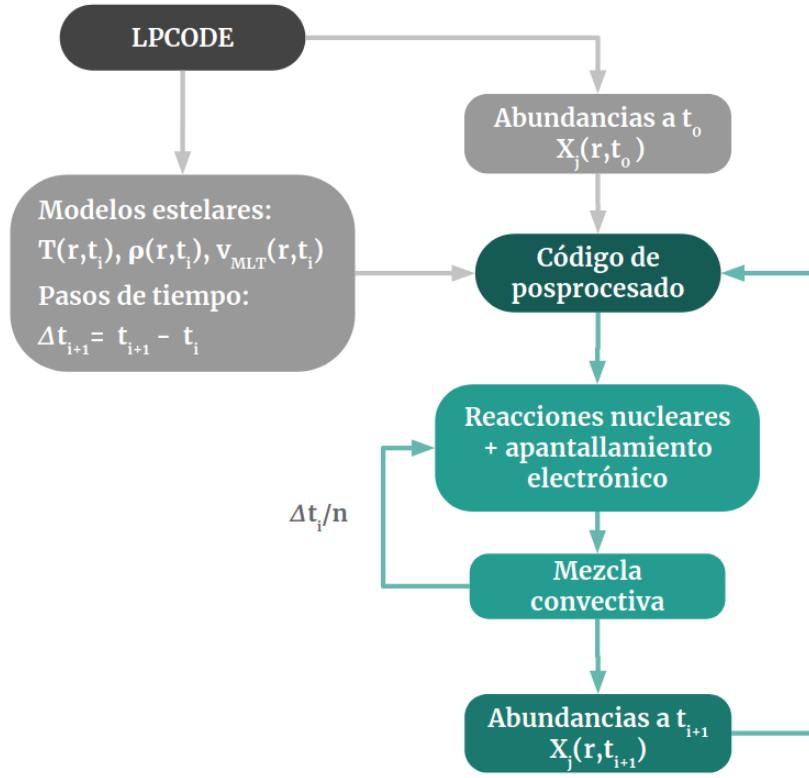
El código de pos-procesado lee un conjunto de parámetros globales de los modelos de una secuencia del LPCODE, como ser, el paso de tiempo y la edad de la estrella en cada modelo. Los pasos de tiempo a utilizar por la red nuclear están de esta manera determinados por el LPCODE. Además, el LPCODE provee los modelos estelares, sin estructura química. Únicamente la estructura química del primer modelo es pasado al código de pos-procesado. Las cantidades más relevantes que lee el CPP para cada modelo estelar y cada punto del grillado (cada capa) se encuentran en la tabla 4.1. En particular, la velocidad convectiva es necesaria para el cálculo de la mezcla química en todas las zonas de la estrella donde hay convección. Para el cálculo de las reacciones nucleares los valores necesarios son la densidad  $\rho$  y la temperatura  $T$ . Las abundancias químicas iniciales proveídas por el LPCODE son, naturalmente, las abundancias químicas de los 16 isótopos de su red nuclear más pequeña. Para inicializar las abundancias del resto de los isótopos de la red nuclear del CPP utilizamos la compilación de abundancias isotópicas para el sistema solar de [Anders & Grevesse \(1989\)](#) (obtenidas de observaciones solares, terrestres o de meteoritos, según el elemento, ver [Anders & Grevesse 1989](#)) y las reescalamos de manera tal que:

$$\sum_{i=1}^{16} X_{i,\text{LPCODE}} + \sum_{j \neq i}^{N_{\text{isot}}} X_j = 1. \quad (4.3)$$

En la figura 4.4 mostramos un esquema del funcionamiento del CPP. Como dijimos, cada paso de tiempo y cada modelo estelar es proveído por el LPCODE, así como las abundancias químicas iniciales. La mezcla convectiva en el CPP es calculada de manera desacoplada a las reacciones nucleares. De hecho, el sistema 4.1 no es estrictamente correcto, sino que se debe agregar un término que describa el flujo de material de una capa a otra. Sin embargo, resolver un sistema de esas características es más complejo y requiere más tiempo de cómputo. Desacoplar el tratamiento de la mezcla y la quema permite, además, paralelizar el código. Para que este tratamiento resulte consistente, los pasos de tiempo deben ser pequeños. En el caso



**Figura 4.4.** Esquema del código de pos-procesado. Las abundancias iniciales,  $X_j(r, t_0)$ , son tomadas del primer modelo proveído por el LPCODE. Además, el LPCODE provee la temperatura, densidad, y velocidad de mezcla convectiva de cada capa, y a cada paso de tiempo, junto con el siguiente paso de tiempo,  $\Delta t_{i+1}$ . El código de pos-procesado divide el paso de tiempo  $\Delta t$  en  $n$  subpasos de tiempo, en los que calcula sucesivamente la nucleosíntesis y la mezcla del material, calculando finalmente las abundancias para el siguiente modelo estelar.



en el que los tiempos típicos de mezcla del material son mucho menores a los tiempos típicos de quema, este tratamiento es en general consistente. El problema puede provenir cuando los tiempos típicos de quema y mezcla son parecidos. Para el tratamiento de la convección, entonces, el código divide el paso de tiempo proveído por el LPCODE,  $\Delta t_i$ , en  $n$  pasos de tiempo más pequeños, y se calcula sucesivamente la quema nuclear (incluyendo las correcciones por apantallamiento electrónico) y la mezcla convectiva en estos pasos de tiempo, utilizando un esquema de mezcla dependiente del tiempo. Esto se encuentra esquematizado en la figura 4.4. Una vez que se realizan los  $n$  pasos de tiempo más pequeños, las nuevas abundancias  $X_{i+1}$  se utilizan para el siguiente cálculo, junto con las cantidades del modelo  $i + 1$  proveídas por el LPCODE (tabla 4.1). Por otro lado, el LPCODE redefine el grillado en la coordenada  $m_r$  cada cierta cantidad de pasos de tiempo, para reproducir mejor las funciones de las cantidades termodinámicas de la estrella. El CPP permite seguir este grillado adaptativo del LPCODE, reconstruyendo cómo fue el regrillado después de cada paso de tiempo, a partir de dos índices proveídos por el LPCODE para cada punto de la grilla (ID e  $\text{ind}_{\text{merge}}$  en la tabla 4.1). En lo que sigue, describiremos primero el tratamiento de la convección, luego el del apantallamiento electrónico, y finalmente daremos más detalles sobre el manejo del grillado adaptativo.

### Convección

Para el tratamiento de la convección utilizamos el esquema de mezcla dependiente del tiempo de [Chieffi et al. \(2001\)](#), en donde las abundancias luego de la mezcla a un tiempo  $\Delta t$  se calculan como:

$$X_i^k = {}^0X_i^k + \frac{1}{M_{\text{conv}}} \sum_{j=\text{conv}} ({}^0X_j^k - {}^0X_i^k) f_{ij} \Delta m_j, \quad (4.4)$$

en donde  ${}^0X_j^k$  y  ${}^0X_i^k$  son las abundancias antes de la mezcla del isótopo  $k$  en las capas  $j$  e  $i$  respectivamente, siendo  $j$  un índice que recorre las capas donde ocurre mezcla del material.  $\Delta m_j$  es la masa de la capa  $j$ , y  $M_{\text{conv}}$  es la masa total de la zona convectiva,  $M_{\text{conv}} = \sum_{j=\text{conv}} \Delta m_j$ . El parámetro  $f_{ij}$  es:

$$f_{ij} = \text{mín} \left( \frac{\Delta t}{\tau_{ij}}, 1 \right), \quad (4.5)$$

y se utiliza para garantizar que la mezcla sea parcial cuando la escala de tiempo convectiva  $\tau_{ij}$  entre las capas  $i$  y la  $j$  es mayor que el paso de tiempo  $\Delta t$  utilizado en el cálculo. A la escala de tiempo convectiva la calculamos según:

$$\tau_{ij} = \int_{r_i}^{r_j} \frac{dr}{v_{\text{MLT}}} = \sum_{l=i}^j \frac{\Delta r_l}{v_{l,\text{MLT}}}, \quad (4.6)$$

donde  $v_{l,\text{MLT}}$  es la velocidad convectiva de mezcla de la capa  $l$ , calculada según la MLT.

### Apantallamiento electrónico

En la sección 2.2 vimos que el efecto de los electrones del plasma estelar en la tasa de las reacciones nucleares puede aproximarse de la siguiente manera:

$$\langle v\sigma \rangle = f_e \langle v\sigma \rangle_{\text{sin } e^-}, \quad (4.7)$$

en donde  $\langle v\sigma \rangle_{\text{sin } e^-}$  es la tasa de reacción por par de partículas sin tener en cuenta el apantallamiento electrónico, y  $f_e = \exp(-U_0/kT)$  siendo  $U_0$  el valor que toma el potencial de apantallamiento (es decir, el término del potencial de interacción electrostática entre los núcleos que tiene en cuenta la presencia de los electrones) en el origen (distancia entre núcleos nula). Al valor de  $U_0$  lo calculamos siguiendo el tratamiento de [Dewitt et al. \(1973\)](#) y [Graboske et al. \(1973\)](#), donde, para reacciones de dos partículas de cargas arbitrarias  $z_1$  y  $z_2$  se tiene:

$$U_0 = -kTH_{12}, \quad H_{12} = k_b \eta_b \zeta_b \Lambda_0^b, \quad \Lambda_0 = 1.88 \times 10^8 \left( \frac{\rho}{\mu_I T^3} \right)^{1/2}. \quad (4.8)$$

siendo  $\mu_I$  el peso molecular medio de los iones. Los factores  $k_b$ ,  $\eta_b$ ,  $\zeta_b$  y el parámetro  $b$  dependen de la intensidad del apantallamiento. El caso en que el parámetro de acoplamiento de Coulomb es  $\Gamma \ll 1$  se denomina apantallamiento débil. En este caso la sobredensidad de carga que se crea al rededor del núcleo es pequeña, puesto que las cargas no se desplazan significativamente por la fuerza electrostática, y el radio  $R$  a partir del cual el apantallamiento del núcleo comienza a ser apreciable, es grande. El caso en que  $\Gamma \gg 1$  y la temperatura del plasma es alta, se conoce como apantallamiento fuerte. En este caso cada núcleo está rodeado casi literalmente por una nube de electrones y el radio  $R$  es menor puesto que a menores distancias el núcleo ya se encuentra completamente apantallado. En este caso, la temperatura debe ser lo suficientemente alta para que los núcleos que aportan a las reacciones nucleares tengan energía cinética mayor que la de interacción culombiana. Entre el límite de acoplamiento fuerte y acoplamiento débil se encuentra el régimen intermedio. Las reacciones que ocurren en el régimen  $\Gamma \gg 1$  y temperatura baja (régimen piconuclear) no son reacciones termonucleares (que dependen principalmente de la temperatura), como la gran mayoría de las reacciones en el interior estelar y las de interés en este trabajo. Este último régimen corresponde a alta densidad y baja temperatura, y si ocurren reacciones nucleares se debe justamente a la alta densidad. Siguiendo a [Dewitt et al. \(1973\)](#) y [Graboske et al. \(1973\)](#) calculamos  $H_{12}$  en los regímenes débil, intermedio y fuerte. De la tabla 4 del trabajo de

Graboske et al. (1973) se tiene que los parámetros de la ecuación 4.8 para  $H_{12}$  en cada régimen son:

- Apantallamiento débil:

$$\begin{aligned} b &= 1 \\ k_b &= 1/2 \\ \eta_b &= \bar{z} \\ \zeta_b &= 2z_1z_2 \end{aligned}$$

- Apantallamiento intermedio:

$$\begin{aligned} b &= 0.86 \\ k_b &= 0.38 \\ \eta_b &= \frac{\langle z^{3b-1} \rangle}{\bar{z}^{3b-2} \bar{z}^{2-2b}} \\ \zeta_b &= (z_1 + z_2)^{1+b} - z_1^{1+b} - z_2^{1+b} \end{aligned}$$

- Apantallamiento fuerte:

$$\begin{aligned} b &= 2/3 \\ k_b &= 0.624 \\ \eta_b &= \bar{z}^{1/3} \\ \zeta_b &= (z_1 + z_2)^{1+b} - z_1^{1+b} - z_2^{1+b} \\ &\quad + 0.316\bar{z}^{1/3}[(z_1 + z_2)^{2b} - z_1^{2b} - z_2^{2b}] \\ &\quad + 0.737\bar{z}^{-1}[(z_1 + z_2)^b - z_1^b - z_2^b]/\Lambda_0^b \end{aligned}$$

donde

$$\bar{z} = \left[ \sum_i z_i^2 f_i + \bar{z} \theta_e \right]^{1/2}, \quad \bar{z} = \sum_i z_i f_i, \quad \theta_e = \frac{I_{-1/2}(\mu_e/kT)}{I_{+1/2}(\mu_e/kT)} \quad f_i = n_i/n_I, \quad (4.9)$$

siendo  $n_i$  la densidad numérica de la especie  $i$ ,  $n_I$  la densidad numérica total,  $\theta_e$  el parámetro de degeneración electrónica,  $\mu_e$  el potencial químico del gas de electrones, e  $I_{\pm 1/2}$  las integrales de Fermi-Dirac. Cuando hay cierto grado de degeneración, los  $e^-$  de baja energía no aportan al apantallamiento del núcleo. En el límite de alta degeneración se tiene que  $\theta_e \rightarrow 0$ . Para determinar los distintos regímenes de manera independiente a la carga de los núcleos involucrados ( $\Gamma$  depende de  $z_1$  y  $z_2$ ), se siguió la sugerencia de Graboske et al. (1973), agregando una interpolación entre el régimen de apantallamiento débil e intermedio para que la transición resulte continua. Definiendo  $\Lambda_{12} = z_1 z_2 \bar{z} \Lambda_0$ , el criterio para los distintos regímenes es:

- $\Lambda_{12} \leq 0.1$ : apantallamiento débil.
- $0.1 < \Lambda_{12} \leq 0.2$ : región de transición entre apantallamiento débil e intermedio.
- $0.2 < \Lambda_{12} \leq 2$ : apantallamiento intermedio.
- $2 < \Lambda_{12} \leq 5$ : región de transición entre apantallamiento intermedio y fuerte.
- $\Lambda_{12} > 5$ : apantallamiento fuerte.

Si llamamos  $H_{12,d}$ ,  $H_{12,i}$ ,  $H_{12,f}$  a las expresiones de  $H_{12}$  en el régimen de apantallamiento débil, intermedio y fuerte respectivamente, en el régimen de transición entre régimen débil e intermedio  $H_{12}$  es calculado como:

$$H_{12} = \left( \frac{\Lambda_{12} - 0.1}{0.2 - 0.1} \right) H_{12,i} + \left( 1 - \frac{\Lambda_{12} - 0.1}{0.2 - 0.1} \right) H_{12,d}, \quad (4.10)$$

y en el régimen de transición entre apantallamiento intermedio y fuerte, según la sugerencia de Graboske et al. (1973):

$$H_{12} = \text{mín}(H_{12,i}, H_{12,f}). \quad (4.11)$$

Finalmente, el factor de apantallamiento es calculado como  $f_e = \exp H_{12}$ . El tratamiento aplicado es válido para reacciones de dos partículas únicamente. Para estimar el apantallamiento electrónico para la reacción  $3\alpha$ , la única de tres partículas de interés en este trabajo, seguimos la sugerencia de Salpeter & van Horn (1969), y calculamos  $f_{3\alpha} = f(\alpha, \alpha)f(\alpha, {}^8\text{Be})$ , donde  $f(\alpha, \alpha)$  es el factor de apantallamiento de la reacción  ${}^4\text{He}(\alpha, \gamma) {}^8\text{Be}$ , y  $f(\alpha, {}^8\text{Be})$ , el de la reacción  ${}^8\text{Be}(\alpha, \gamma) {}^{12}\text{C}$ . En términos de  $H_{12}$

$$H_{12,3\alpha} = H_{12}(\alpha, \alpha) + H_{12}(\alpha, {}^8\text{Be}). \quad (4.12)$$

La rutina que calcula el factor de apantallamiento electrónico fue principalmente programada por Aldo Serenelli, y en este trabajo la modificamos levemente, incluyendo el cálculo del factor de apantallamiento para la reacción  $3\alpha$ , y la incorporamos a la red nuclear.

### Redefinición de la malla espacial en el LPCODE

El código LPCODE trabaja modificando la malla en la coordenada  $m$  a cada cierta cantidad de pasos de tiempo, elegida en 3 en la mayoría de nuestras simulaciones. Debido a esto, dos capas con igual número de orden (No en la tabla ) en dos modelos sucesivos no corresponden necesariamente a la misma capa estelar. Las abundancias químicas que calcula el CPP se basan en la malla del modelo  $i$ , mientras que serán utilizadas en el cálculo de reacciones nucleares y mezclas en el modelo  $i + 1$ , por lo que es necesario reconstruir cómo fue el regrillado de capas entre el modelo  $i$  y el  $i + 1$ . Para llevar cuenta de cómo se redefinen las capas, se les asigna a estas en el LPCODE un número de identidad, que es la cantidad ID en la tabla –, y que no depende qué orden tiene la capa en el modelo. La redefinición de capas en el LPCODE consiste básicamente de dos operaciones: agregado de capas (cuando se requiere mayor resolución espacial), o extracción de capas (cuando se considera que una menor resolución espacial es suficiente para reproducir la estructura del modelo estelar). El agregado de una capa en el LPCODE significa que una capa  $i$  de masa  $\Delta m_i$  se separó en dos capas,  $j$  y  $k$ , de masas  $\Delta m_j$  y  $\Delta m_k$  tales que  $\Delta m_j + \Delta m_k = \Delta m_i$ . En estos casos, las abundancias asignadas a las nuevas capas corresponden a las abundancias de la capa original. La capa más externa entre la  $j$  y  $k$  mantiene el número de identidad de la capa  $i$ , mientras que a la otra se le asigna un nuevo número de identidad. De esta manera, el CPP tiene la información de que una capa fue creada y le asigna las abundancias de la capa adyacente más externa.

Por otro lado, cuando se quita una capa en el LPCODE, significa que dos capas adyacentes de masas  $\Delta m_j$  y  $\Delta m_k$  se juntan en una sola capa de masa  $\Delta m_i = \Delta m_j + \Delta m_k$ . En estos casos, el LPCODE calcula las nuevas abundancias de la capa  $i$ , a partir de las abundancias de las capas  $j$  y  $k$  como:

$$X_i = X_j \frac{\Delta_j}{\Delta_i} + X_k \frac{\Delta_k}{\Delta_i}. \quad (4.13)$$

En estos casos, la capa  $i$  toma el número de identidad de la capa más externa entre la  $k$  y la  $j$ , pero para poder determinar que la capa más interna no está más en el grillado, se utiliza

un índice adicional para cada capa,  $\text{ind}_{\text{merge}}$ . En esta situación, el índice  $\text{ind}_{\text{merge}}$  de la capa  $i$ , que es originalmente cero para todas las capas, toma un valor +1 para indicar al código CPP que es una capa que se formó juntando dos capas adyacentes. De esta manera, el código CPP puede calcular las abundancias de la capa  $i$  según la ecuación 4.13. Estos dos índices, ID e  $\text{ind}_{\text{merge}}$  fueron agregados en la escritura del LPCODE, para poder utilizar sus modelos en el código CPP siguiendo el regrillado realizado.

#### 4.1.3. Test al código de pos-procesado

Para testear el funcionamiento del código de pos-procesado comparamos los perfiles químicos obtenidos con este, con los perfiles químicos obtenidos por el LPCODE en ocho simulaciones correspondientes a diferentes regímenes de quema, con y sin apantallamiento electrónico y/o mezcla convectiva. La red utilizada en el CPP incluye todos los isótopos estables hasta el  $^{32}\text{Si}$ . Sin embargo, las tasas de algunas reacciones en el rango de masas  $A = 1 - 22$ , que no se encuentran en el LPCODE y que tienen lugar en la quema estable de H principalmente, fueron anuladas en el CPP. Las tasas de las reacciones más relevantes en los ciclos  $pp$ , CNO y la quema de He del CPP fueron elegidas coincidentes con las del LPCODE. Las características de las simulaciones realizadas se encuentran en la tabla 4.2. Para cada una de las simulaciones realizadas presentamos los resultados en cuatro figuras y una tabla. La información en estas figuras y tablas es la siguiente:

- En dos de las cuatro figuras se encuentran graficadas las abundancias por fracción de masa de los 16 isótopos que posee la red nuclear del LPCODE, obtenidas con ambos códigos, para tres o cuatro modelos de diferentes edades en la quema estable de H o He, según corresponda. Las figuras con líneas rosas corresponden a secuencias sin apantallamiento electrónico y sin convección. Las figuras con líneas celestes corresponden a secuencias con apantallamiento electrónico y sin convección, y las figuras con líneas naranjas corresponden a secuencias sin apantallamiento electrónico pero con mezcla convectiva.
- Las otras dos figuras corresponden a comparaciones realizadas en dos modelos diferentes. Uno de estos modelos corresponde al final de la quema estable de H ó He. Dado que el CPP únicamente utiliza las abundancias del LPCODE del primer modelo proporcionado, las diferencias en este modelo corresponden a las diferencias acumuladas durante todo el cálculo de la quema estable de H o He. El otro gráfico corresponde al segundo modelo de la secuencia, y sus diferencias se deben a la precisión de lectura de los datos y el cálculo del primer paso de tiempo. Cada una de estas figuras posee cuatro paneles. La información en cada uno de estos paneles es la siguiente:

**Panel superior izquierdo:** diferencias absolutas entre el LPCODE y el CPP,  $D_{\text{abs}} = |X_{\text{LPC}} - X_{\text{CPP}}|$ , en función de la coordenada  $m_r$ , siempre y cuando estas diferencias sean mayores a  $10^{-15}$ .  $X_{\text{LPC}}$  y  $X_{\text{CPP}}$  son las abundancias en fracción de masa obtenidas con el LPCODE y con el CPP respectivamente.

**Panel inferior izquierdo:** diferencias relativas en función de  $m_r$ . Las diferencias relativas se calcularon como  $D_{\text{rel}} = D_{\text{abs}} / (X_{\text{prom}})$ , con  $X_{\text{prom}} = (X_{\text{LPC}} + X_{\text{CPP}}) / 2$ .

**Panel superior derecho:** valores medios de las diferencias relativas de cada isótopo, en una región que excluye la envoltura de las estrellas, junto con el valor máximo de  $D_{\text{rel}}$  en dicha región. En la quema estable del He, la región sobre la que se realiza el promedio excluye la quema de H en capas ( $m_r < 0.25 M_{\odot}$ ). Además, en el cálculo de los valores medios excluimos todas aquellas capas en donde las abundancias por fracción de masa (en el LPCODE) son menores a  $10^{-10}$ .

Secuencias calculadas						
	Masa estelar	Quema estable:	AE	CV	Tabla	Figuras
<b>Ciclo <i>pp</i></b>	$1 M_{\odot}$	H	✗	✗	4.3	4.5, 4.6, 4.7, 4.8
	$1 M_{\odot}$	H	✓	✗	4.4	4.9, 4.10, 4.11, 4.12
<b>Ciclo CNO</b>	$3 M_{\odot}$	H	✗	✗	4.5	4.13, 4.14, 4.15, 4.16
	$3 M_{\odot}$	H	✓	✗	4.6	4.17, 4.18, 4.19, 4.20
<b>Quema de He</b>	$3 M_{\odot}$	He	✗	✗	4.7	4.21, 4.22, 4.23, 4.24
	$3 M_{\odot}$	He	✓	✗	4.8	4.25, 4.26, 4.27, 4.28
<b>Convección</b>	$3 M_{\odot}$	H	✗	✓	4.9	4.29, 4.30, 4.31, 4.32
	$3 M_{\odot}$	He	✗	✓	4.10	4.33, 4.34, 4.35, 4.36

**Tabla 4.2.** Secuencias calculadas para testear el funcionamiento del código de pos-procesado. Se indica la masa estelar de cada secuencia y si el cálculo se realizó durante la quema estable de H o He. Las columnas AE y CV indican si la secuencia se realizó incluyendo o no apantallamiento electrónico o mezcla convectiva respectivamente. En las últimas columnas se encuentran las referencias a las tablas y figuras donde se sintetizan los resultados de cada secuencia.

**Panel inferior derecho:** Lo mismo que el panel superior derecho, pero en logaritmo decimal.

- En cada una de las tablas se encuentran, para el último modelo de la quema estable de H o He, los valores medios y máximos de las diferencias absolutas,  $D_{\text{abs}}$ , y relativas,  $D_{\text{rel}}$ . Como en las figuras, las capas consideradas en el cálculo de los promedios y en la determinación de los valores máximos, son todas aquellas tales que  $m_r < 0.9, 2.8 M_{\odot}$  (quema estable de H en estrellas de 1 y  $3 M_{\odot}$ ) o  $0.25 M_{\odot}$  (quema estable de He) y con abundancias  $X_{\text{LPC}} > 10^{-10}$ . Los isótopos que poseen abundancias menores a  $10^{-10}$  en toda la región donde se realiza el promedio no se encuentran tabulados.

El criterio utilizado para calcular los promedios y valores máximos en las secuencias de quema estable de H en modelos de 1 y  $3 M_{\odot}$ ,  $m_r < 0.9 M_{\odot}$  ó  $m_r < 2.8 M_{\odot}$  respectivamente, se debe a que nos interesa comparar las abundancias principalmente en donde ocurren reacciones nucleares, por lo que excluimos la envoltura, en la que el CPP sobreestima las tasas de reacciones, puesto que no se encuentra aún acondicionado para funcionar a muy bajas temperaturas. En la quema estable del He, para obtener las diferencias debidas a las reacciones de la quema de He, tomamos  $m_r > 0.25 M_{\odot}$ , para excluir la quema de H en capas. Además, como nos interesa comparar elementos que tengan abundancias significativas, tomamos el criterio  $X_{\text{LPC}} > 10^{-10}$ . Los elementos con abundancias pequeñas, tienen errores relativos muy grandes que no son significativos. A continuación describimos brevemente las diferencias encontradas en los cálculos.

### Ciclo *pp*

Con el propósito de testear las reacciones de la cadena *pp*, calculamos la evolución de una estrella de  $1 M_{\odot}$  en la secuencia principal, sin y con correcciones por apantallamiento electrónico (de ahora en más llamado AE), forzando a que no haya convección en la estrella, dado que al principio de la secuencia principal, el núcleo es convectivo por un breve período de tiempo. Luego, recalculamos las abundancias a cada paso de tiempo con el código de pos-procesado. Los resultados de las abundancias se muestran en las figuras 4.5, 4.6 (sin AE) y 4.9, 4.10 (con AE) para cuatro edades diferentes en la SP. En las figuras 4.7, 4.8 (sin AE) y

4.11, 4.12 (con AE) se encuentran las comparaciones en los modelos inicial y final, y en las tablas 4.3 (sin AE) y 4.4 (con AE) las diferencias obtenidas en el modelo final.

Para el H y el He, sin apantallamiento electrónico, las diferencias absolutas entre las abundancias no superan  $D_{\text{abs,max}} \sim 10^{-5}$ . Para el H, las diferencias relativas hacia el final de la quema en la SP son un poco mayores que para el He. Esto se debe a que la abundancia de H es pequeña en la región central donde ocurrió la quema. Por otro lado, en la secuencia que incluye la corrección por apantallamiento electrónico, las diferencias absolutas para ambos elementos no superan  $D_{\text{abs,max}} \sim 10^{-4}$ . En general, para todos los isótopos, las diferencias son un poco mayores que en el caso sin apantallamiento electrónico. Esto puede deberse a que el tratamiento que realiza el LPCODE para el apantallamiento electrónico no es exactamente el mismo que el utilizado en el código CPP. El LPCODE se basa también en el tratamiento de Wallace et al. (1982) que, basándose a su vez en el trabajo de Alastuey & Jancovici (1978), incluye correcciones a la aproximación de cero separación entre núcleos a la hora de calcular el potencial de apantallamiento.

Para el resto de los isótopos, las diferencias absolutas son menores que para el H y el He, y las diferencias relativas rondan el valor  $10^{-3}$ , excepto para el  $^{18}\text{O}$  y el  $^{19}\text{F}$ , que tienen diferencias relativas mayores. Estos elementos participan de los ciclos CNO3 y CNO4, que si bien su funcionamiento residual a las temperaturas donde domina el ciclo  $pp$ , puede ser suficiente para alterar una fracción no despreciable de estos isótopos poco abundantes. Además, en la red nuclear del CPP se encuentra la reacción  $^{19}\text{F} \rightarrow ^{18}\text{O} + p$ , que es la reacción inversa de  $^{18}\text{O} + p \rightarrow ^{19}\text{F}$ . Si bien esta última se encuentra en el LPCODE, la primera no. Puesto que la abundancia de flúor (oxígeno) calculada con el CPP es menor (mayor) que la calculada con el LPCODE, es probable que esta reacción inversa esté teniendo lugar. Como se puede ver en las figuras 4.5 y 4.6, sin embargo, las abundancias de estos elementos son menores que  $3 \times 10^{-5}$  durante toda la evolución en la SP. Por otro lado, la abundancia de  $^{22}\text{Ne}$  es muy similar en ambos códigos. Esto se debe a que en la red nuclear del CPP apagamos explícitamente la reacción  $^{22}\text{Ne} + p \rightarrow ^{23}\text{Na}$ , que no se encuentra en el LPCODE. En cálculos de la nucleosíntesis de la secuencia principal de  $1 M_{\odot}$  incluyendo la reacción mencionada, casi la totalidad del  $^{22}\text{Ne}$  en el núcleo se quema dando lugar a  $^{23}\text{Na}$ .

### Ciclos CNO

Con el propósito de testear las reacciones de los ciclos CNO, calculamos la evolución de una estrella de  $3 M_{\odot}$  en la secuencia principal, forzando a que todas las capas de la estrella resulten radiativas, incluyendo, y sin incluir correcciones por apantallamiento electrónico. Las abundancias obtenidas con ambos códigos se muestran en las figuras 4.13, 4.14 (sin AE) y 4.17, 4.18 (con AE) para tres edades diferentes en la SP. En las figuras 4.15, 4.16 (sin AE) y 4.19, 4.20 (con AE) están las comparaciones en los modelos inicial y final, y en las tablas 4.5 (sin AE) y 4.6 (con AE) las diferencias obtenidas en el modelo final.

Las diferencias encontradas en el H y el He son, en general, un poco mayores que en el régimen de quema por  $pp$ , con valores medios para las diferencias absolutas de  $\sim 10^{-4}$  sin AE, y  $\sim 2 \times 10^{-3}$  con AE. Las diferencias absolutas del resto de los elementos son menores que las de H y He, pero las relativas mayores, al ser menos abundantes. Todos los elementos presentan diferencias mayores en los cálculos con apantallamiento electrónico. De igual manera que en la quema por ciclo  $pp$ , y por las mismas razones, los elementos más afectados son el  $^{18}\text{O}$  y el  $^{19}\text{F}$ .



## Quema de He

Con el propósito de testear las reacciones principales en la quema de He, calculamos la evolución de una estrella de  $3 M_{\odot}$  en la etapa de quema estable del He, también forzando a que todas las capas sean radiativas, sin y con correcciones por apantallamiento electrónico. Las abundancias obtenidas se muestran en las figuras 4.21 y 4.22 (sin AE) y 4.25, 4.26 (con AE) para cuatro edades diferentes en la SP. En las figuras 4.23, 4.24 (sin AE) y 4.27, 4.28 (con AE) están las comparaciones en los modelos inicial y final, y en las tablas 4.7 (sin AE) y 4.8 (con-AE) las diferencias obtenidas en el modelo final.

Las diferencias absolutas del  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  y  ${}^{16}\text{O}$  no superan  $D_{\text{abs,max}} \sim 4 \times 10^{-3}$  sin AE y  $10^{-2}$  con AE, mientras que las diferencias relativas hacia el final de la quema estable son alrededor de  $2 \times 10^{-2}$  sin AE y  $4 \times 10^{-2}$  con AE, siendo en general un poco menores para el  ${}^{16}\text{O}$ . El resto de los isótopos, con excepción del  ${}^{20}\text{Ne}$ , presentan diferencias relativas más grandes. Esto se debe principalmente a que la red utilizada en ambos códigos difiere un poco más en el régimen de quema de partículas  $\alpha$ . Los isótopos con mayores diferencias relativas son el  ${}^{15}\text{N}$ , el  ${}^{17}\text{O}$  y el  ${}^{19}\text{F}$ . En los gráficos de abundancias de la figura 4.22, puede verse que el  ${}^{15}\text{N}$ , y en menor medida el  ${}^{19}\text{F}$ , presentan sobreabundancias (en el CPP) en las zonas de quema de He. Estas diferencias se deben a las reacciones siguientes:



que no se encuentran incluidas en el LPCODE, y que, si bien sus tasas de reacciones son menores que las del tipo  $(\alpha, \gamma)$ , ocurren en cierta medida. El  ${}^{15}\text{N}$  en particular, presenta picos de abundancias en la zona más externa de la quema de He. Esto se debe a que el  ${}^{15}\text{N}$  reacciona fácilmente con partículas  $\alpha$ , por lo que cierta abundancia de  ${}^{15}\text{N}$  sobrevive únicamente a las temperaturas más bajas de la zona de quema de He, produciendo los picos observados. Por otro lado, y aunque en menor medida, las abundancias de  ${}^{14}\text{N}$ ,  ${}^{18}\text{O}$  y  ${}^{22}\text{Ne}$  también se ven afectadas. Es de esperar que cualquier diferencia en la abundancia de  ${}^{14}\text{N}$ , se traslade a las abundancias de  ${}^{18}\text{O}$  y  ${}^{22}\text{Ne}$  por las reacciones  ${}^{14}\text{N} + \alpha \rightarrow {}^{18}\text{O} + \gamma$  y  ${}^{18}\text{O} + \alpha \rightarrow {}^{22}\text{Ne}$ .

## Convección

Con el propósito de testear el funcionamiento de la rutina que calcula la mezcla convectiva, realizamos el cálculo de la evolución de una estrella de  $3 M_{\odot}$  en la etapa de quema estable del H y del He con convección, pero sin incluir correcciones por apantallamiento electrónico. Los resultados se muestran en las figuras 4.29, 4.30 (quema de H) y 4.33, 4.34 (quema de He) para cuatro edades diferentes en cada caso. En las figuras 4.31, 4.32 (quema de H) y 4.35, 4.36 (quema de He) se encuentran las comparaciones en los modelos inicial y final, y en las tablas 4.9 (quema de H) y 4.10 (quema de He), las diferencias obtenidas en el modelo final.

Las diferencias absolutas de las abundancias de H y He hacia el final de la quema estable del H no superan  $\sim 7 \times 10^{-3}$ , menor que lo obtenido en la secuencia sin convección pero con apantallamiento electrónico. Sin embargo, a diferencia de lo que ocurre en esa secuencia, en donde los errores son comparables a lo largo de la evolución, en la la secuencia con convección las mayores diferencias se obtienen en modelos de edades intermedias. Lo mismo ocurre en la quema estable del He con las abundancias de  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  y  ${}^{16}\text{O}$ , en donde las diferencias a edades intermedias son apreciables en las figuras 4.33 y 4.34. La tendencia del resto de los elementos es similar, estando presentes también las diferencias debidas a las distintas reacciones utilizadas discutidas previamente.

<b>1 <math>M_{\odot}</math> al final de la SP.</b>				
<b>Sin apantallamiento electrónico.</b>				
Isótopo	$\langle D_{\text{abs}} \rangle$	$D_{\text{abs,max}}$	$\langle D_{\text{rel}} \rangle$	$D_{\text{rel,max}}$
H	2.8814E-06	7.9800E-06	3.8906E-04	2.1797E-03
He4	2.6360E-06	7.8000E-06	3.3306E-06	8.2488E-06
He3	1.5138E-07	2.0530E-06	4.0476E-04	2.2513E-03
Be7	2.4444E-15	4.0100E-14	1.3517E-05	2.2912E-04
C12	3.7296E-09	8.5900E-08	8.9906E-05	3.2032E-03
C13	1.2702E-09	2.8080E-08	8.9559E-05	3.2662E-03
N14	2.6555E-07	6.1400E-07	3.2279E-05	7.2005E-05
N15	7.5948E-11	1.1020E-09	3.7021E-04	8.7737E-03
O16	6.0370E-08	2.0700E-07	2.4386E-05	9.2714E-05
O17	1.5281E-07	3.6100E-07	5.4503E-05	1.2983E-04
O18	1.4337E-07	3.5787E-07	1.6417E-01	5.8279E-01
F19	3.0588E-08	8.6092E-08	1.3540E-01	4.4811E-01
Ne20	1.1125E-07	2.6000E-07	6.1501E-05	1.4373E-04
Ne22	9.2434E-10	2.2000E-09	6.4213E-06	1.5283E-05

**Tabla 4.3.** Diferencias entre las abundancias obtenidas con el CPP y con el LPCODE para la secuencia de  $1 M_{\odot}$  sin apantallamiento electrónico, en un modelo al final de la quema de H. Se tabulan los valores medios y máximos de las diferencias absolutas,  $D_{\text{abs}} = |X_{\text{LPC}} - X_{\text{CPP}}|$ , y relativas,  $D_{\text{rel}} = D_{\text{abs}}/(X_{\text{prom}})$ , donde  $X_{\text{LPC}}$  y  $X_{\text{CPP}}$  son las abundancias en fracción de masa obtenidas con el LPCODE y con el CPP respectivamente, y  $X_{\text{prom}} = (X_{\text{LPC}} + X_{\text{CPP}})/2$ . Las capas consideradas en el cálculo de los promedios y en la determinación de los valores máximos, son todas aquellas tales que  $m_r < 0.9$  y con abundancias  $X_{\text{LPC}} > 10^{-10}$ .

## Resumen

Existe en general un buen acuerdo entre los perfiles calculados por el LPCODE y el CPP, teniendo en cuenta las diferencias entre las dos redes nucleares utilizadas. Sin embargo, se podría poner el mismo tratamiento del apantallamiento electrónico en ambos códigos para confirmar que las diferencias se deben a un tratamiento distinto y no a que haya algún error de implementación en el CPP. Por otro lado, queda por determinar el origen de las diferencias obtenidas durante el cálculo de la mezcla convectiva, puesto que si bien los tratamientos de la convección son diferentes en ambos códigos, no debería haber diferencias significativas en las etapas de mezcla casi instantánea, es decir, cuando los tiempos de quema son mucho mayores que los tiempos característicos de la convección, como sucede para la mayoría de los elementos en la quema estable de H y He en una estrella de  $3 M_{\odot}$ .

<b>1 <math>M_{\odot}</math> al final de la SP.</b>				
<b>Con apantallamiento electrónico.</b>				
Isótopo	$\langle D_{\text{abs}} \rangle$	$D_{\text{abs,max}}$	$\langle D_{\text{rel}} \rangle$	$D_{\text{rel,max}}$
H	2.6886E-05	7.2700E-05	2.0629E-03	1.0033E-02
He4	2.6430E-05	7.2400E-05	3.8467E-05	1.3714E-04
He3	1.9019E-06	2.5171E-05	5.5310E-03	1.3669E-02
Be7	4.7806E-14	1.0558E-12	2.8732E-04	7.7695E-03
C12	2.8995E-08	6.2640E-07	2.8645E-04	4.3607E-03
C13	8.9189E-09	2.0710E-07	2.9478E-04	4.4998E-03
N14	7.8583E-07	2.2760E-06	9.9920E-05	2.9331E-04
N15	7.4262E-11	9.1590E-10	4.1369E-04	9.3686E-03
O16	8.1714E-07	2.6370E-06	2.8836E-04	7.7998E-04
O17	2.8569E-07	1.2940E-06	1.6323E-04	8.3217E-04
O18	1.4061E-07	3.2045E-07	1.6225E-01	5.4939E-01
F19	3.0388E-08	8.6433E-08	1.3588E-01	4.5036E-01
Ne20	1.1746E-07	2.7700E-07	6.4934E-05	1.5313E-04
Ne22	9.3263E-10	2.2000E-09	6.4789E-06	1.5283E-05

**Tabla 4.4.** Diferencias entre las abundancias obtenidas con el CPP y con el LPCODE para la secuencia de  $1 M_{\odot}$  n apantallamiento electrónico, en un modelo al final de la quema de H. Se tabulan los valores medios y máximos de las diferencias absolutas,  $D_{\text{abs}} = |X_{\text{LPC}} - X_{\text{CPP}}|$ , y relativas,  $D_{\text{rel}} = D_{\text{abs}}/(X_{\text{prom}})$ , donde  $X_{\text{LPC}}$  y  $X_{\text{CPP}}$  son las abundancias en fracción de masa obtenidas con el LPCODE y con el CPP respectivamente, y  $X_{\text{prom}} = (X_{\text{LPC}} + X_{\text{CPP}})/2$ . Las capas consideradas en el cálculo de los promedios y en la determinación de los valores máximos, son todas aquellas tales que  $m_r < 0.9$  y con abundancias  $X_{\text{LPC}} > 10^{-10}$ .

<b>3 <math>M_{\odot}</math> al final de la SP.</b>				
<b>Sin apantallamiento electrónico.</b>				
Isótopo	$\langle D_{\text{abs}} \rangle$	$D_{\text{abs,max}}$	$\langle D_{\text{rel}} \rangle$	$D_{\text{rel,max}}$
H	8.0798E-05	3.2747E-04	7.4570E-03	4.1880E-02
He4	7.8012E-05	3.2210E-04	8.9418E-05	3.5930E-04
He3	3.6301E-09	2.8500E-08	2.0967E-03	2.4089E-02
Be7	2.7045E-14	2.2504E-13	1.2114E-04	2.0418E-03
C12	2.6538E-08	8.7100E-07	1.9852E-04	9.3854E-03
C13	1.0205E-08	2.9830E-07	2.0598E-04	9.9030E-03
N14	3.3311E-07	3.0000E-06	3.5999E-05	2.5914E-04
N15	1.9649E-10	2.4579E-09	1.6603E-03	3.1713E-02
O16	2.2521E-07	2.0140E-06	3.5734E-04	2.1267E-03
O17	1.6806E-07	1.6491E-06	6.6424E-04	3.7042E-03
O18	7.4238E-08	1.5291E-06	2.0483E-01	1.1433E+00
F19	6.6155E-09	8.5714E-08	1.3773E-01	5.3971E-01
Ne20	5.4728E-07	1.1930E-06	3.0247E-04	6.5934E-04
Ne22	3.0069E-07	1.0307E-06	2.0835E-03	7.1347E-03

**Tabla 4.5.** Diferencias entre las abundancias obtenidas con el CPP y con el LPCODE para la secuencia de  $3 M_{\odot}$  sin apantallamiento electrónico, en un modelo al final de la quema de H. Se tabulan los valores medios y máximos de las diferencias absolutas,  $D_{\text{abs}} = |X_{\text{LPC}} - X_{\text{CPP}}|$ , y relativas,  $D_{\text{rel}} = D_{\text{abs}}/(X_{\text{prom}})$ , donde  $X_{\text{LPC}}$  y  $X_{\text{CPP}}$  son las abundancias en fracción de masa obtenidas con el LPCODE y con el CPP respectivamente, y  $X_{\text{prom}} = (X_{\text{LPC}} + X_{\text{CPP}})/2$ . Las capas consideradas en el cálculo de los promedios y en la determinación de los valores máximos, son todas aquellas tales que  $m_r < 2.8$  y con abundancias  $X_{\text{LPC}} > 10^{-10}$ .

<b><math>3 M_{\odot}</math> al final de la SP.</b>				
<b>Con apantallamiento electrónico.</b>				
Isótopo	$\langle D_{\text{abs}} \rangle$	$D_{\text{abs,max}}$	$\langle D_{\text{rel}} \rangle$	$D_{\text{rel,max}}$
H	1.8746E-03	1.0219E-02	8.5989E-02	3.3528E-01
He4	1.8726E-03	1.0218E-02	2.4487E-03	1.3811E-02
He3	3.9547E-09	3.1100E-08	3.8817E-02	3.0027E-01
Be7	6.8776E-13	9.1426E-12	3.6319E-03	6.4190E-02
C12	2.7590E-06	5.2630E-05	1.6520E-02	1.4545E-01
C13	8.7921E-07	1.7006E-05	1.7739E-02	1.6053E-01
N14	1.0655E-05	1.6215E-04	1.8620E-03	2.6851E-02
N15	2.2157E-09	5.5948E-08	3.9132E-03	9.5837E-02
O16	9.2608E-06	1.3513E-04	5.1218E-03	6.7395E-02
O17	5.0791E-06	7.4516E-05	9.5236E-03	7.8304E-02
O18	6.2554E-08	1.2411E-06	2.0345E-01	1.0036E+00
F19	6.6818E-09	9.0420E-08	1.4125E-01	5.5648E-01
Ne20	5.8328E-07	1.2150E-06	3.2237E-04	6.7150E-04
Ne22	2.9117E-07	9.4520E-07	2.0180E-03	6.5448E-03

**Tabla 4.6.** Diferencias entre las abundancias obtenidas con el CPP y con el LPCODE para la secuencia de  $3 M_{\odot}$  con apantallamiento electrónico, en un modelo al final de la quema de H. Se tabulan los valores medios y máximos de las diferencias absolutas,  $D_{\text{abs}} = |X_{\text{LPC}} - X_{\text{CPP}}|$ , y relativas,  $D_{\text{rel}} = D_{\text{abs}}/(X_{\text{prom}})$ , donde  $X_{\text{LPC}}$  y  $X_{\text{CPP}}$  son las abundancias en fracción de masa obtenidas con el LPCODE y con el CPP respectivamente, y  $X_{\text{prom}} = (X_{\text{LPC}} + X_{\text{CPP}})/2$ . Las capas consideradas en el cálculo de los promedios y en la determinación de los valores máximos, son todas aquellas tales que  $m_r < 2.8$  y con abundancias  $X_{\text{LPC}} > 10^{-10}$ .

<b><math>3 M_{\odot}</math> al final de la quema estable del He.</b>				
<b>Sin apantallamiento electrónico. Sin convección</b>				
Isótopo	$\langle D_{\text{abs}} \rangle$	$D_{\text{abs,max}}$	$\langle D_{\text{rel}} \rangle$	$D_{\text{rel,max}}$
He4	4.9820E-04	1.5620E-03	1.6515E-02	8.6553E-02
C12	1.5160E-03	3.6768E-03	1.0566E-02	6.3849E-02
N14	7.4925E-05	5.4739E-04	2.0591E-01	1.8107E+00
N15	1.0950E-06	1.1582E-05	1.2716E+00	1.9076E+00
O16	8.3433E-04	3.4762E-03	3.0943E-03	6.2335E-03
O17	4.0551E-05	5.1342E-05	1.6150E+00	1.9998E+00
O18	2.6358E-03	1.2615E-02	4.9045E-01	2.0000E+00
F19	3.3998E-05	4.4739E-05	1.7871E+00	1.9965E+00
Ne20	4.3140E-05	5.4131E-05	2.3517E-02	2.9485E-02
Ne22	3.8972E-03	1.5333E-02	4.4475E-01	1.5899E+00

**Tabla 4.7.** Diferencias entre las abundancias obtenidas con el CPP y con el LPCODE para la secuencia de  $3 M_{\odot}$  sin apantallamiento electrónico, en un modelo al final de la quema estable de He. Se tabulan los valores medios y máximos de las diferencias absolutas,  $D_{\text{abs}} = |X_{\text{LPC}} - X_{\text{CPP}}|$ , y relativas,  $D_{\text{rel}} = D_{\text{abs}}/(X_{\text{prom}})$ , donde  $X_{\text{LPC}}$  y  $X_{\text{CPP}}$  son las abundancias en fracción de masa obtenidas con el LPCODE y con el CPP respectivamente, y  $X_{\text{prom}} = (X_{\text{LPC}} + X_{\text{CPP}})/2$ . Las capas consideradas en el cálculo de los promedios y en la determinación de los valores máximos, son todas aquellas tales que  $m_r < 2.8$  y con abundancias  $X_{\text{LPC}} > 10^{-10}$ .

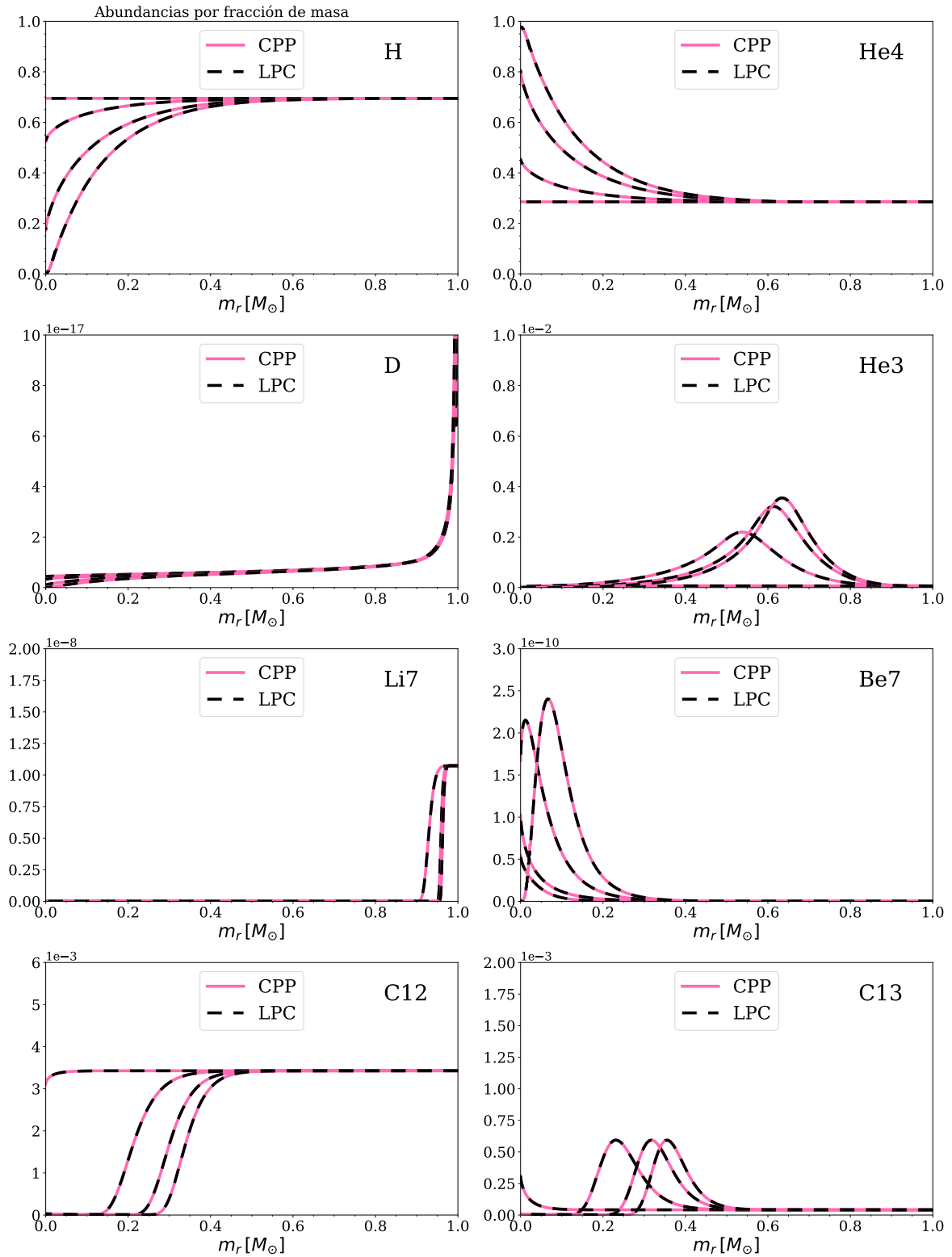
<b><math>3 M_{\odot}</math> al final de la quema estable del He.</b>				
<b>Con apantallamiento electrónico. Sin convección</b>				
Isótopo	$\langle D_{\text{abs}} \rangle$	$D_{\text{abs,max}}$	$\langle D_{\text{rel}} \rangle$	$D_{\text{rel,max}}$
He4	2.3381E-03	7.5660E-03	3.5505E-02	1.3133E-01
C12	4.1149E-03	8.6880E-03	2.3126E-02	6.4368E-02
N14	7.1691E-05	5.4770E-04	1.8898E-01	1.7673E+00
N15	1.0989E-06	1.2294E-05	1.3378E+00	1.9127E+00
O16	1.8831E-03	4.4995E-03	9.1408E-03	2.7403E-02
O17	4.1768E-05	5.2215E-05	1.6554E+00	1.9999E+00
O18	2.5229E-03	1.2540E-02	4.7751E-01	2.0000E+00
F19	3.4754E-05	4.5109E-05	1.8141E+00	1.9967E+00
Ne20	4.4511E-05	5.4979E-05	2.4259E-02	2.9941E-02
Ne22	3.6625E-03	1.5223E-02	4.2081E-01	1.5809E+00

**Tabla 4.8.** Diferencias entre las abundancias obtenidas con el CPP y con el LPCODE para la secuencia de  $3 M_{\odot}$  con apantallamiento electrónico, en un modelo al final de la quema estable de He. Se tabulan los valores medios y máximos de las diferencias absolutas,  $D_{\text{abs}} = |X_{\text{LPC}} - X_{\text{CPP}}|$ , y relativas,  $D_{\text{rel}} = D_{\text{abs}}/(X_{\text{prom}})$ , donde  $X_{\text{LPC}}$  y  $X_{\text{CPP}}$  son las abundancias en fracción de masa obtenidas con el LPCODE y con el CPP respectivamente, y  $X_{\text{prom}} = (X_{\text{LPC}} + X_{\text{CPP}})/2$ . Las capas consideradas en el cálculo de los promedios y en la determinación de los valores máximos, son todas aquellas tales que  $m_r < 2.8$  y con abundancias  $X_{\text{LPC}} > 10^{-10}$ .

<b><math>3 M_{\odot}</math> al final de la SP.</b>				
<b>Con convección. Sin apantallamiento electrónico.</b>				
Isótopo	$\langle D_{\text{abs}} \rangle$	$D_{\text{abs,max}}$	$\langle D_{\text{rel}} \rangle$	$D_{\text{rel,max}}$
H	1.3333E-03	6.1221E-03	4.8971E-02	1.4624E-01
He4	1.3373E-03	6.1299E-03	1.7051E-03	9.5583E-03
He3	1.4312E-08	9.2000E-08	2.2023E-02	1.9569E-01
Be7	1.1033E-12	1.1264E-11	4.6043E-03	5.4898E-02
C12	6.8194E-07	3.4967E-06	7.9991E-03	4.0163E-02
C13	1.6222E-07	8.0463E-07	6.7181E-03	3.2977E-02
N14	5.9251E-06	1.1146E-04	5.3237E-04	1.1945E-02
N15	1.4255E-09	6.4314E-09	5.6708E-03	2.3197E-02
O16	3.6421E-06	9.3395E-05	3.6724E-03	3.8140E-02
O17	2.7300E-06	5.9930E-05	9.9354E-03	5.6283E-02
O18	5.9161E-08	1.3585E-06	1.7213E-01	1.0886E+00
F19	2.7219E-09	5.2749E-08	1.1914E-01	2.7829E-01
Ne20	5.3066E-07	1.1440E-06	2.9330E-04	6.3227E-04
Ne22	1.0520E-06	3.4230E-06	7.2354E-03	2.3500E-02

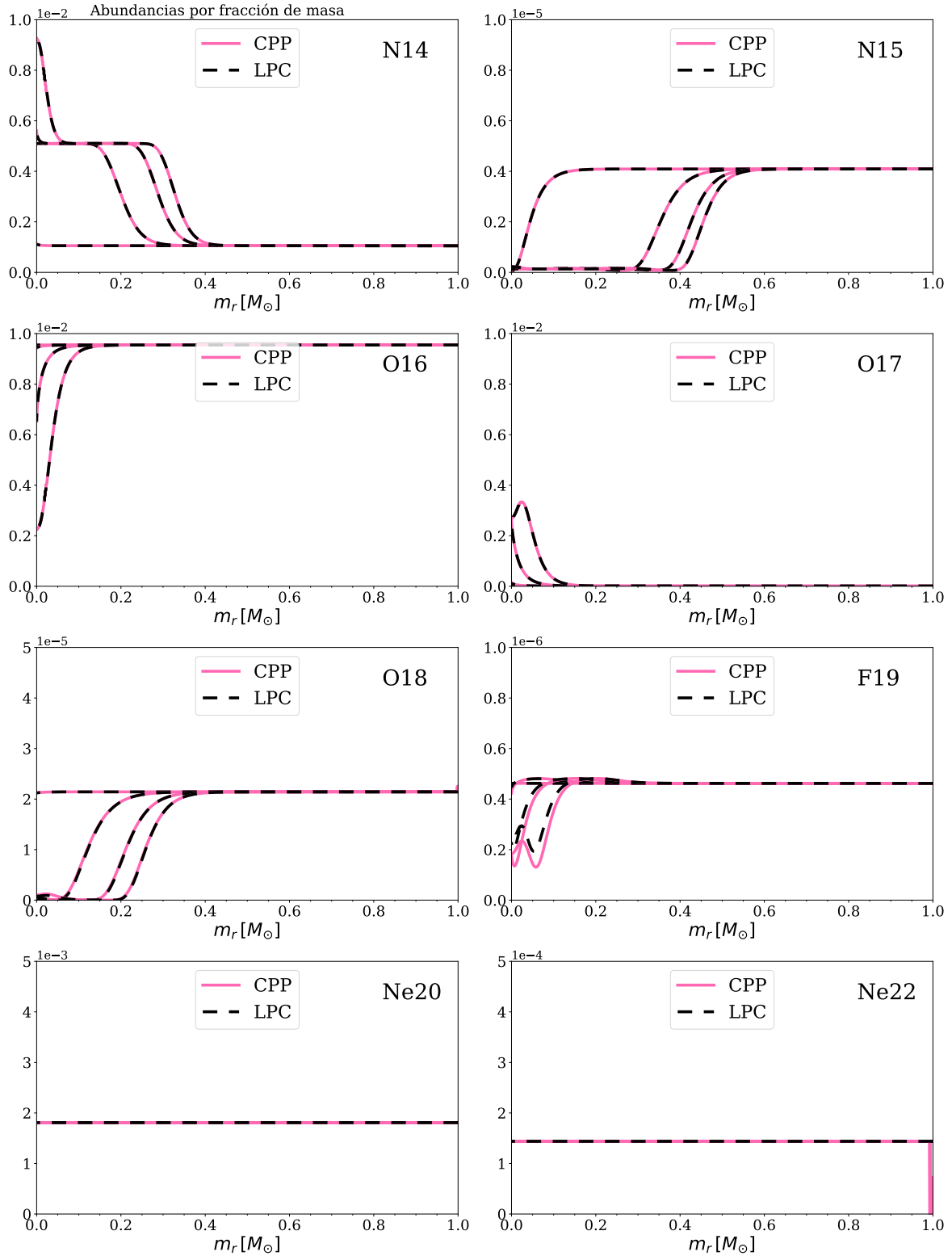
**Tabla 4.9.** Diferencias entre las abundancias obtenidas con el CPP y con el LPCODE para la secuencia de  $3 M_{\odot}$  sin apantallamiento electrónico e incluyendo mezcla convectiva, en un modelo al final de la quema de H. Se tabulan los valores medios y máximos de las diferencias absolutas,  $D_{\text{abs}} = |X_{\text{LPC}} - X_{\text{CPP}}|$ , y relativas,  $D_{\text{rel}} = D_{\text{abs}}/(X_{\text{prom}})$ , donde  $X_{\text{LPC}}$  y  $X_{\text{CPP}}$  son las abundancias en fracción de masa obtenidas con el LPCODE y con el CPP respectivamente, y  $X_{\text{prom}} = (X_{\text{LPC}} + X_{\text{CPP}})/2$ . Las capas consideradas en el cálculo de los promedios y en la determinación de los valores máximos, son todas aquellas tales que  $m_r < 2.8$  y con abundancias  $X_{\text{LPC}} > 10^{-10}$ .

#### 4. Nucleosíntesis en estrellas He-sdOB



**Figura 4.5. Quema estable de H de  $1 M_\odot$ , sin AE, sin convección.**

Las abundancias obtenidas con el LPCODE se grafican en líneas rayadas y las obtenidas con el CPP en líneas llenas de color. AE := apantallamiento electrónico.



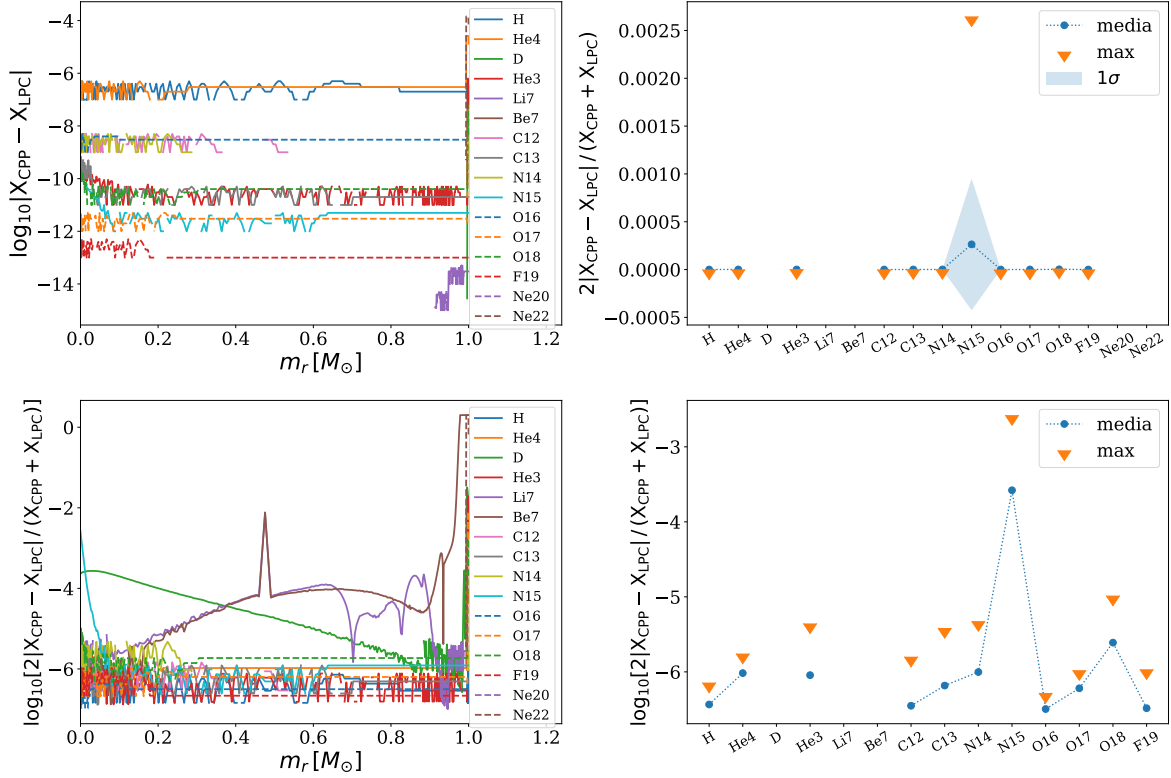
**Figura 4.6.** Quema estable de H de  $1 M_\odot$ , sin AE, sin convección.

Las abundancias obtenidas con el LPCODE se grafican en líneas rayadas y las obtenidas con el CPP en líneas llenas de color. AE := apantallamiento electrónico.

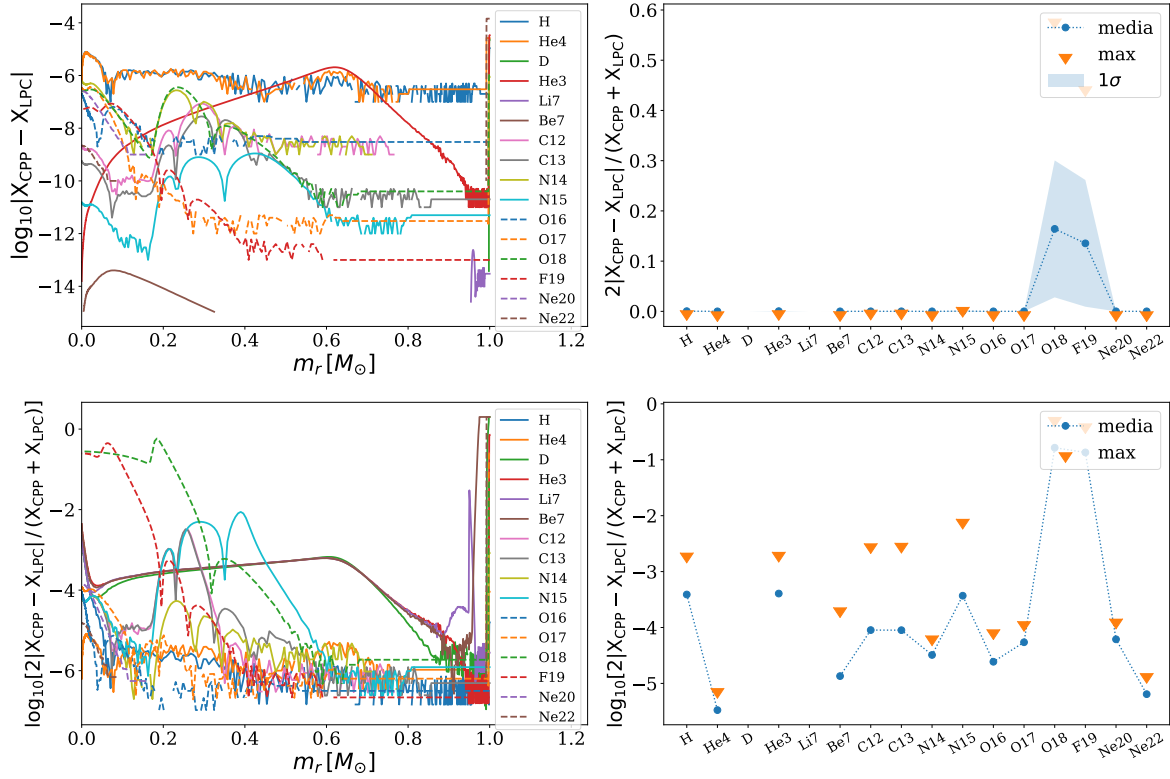


3 $M_{\odot}$ al final de la quema estable de He. Con convección. Sin apantallamiento electrónico.				
Isótopo	$\langle D_{\text{abs}} \rangle$	$D_{\text{abs,max}}$	$\langle D_{\text{rel}} \rangle$	$D_{\text{rel,max}}$
He4	3.3320E-04	6.2708E-04	8.0270E-02	1.7306E-01
C12	2.2730E-03	4.7438E-03	2.7016E-02	6.6803E-02
N14	4.1947E-05	4.2498E-04	4.1057E-03	5.1208E-02
N15	1.8907E-06	1.0713E-05	5.7907E-01	1.9000E+00
O16	1.9544E-03	4.1930E-03	8.5507E-03	2.1975E-02
O17	2.9906E-05	5.0482E-05	1.0958E+00	1.9584E+00
O18	1.2606E-04	2.0937E-03	8.7731E-02	5.4999E-01
F19	2.2831E-05	4.2296E-05	1.4787E+00	1.9963E+00
Ne20	3.6128E-05	6.3394E-05	1.9649E-02	3.4422E-02
Ne22	1.3174E-04	1.9443E-03	1.6172E-01	1.5062E+00

**Tabla 4.10.** Diferencias entre las abundancias obtenidas con el CPP y con el LPCODE para la secuencia de 3  $M_{\odot}$  sin apantallamiento electrónico pero incluyendo mezcla convectiva, en un modelo al final de la quema estable de He. Se tabulan los valores medios y máximos de las diferencias absolutas,  $D_{\text{abs}} = |X_{\text{LPC}} - X_{\text{CPP}}|$ , y relativas,  $D_{\text{rel}} = D_{\text{abs}}/(X_{\text{prom}})$ , donde  $X_{\text{LPC}}$  y  $X_{\text{CPP}}$  son las abundancias en fracción de masa obtenidas con el LPCODE y con el CPP respectivamente, y  $X_{\text{prom}} = (X_{\text{LPC}} + X_{\text{CPP}})/2$ . Las capas consideradas en el cálculo de los promedios y en la determinación de los valores máximos, son todas aquellas tales que  $m_r < 2.8$  y con abundancias  $X_{\text{LPC}} > 10^{-10}$ .



**Figura 4.7.** Quema estable de H de 1  $M_{\odot}$ , sin AE, sin convección. Primer modelo.


 Figura 4.8. Quema estable de H de  $1 M_{\odot}$ , sin AE, sin convección. Último modelo.

## 4.2. Resultados preliminares

En esta sección presentamos los resultados preliminares en el estudio de las abundancias de estrellas He-sdOB en el escenario de hot-flasher. En primer lugar, presentamos en la sección 4.2.1 las abundancias superficiales en la rama horizontal extendida de edad cero (ZAEHB) de los elementos hasta el  $^{22}\text{Ne}$  obtenidas en el conjunto de simulaciones del escenario de hot-flasher presentadas en el capítulo 3, para abundancias de He canónicas, y discutimos la nucleosíntesis de estos elementos durante los flashes de He e H. En la sección 4.2.2 presentamos los resultados preliminares del estudio de la generación de elementos pesados por procesos lentos de captura de neutrones en el escenario de hot-flasher, y en la sección 4.2.3 presentamos la comparación de las abundancias de estrellas eHe-sdOB con las predicciones del escenario de hot-flasher.

### 4.2.1. Abundancias de elementos livianos en la ZAEHB

En el capítulo 3 presentamos las secuencias calculadas en el escenario de hot-flasher para tres valores diferentes de las abundancias iniciales de helio y metales ( $[y = 0.285, z = 0.02]$ ;  $[y = 0.247, z = 0.001]$  y  $[y = 0.4, z = 0.02]$ ). Como mencionamos anteriormente, las secuencias de hot-flasher se pueden clasificar principalmente en tres clases: hot-flashers tempranos (EHF), y hot flashers tardíos con mezcla superficial (SM) o profunda (DM ó VLHF). En estos dos últimos casos las abundancias superficiales en la ZAEHB se ven alteradas respecto a los valores previos al flash del He. Cuánto cambian las abundancias depende de la profundidad de la mezcla convectiva producida por el flash de He. En las figuras 4.37 y 4.38, mostramos las abundancias superficiales de distintos isótopos obtenidas en la ZAEHB, en términos de la masa estelar al momento del flash de He, para  $z = 0.02$ ,  $z = 0.001$  y abundancias de

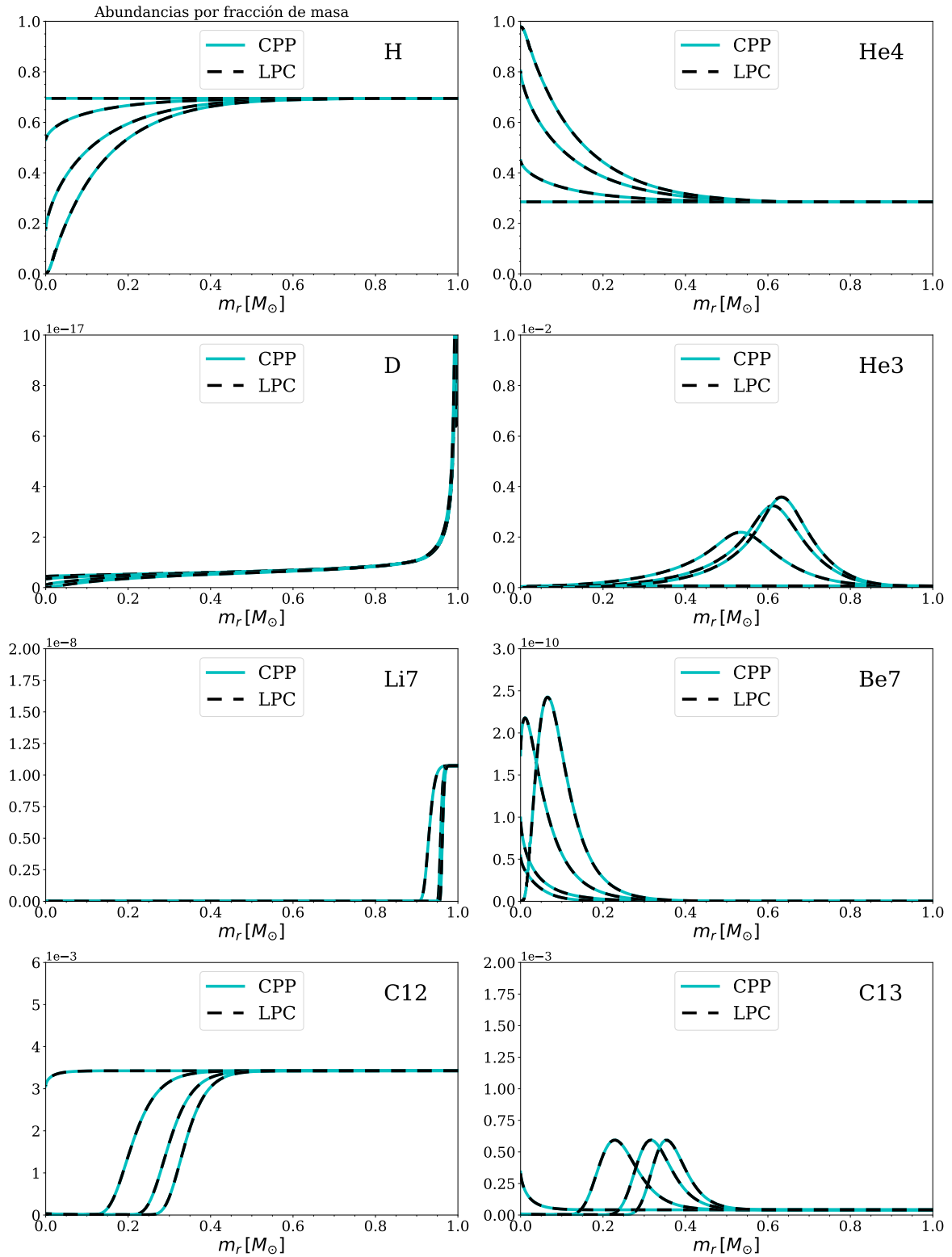


Figura 4.9. Quema estable de H de  $1 M_\odot$ , con AE, sin convección.

Las abundancias obtenidas con el LPCODE se grafican en líneas rayadas y las obtenidas con el CPP en líneas llenas de color. AE := apantallamiento electrónico.

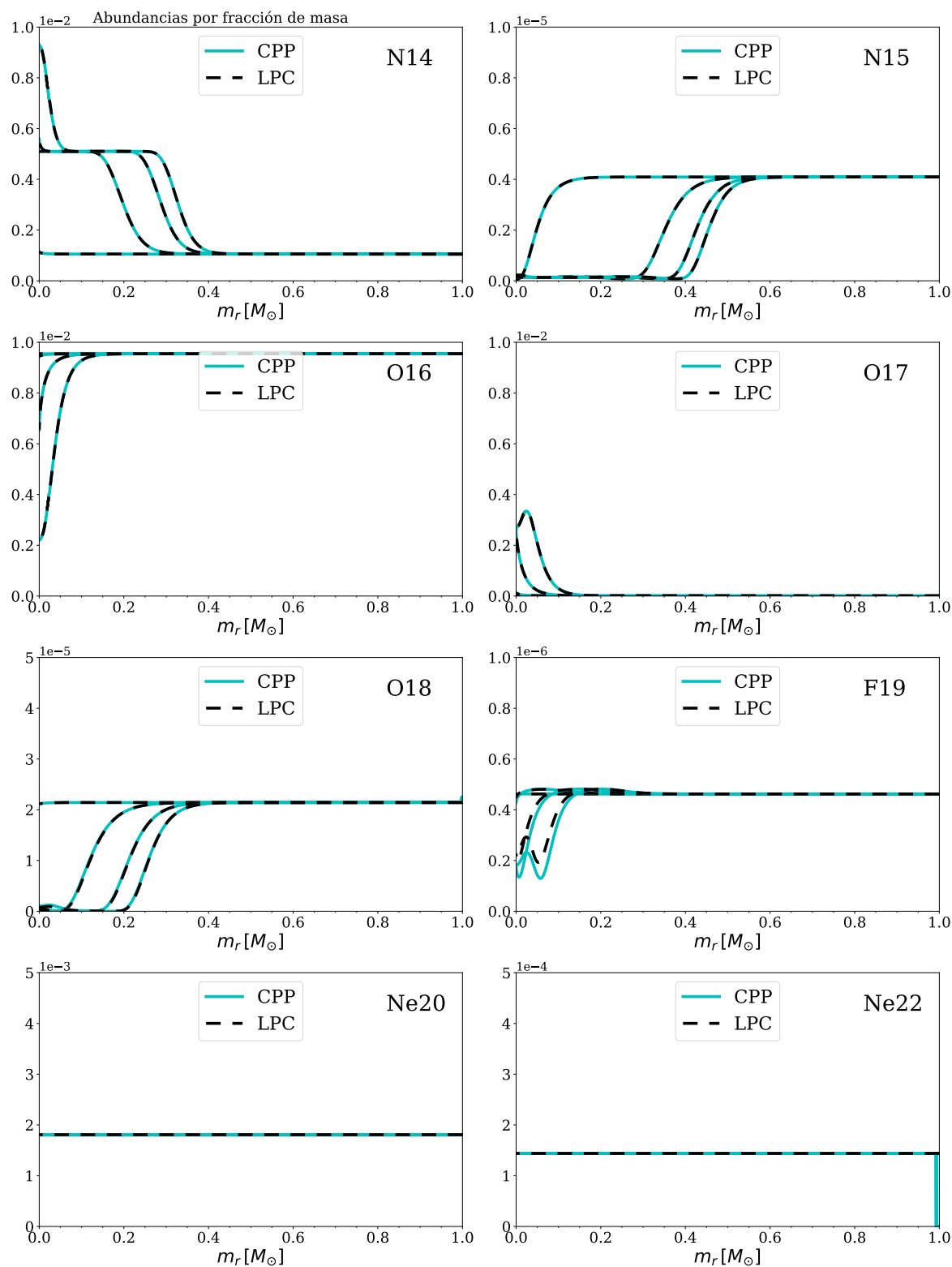


Figura 4.10. Quema estable de H de  $1 M_\odot$ , con AE, sin convección.

Las abundancias obtenidas con el LPCODE se grafican en líneas rayadas y las obtenidas con el CPP en líneas llenas de color. AE := apantallamiento electrónico.

#### 4. Nucleosíntesis en estrellas He-sdOB

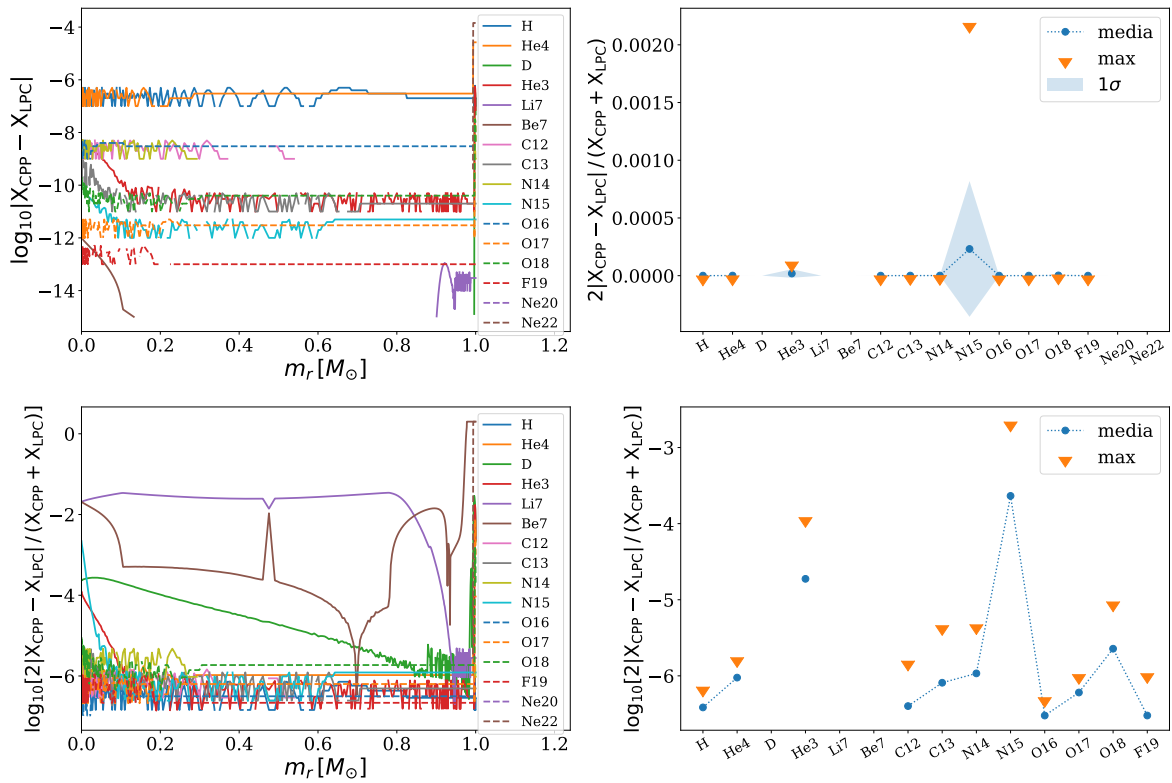


Figura 4.11. Quema estable de H de  $1 M_{\odot}$ , con AE, sin convección. Primer modelo.

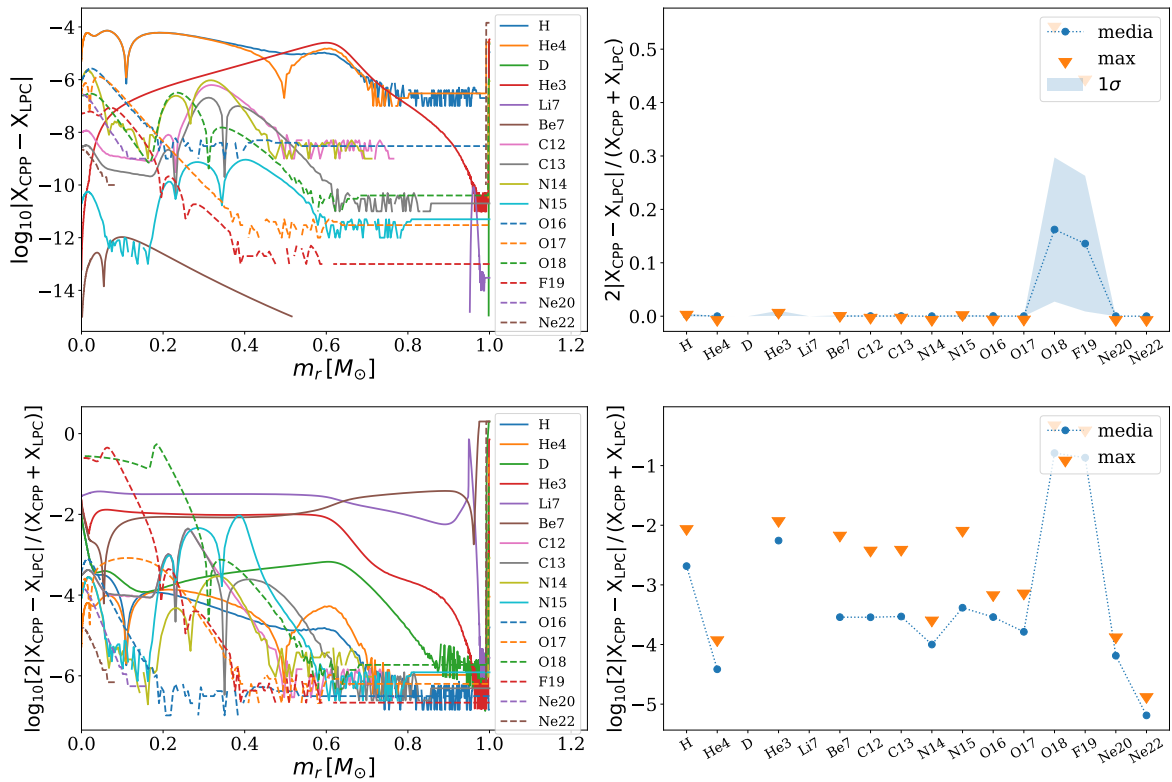


Figura 4.12. Quema estable de H de  $1 M_{\odot}$ , con AE, sin convección. Último modelo.

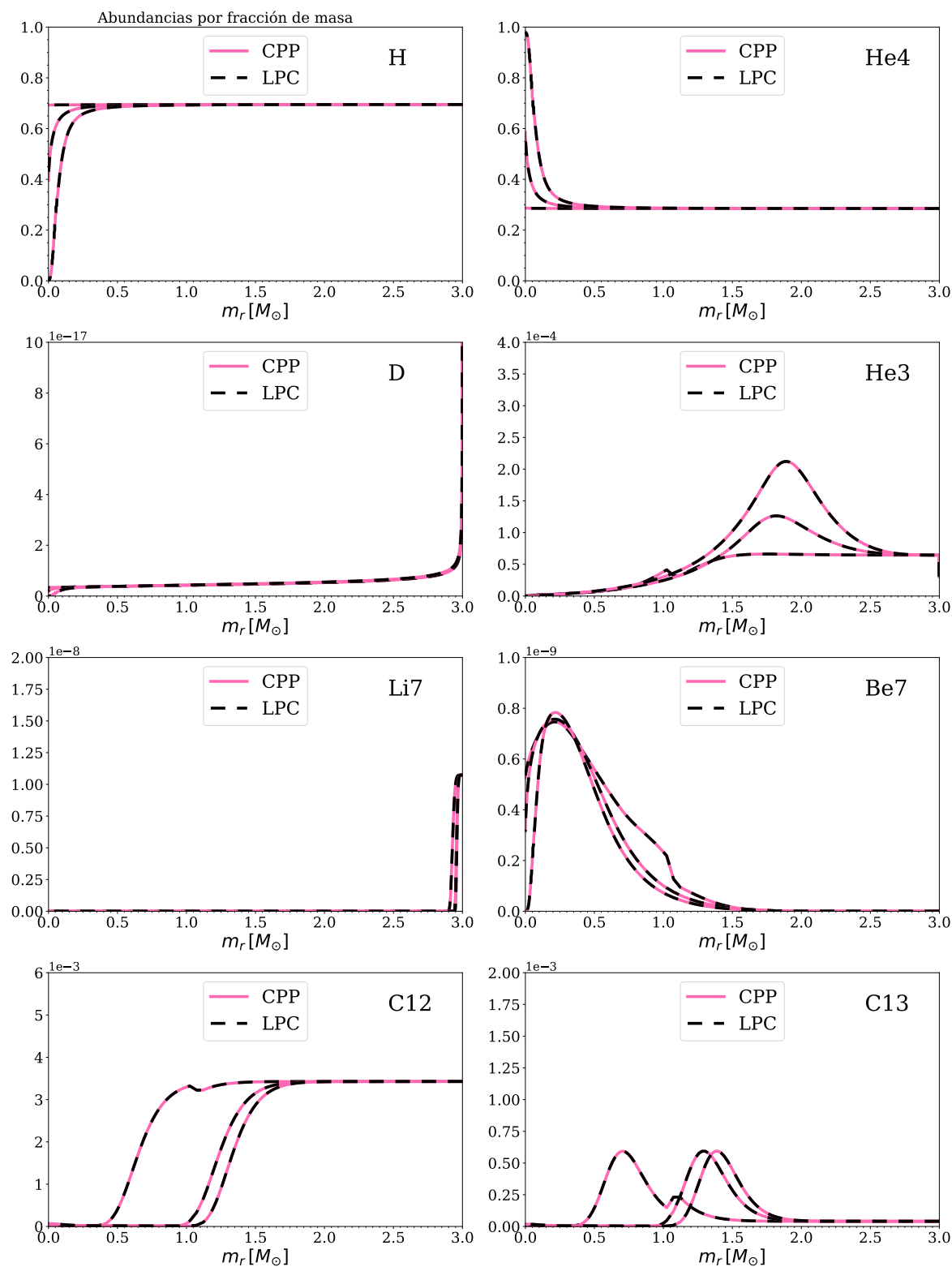
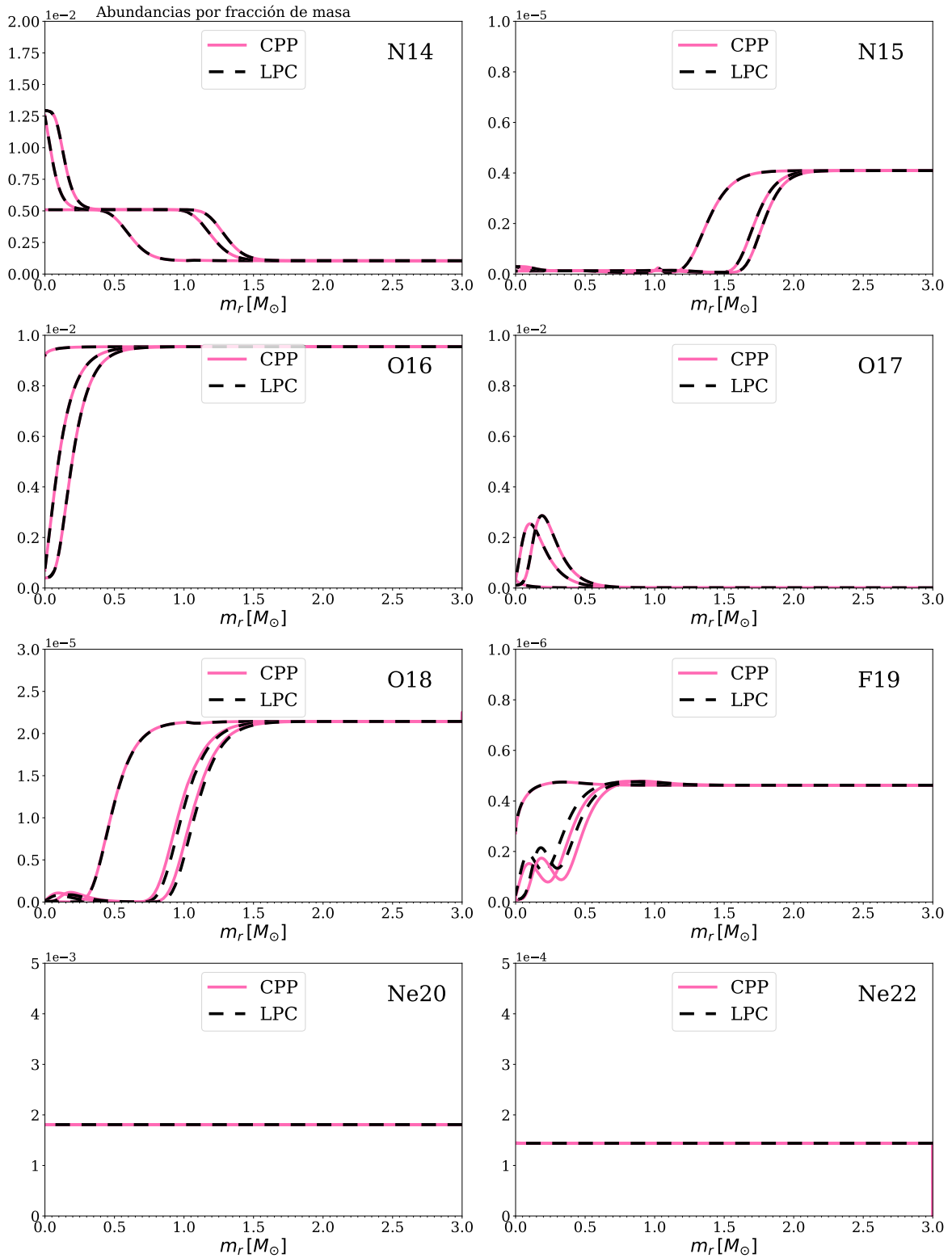


Figura 4.13. Quema estable de H de  $3 M_\odot$ , sin AE, sin convección.

Las abundancias obtenidas con el LPCODE se grafican en líneas rayadas y las obtenidas con el CPP en líneas llenas de color. AE := apantallamiento electrónico.



**Figura 4.14. Quema estable de H de  $3 M_\odot$ , sin AE, sin convección.**

Las abundancias obtenidas con el LPCODE se grafican en líneas rayadas y las obtenidas con el CPP en líneas llenas de color. AE := apantallamiento electrónico.

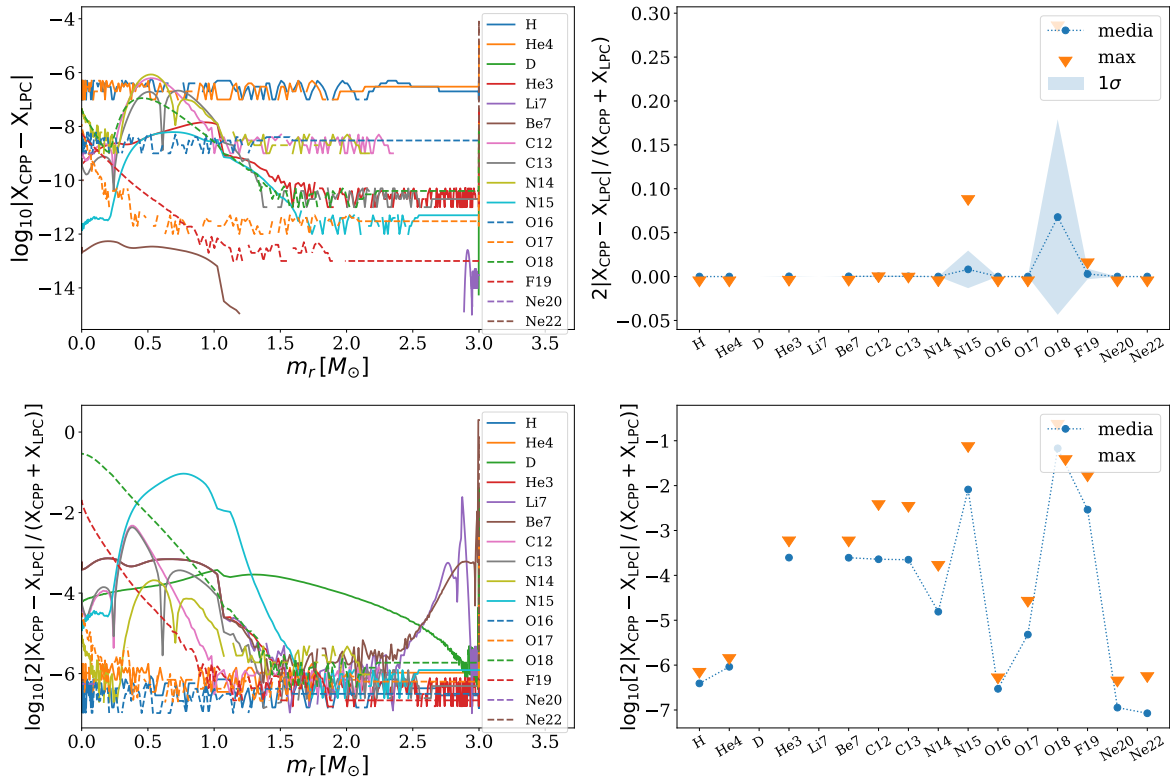


Figura 4.15. Quema estable de H de  $3 M_{\odot}$ , sin AE, sin convección. Primer modelo.

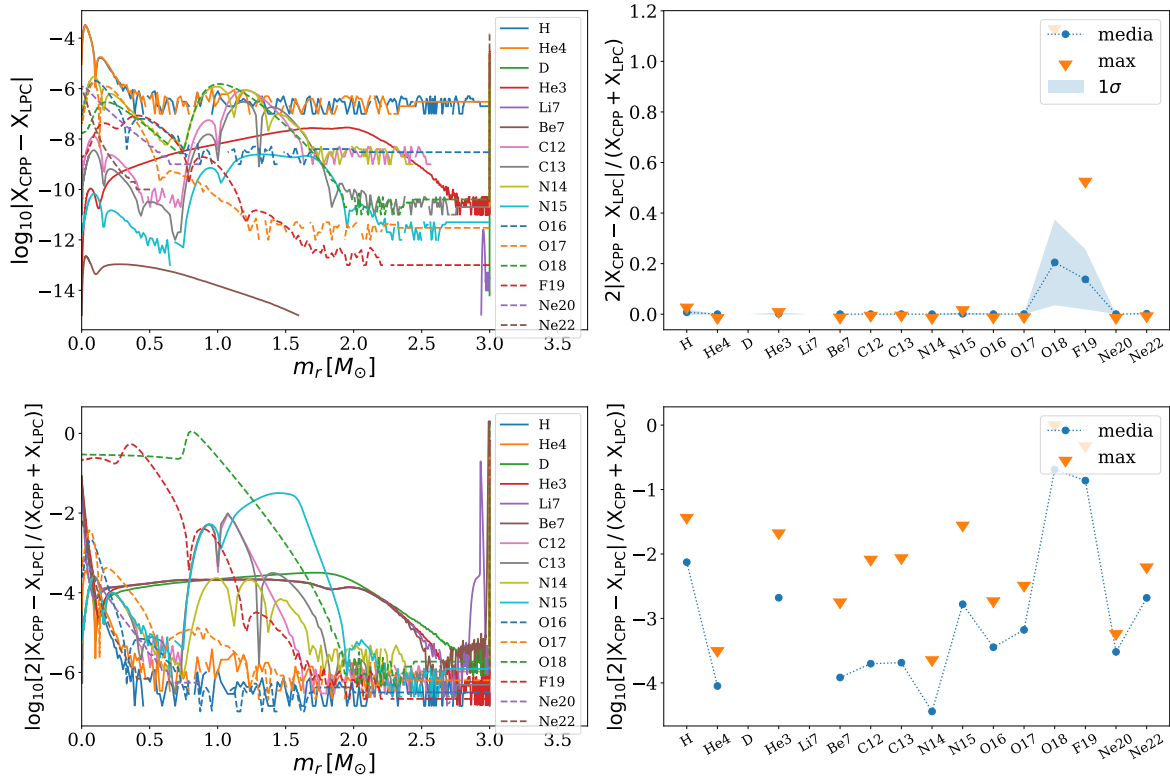


Figura 4.16. Quema estable de H de  $3 M_{\odot}$ , sin AE, sin convección. Último modelo.



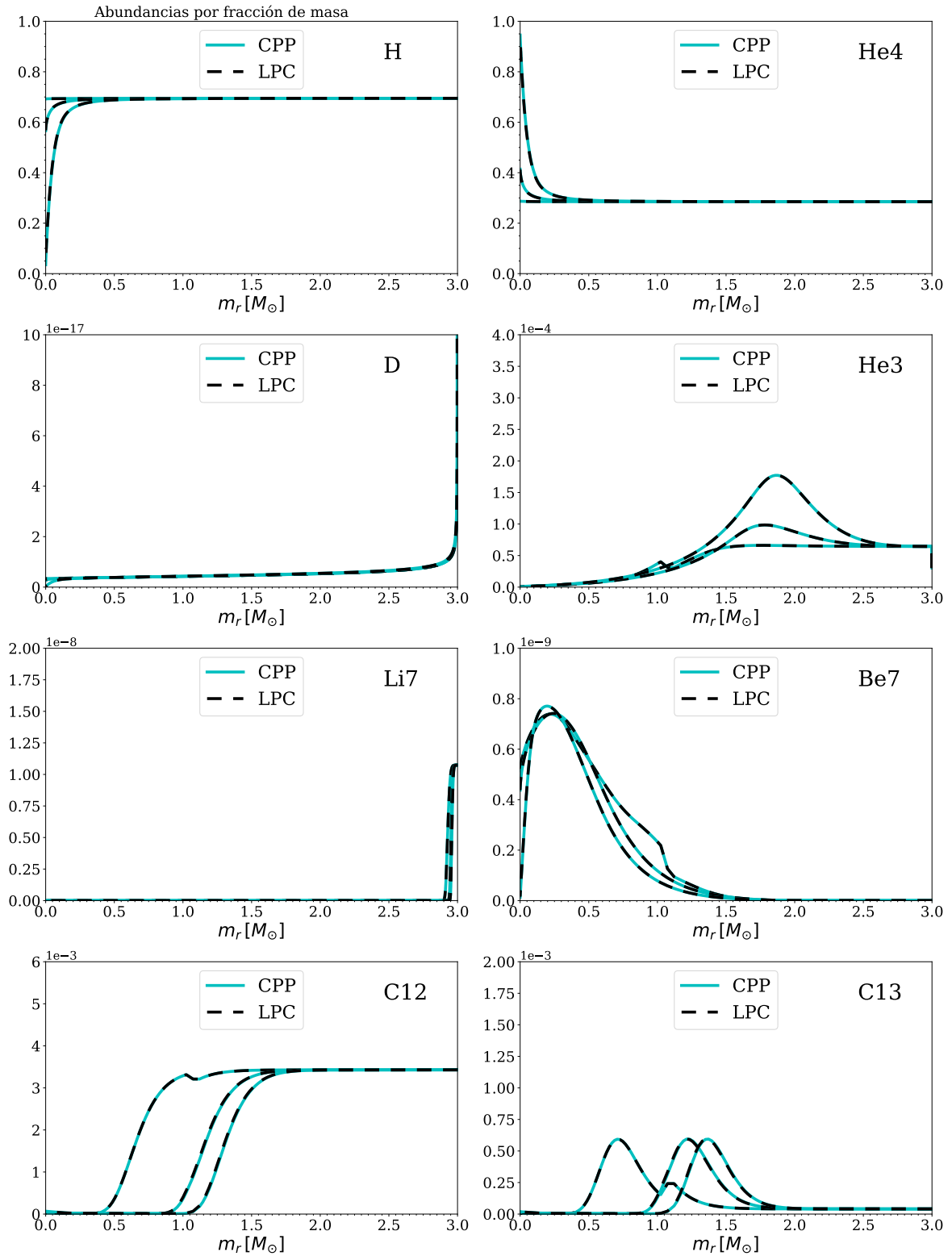
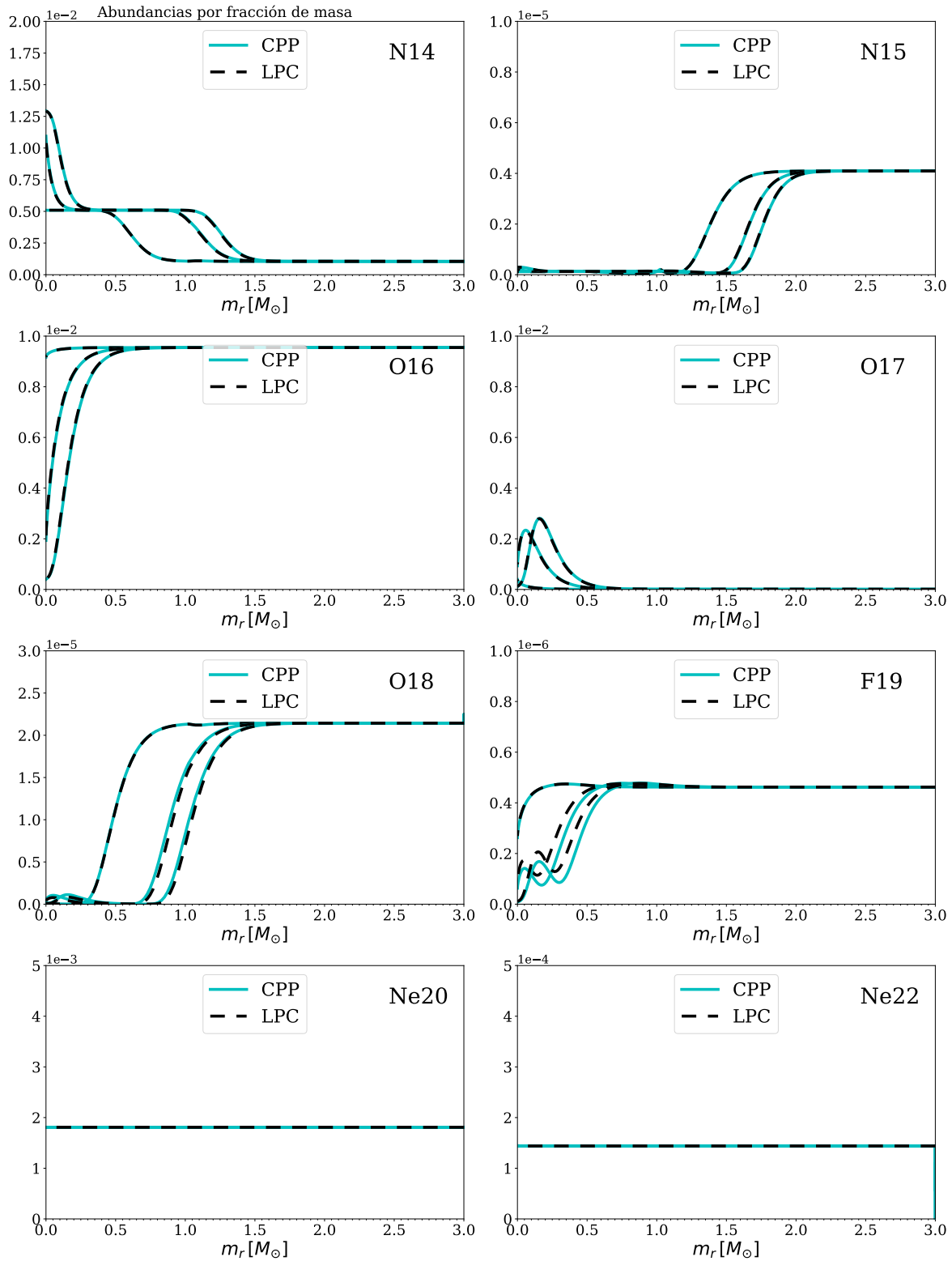


Figura 4.17. Quema estable de H de  $3 M_\odot$ , con AE, sin convección.

Las abundancias obtenidas con el LPCODE se grafican en líneas rayadas y las obtenidas con el CPP en líneas llenas de color. AE := apantallamiento electrónico.



**Figura 4.18.** Quema estable de H de  $3 M_{\odot}$ , con AE, sin convección.

Las abundancias obtenidas con el LPCODE se grafican en líneas rayadas y las obtenidas con el CPP en líneas llenas de color. AE := apantallamiento electrónico.

#### 4. Nucleosíntesis en estrellas He-sdOB

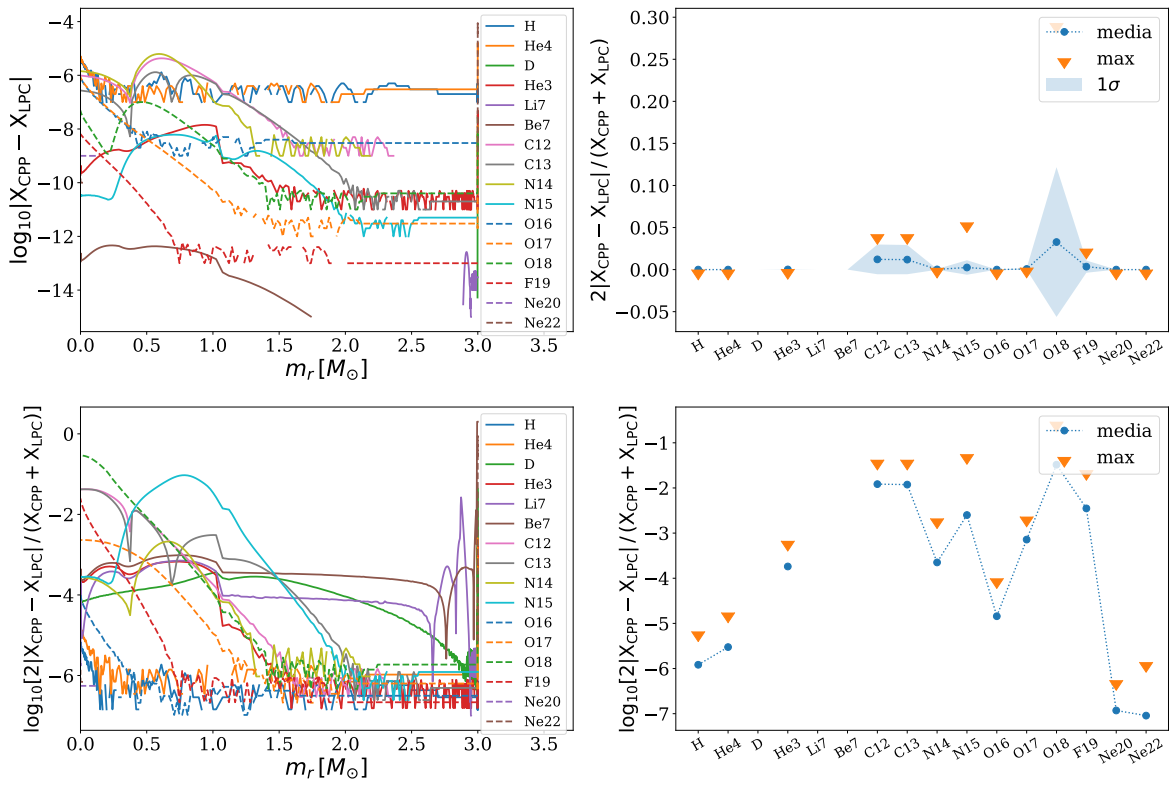


Figura 4.19. Quema estable de H de  $3 M_{\odot}$ , con AE, sin convección. Primer modelo.

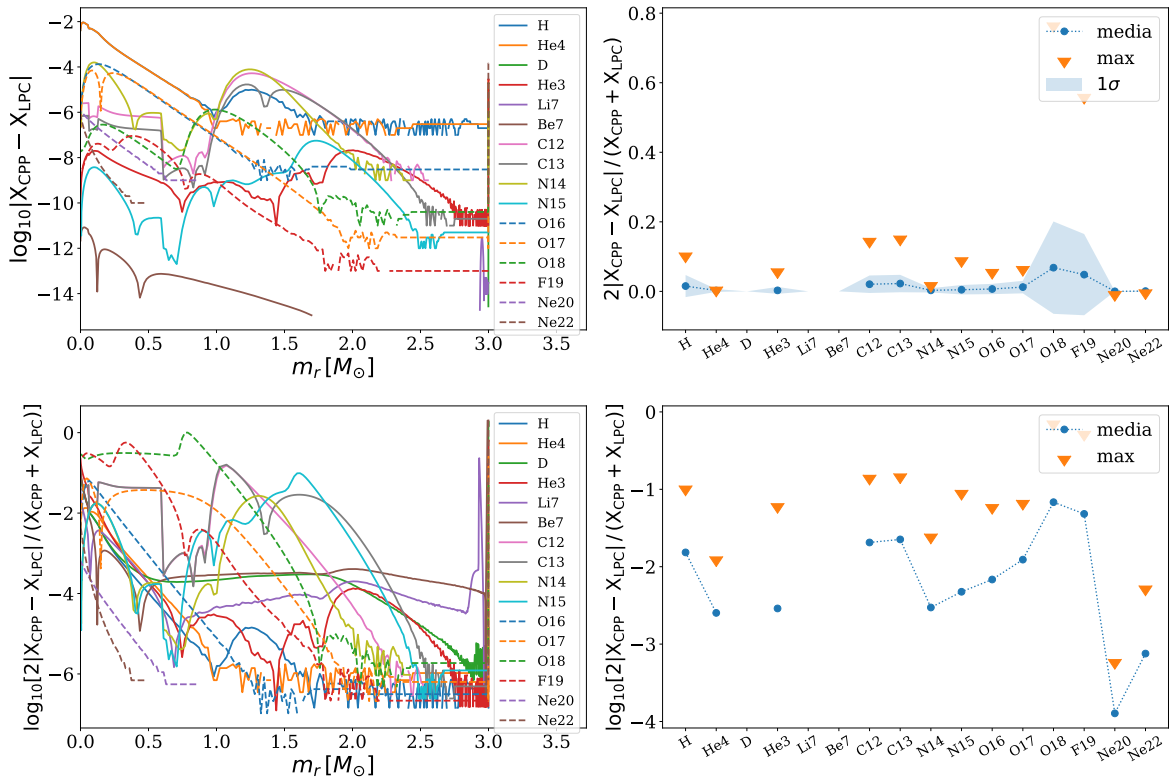


Figura 4.20. Quema estable de H de  $3 M_{\odot}$ , con AE, sin convección. Último modelo.

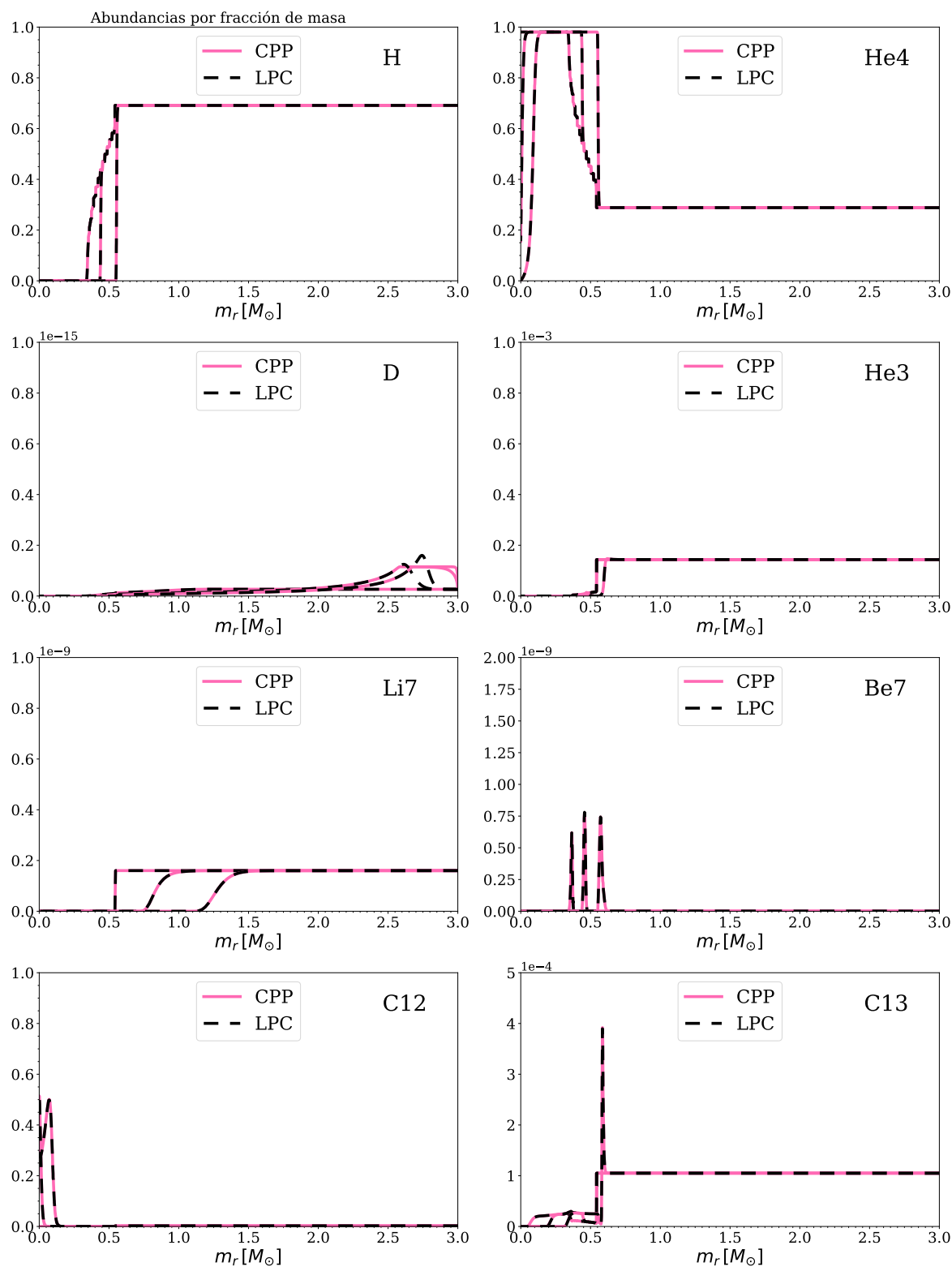
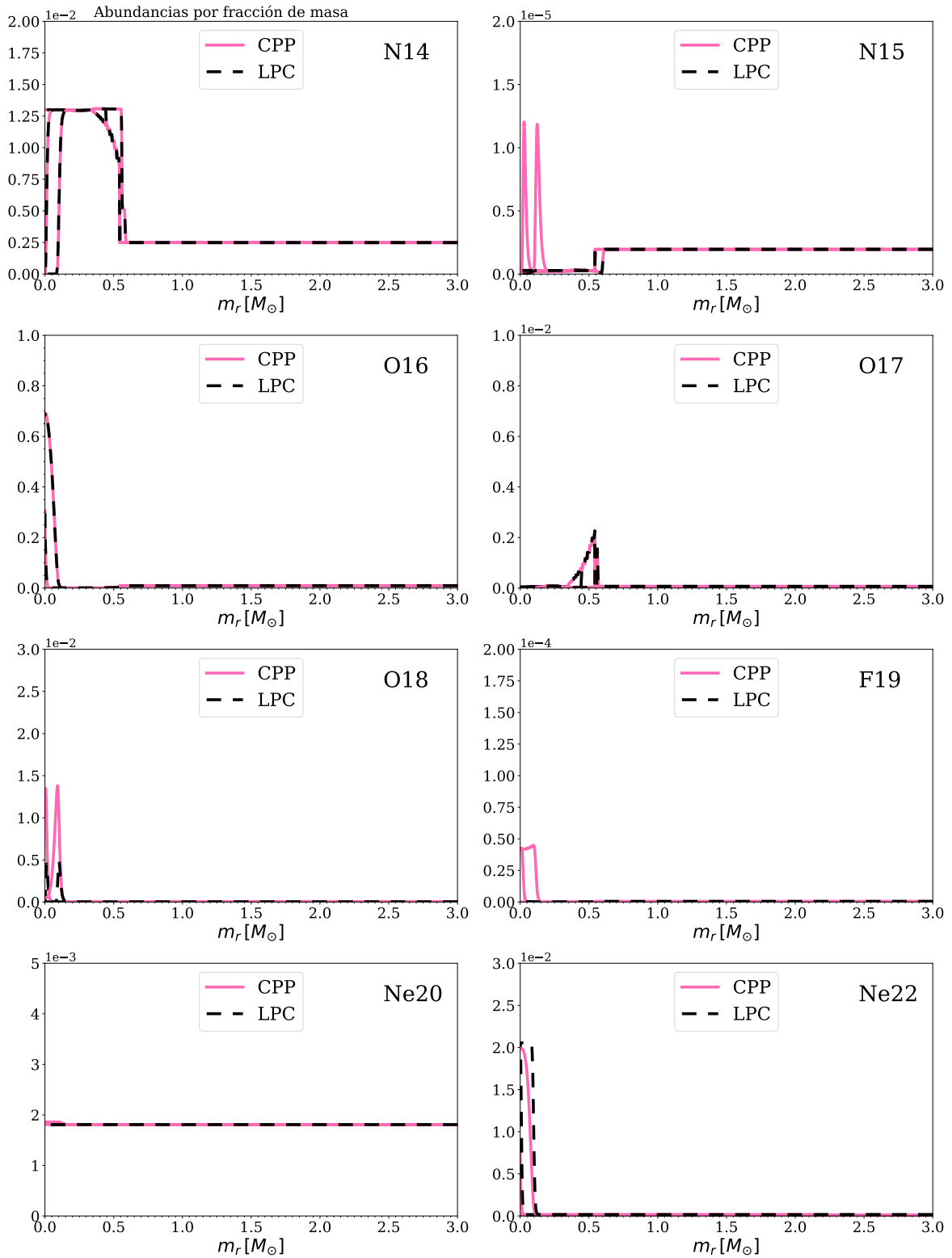


Figura 4.21. Quema estable de He de  $3 M_\odot$ , sin AE, sin convección.

Las abundancias obtenidas con el LPCODE se grafican en líneas rayadas y las obtenidas con el CPP en líneas llenas de color. AE := apantallamiento electrónico.



**Figura 4.22. Quema estable de He de  $3 M_\odot$ , sin AE, sin convección.**

Las abundancias obtenidas con el LPCODE se grafican en líneas rayadas y las obtenidas con el CPP en líneas llenas de color. AE := apantallamiento electrónico.

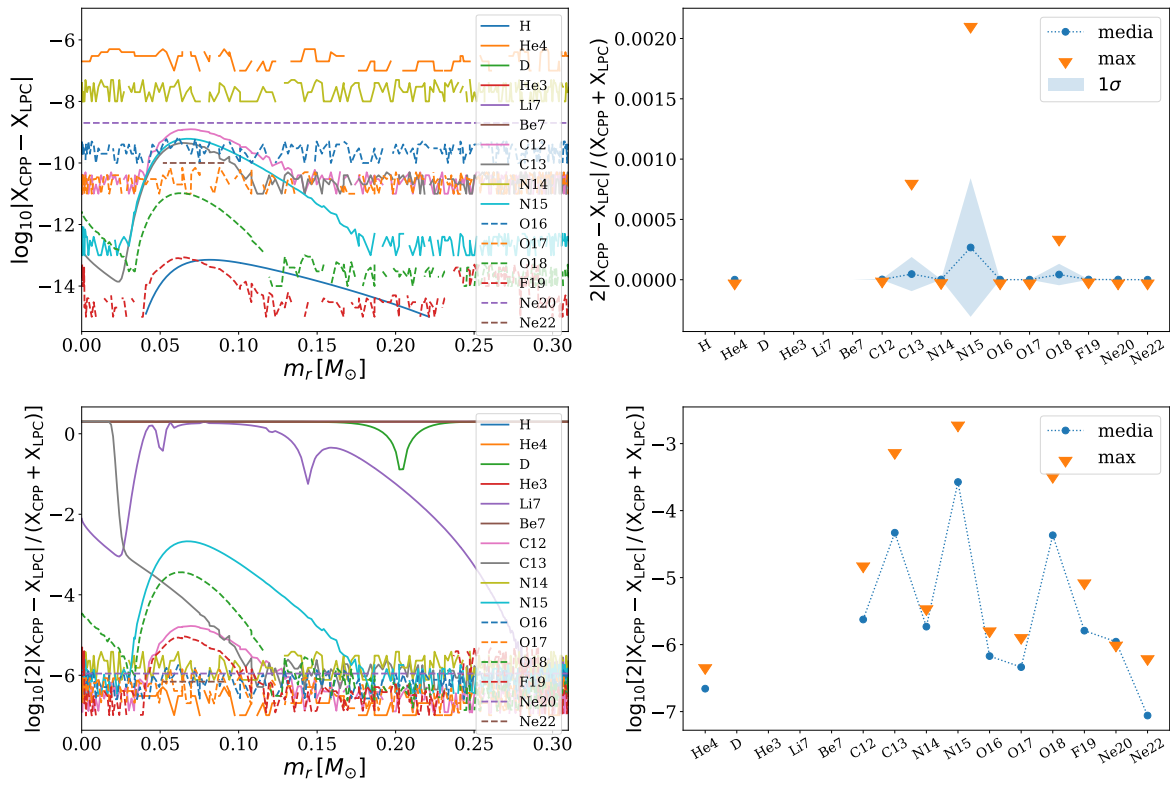


Figura 4.23. Quema estable de He de  $3 M_{\odot}$ , sin AE, sin convección. Primer modelo.

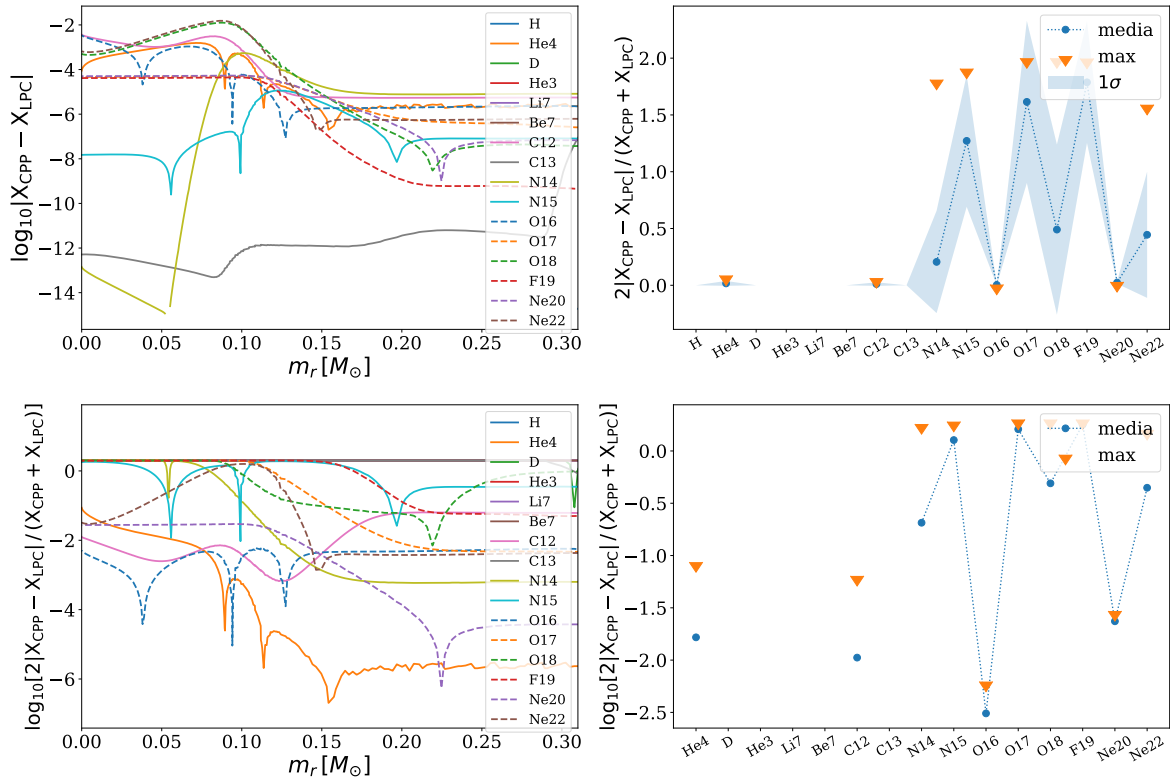


Figura 4.24. Quema estable de He de  $3 M_{\odot}$ , sin AE, sin convección. Último modelo.

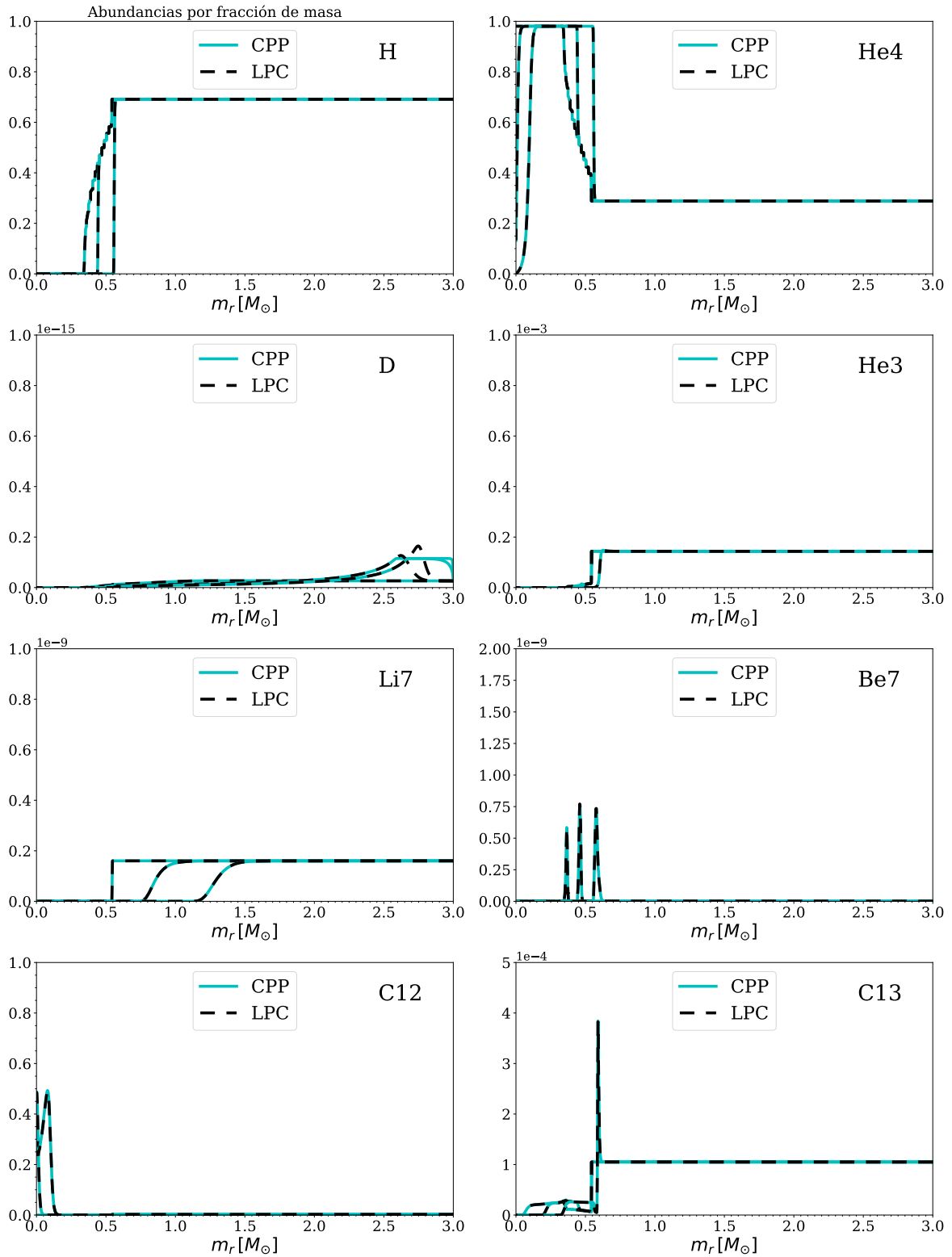
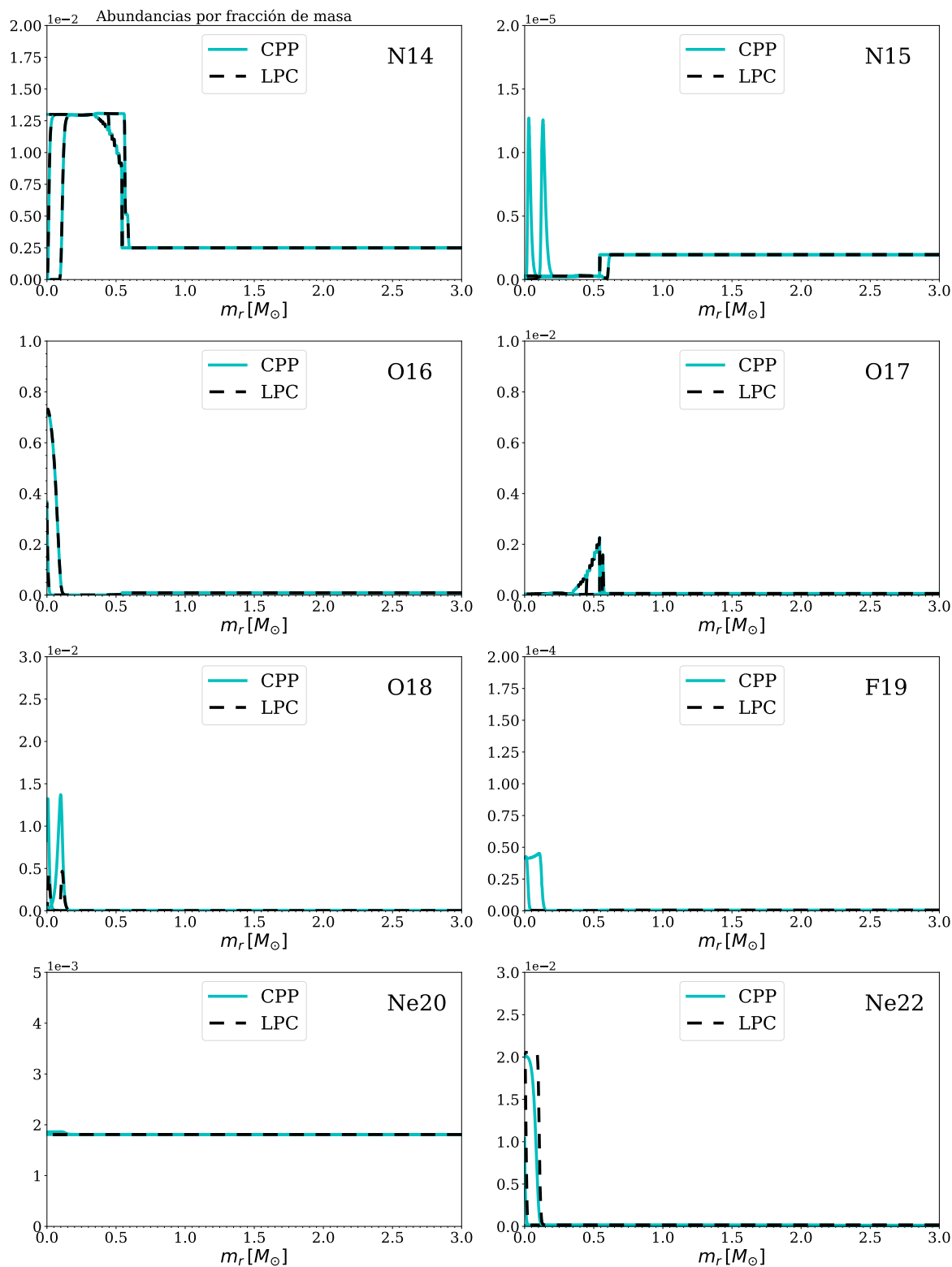


Figura 4.25. Quema estable de He de  $3 M_\odot$ , con AE, sin convección.

Las abundancias obtenidas con el LPCODE se grafican en líneas rayadas y las obtenidas con el CPP en líneas llenas de color. AE := apantallamiento electrónico.



**Figura 4.26.** Quema estable de He de  $3 M_\odot$ , con AE, sin convección.

Las abundancias obtenidas con el LPCODE se grafican en líneas rayadas y las obtenidas con el CPP en líneas llenas de color. AE := apantallamiento electrónico.



#### 4. Nucleosíntesis en estrellas He-sdOB

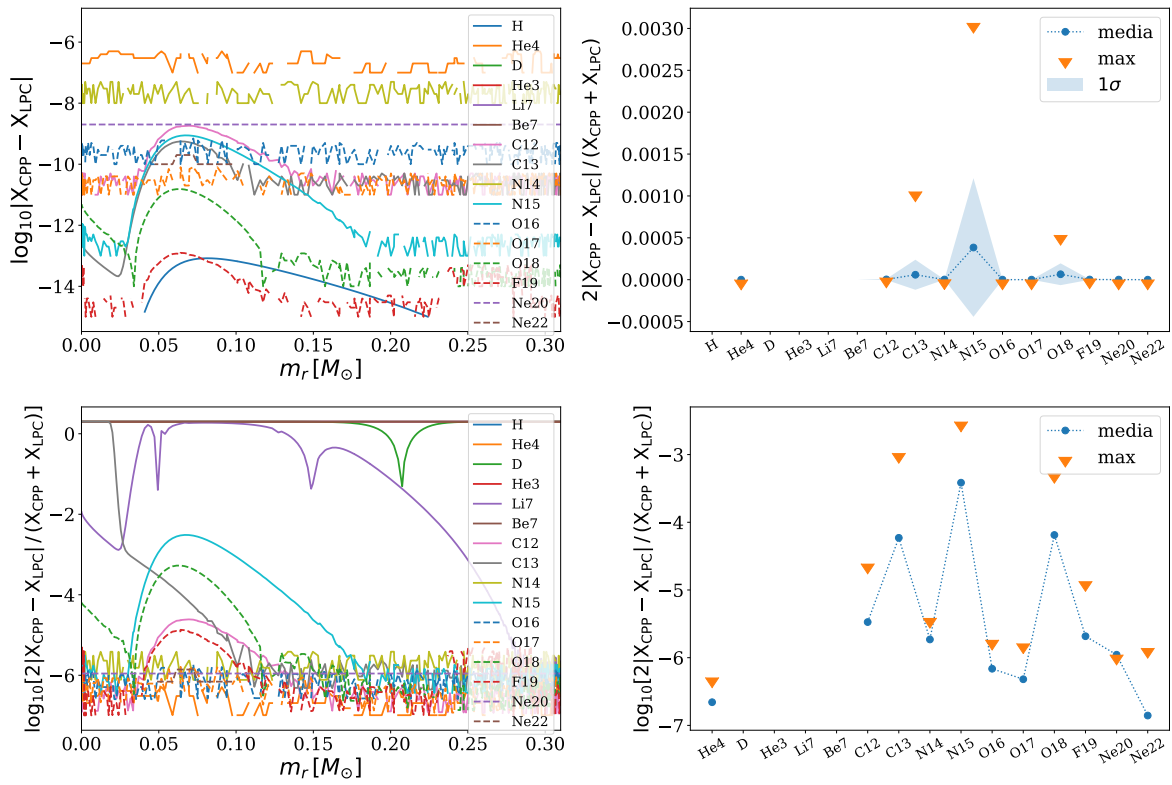


Figura 4.27. Quema estable de He de  $3 M_{\odot}$ , con AE, sin convección. Primer modelo.

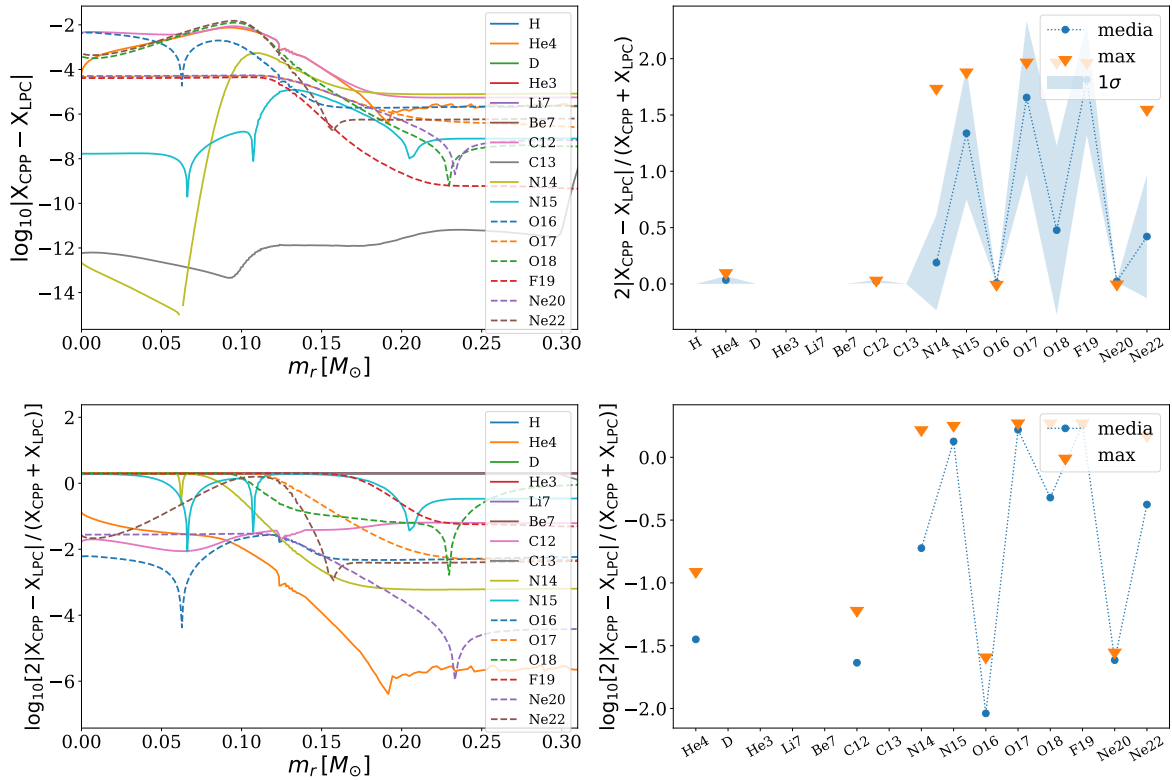
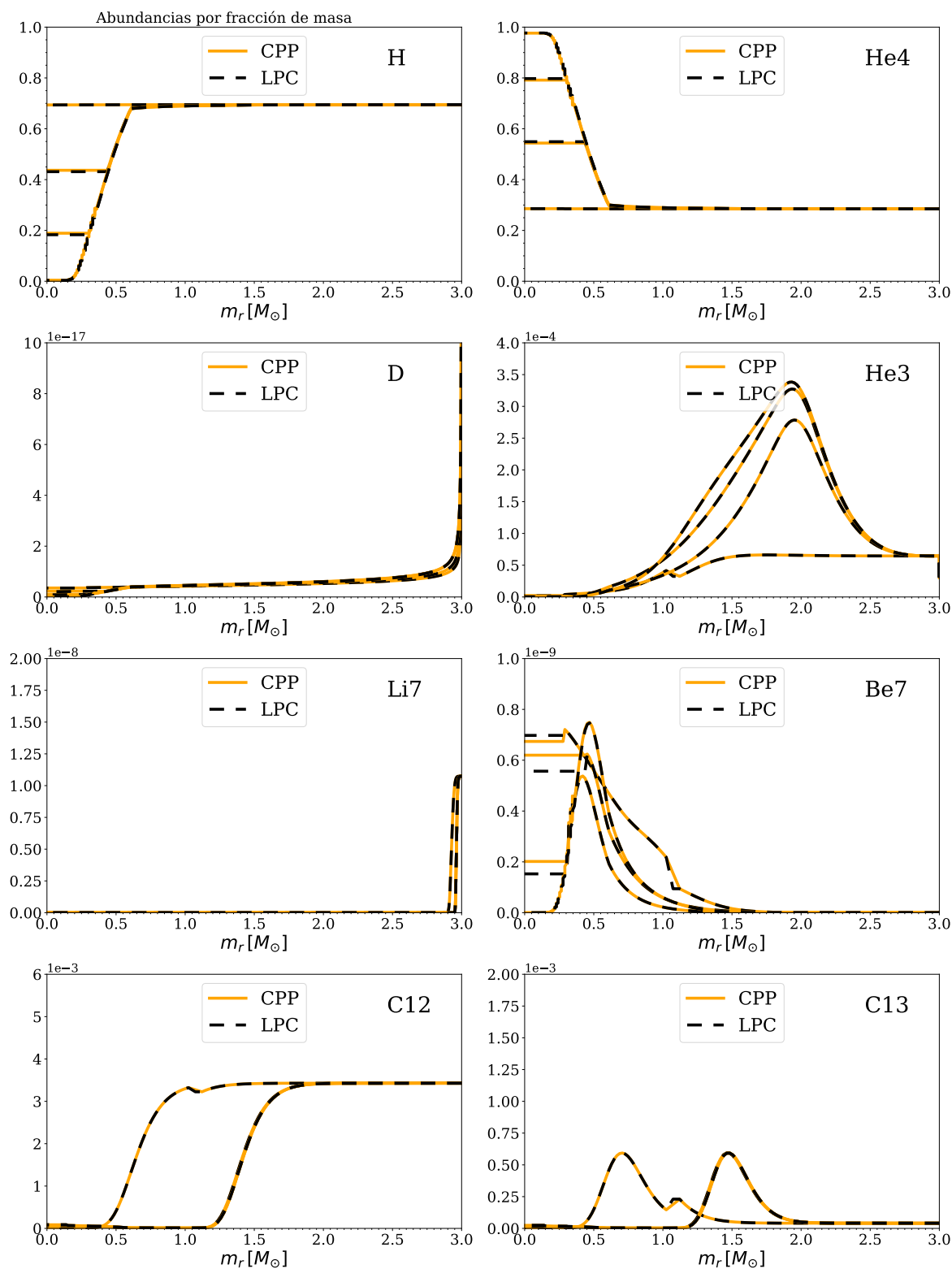
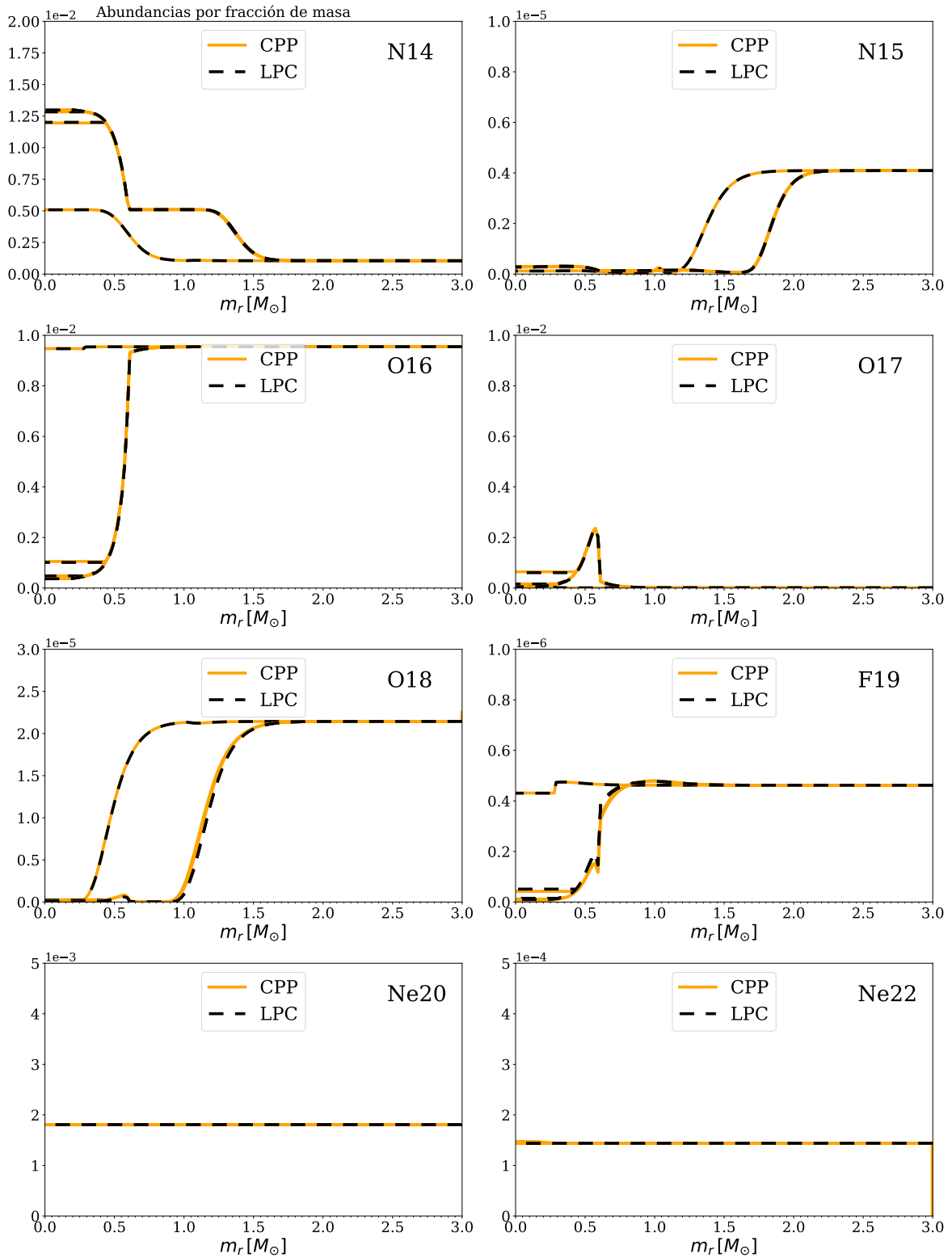


Figura 4.28. Quema estable de He de  $3 M_{\odot}$ , con AE, sin convección. Último modelo.



**Figura 4.29.** Quema estable de H de  $3 M_\odot$ , sin AE, con convección.

Las abundancias obtenidas con el LPCODE se grafican en líneas rayadas y las obtenidas con el CPP en líneas llenas de color. AE := apantallamiento electrónico.



**Figura 4.30. Quema estable de H de  $3 M_\odot$ , sin AE, con convección.**

Las abundancias obtenidas con el LPCODE se grafican en líneas rayadas y las obtenidas con el CPP en líneas llenas de color. AE := apantallamiento electrónico.

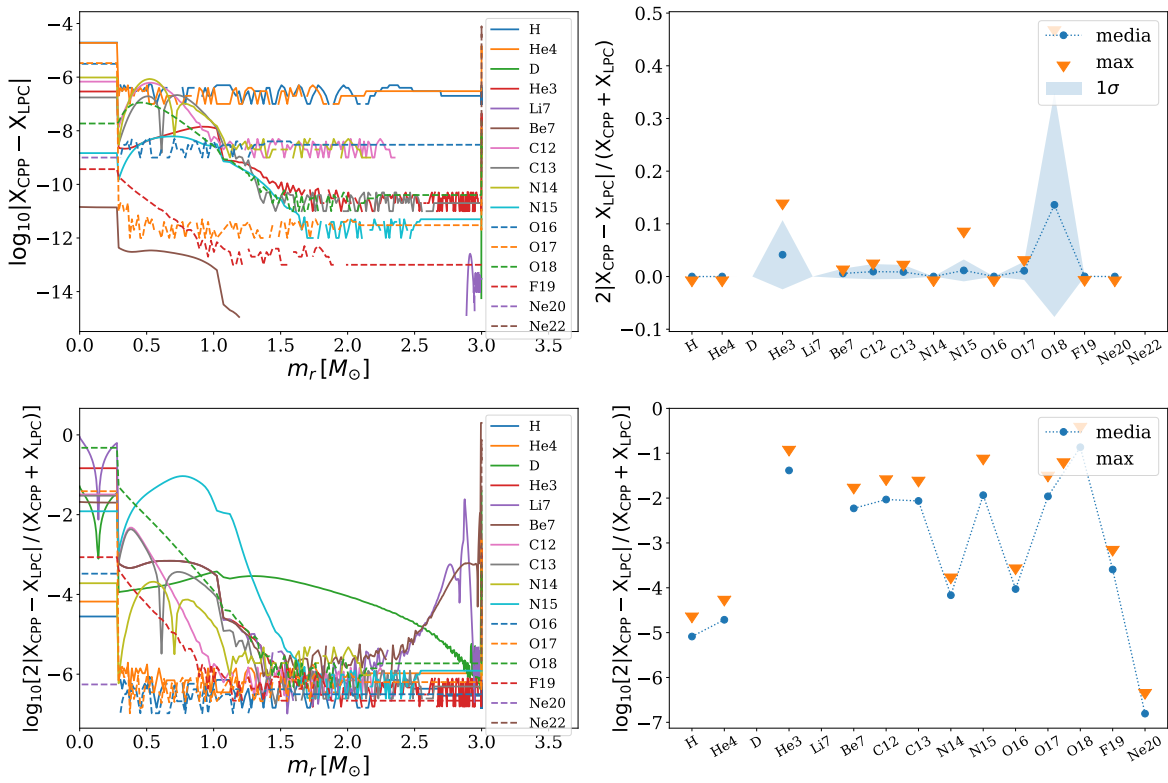


Figura 4.31. Quema estable de H de  $3 M_{\odot}$ , sin AE, con convección. Primer modelo.

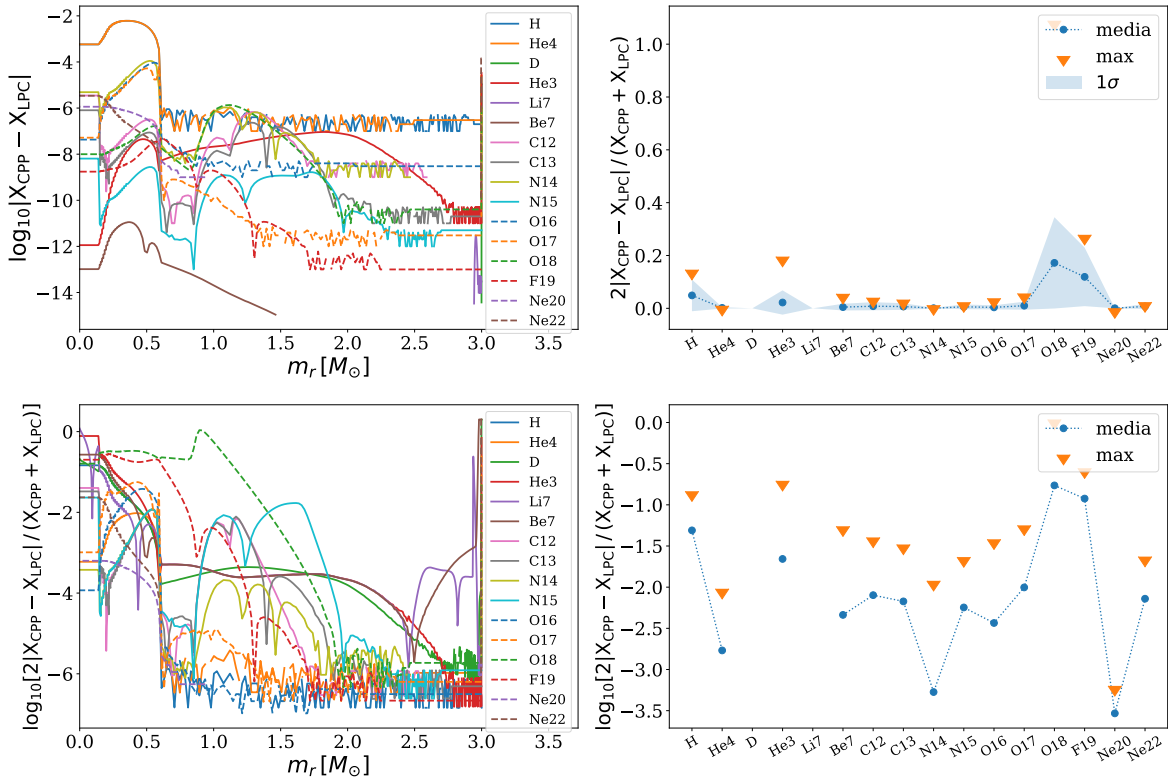
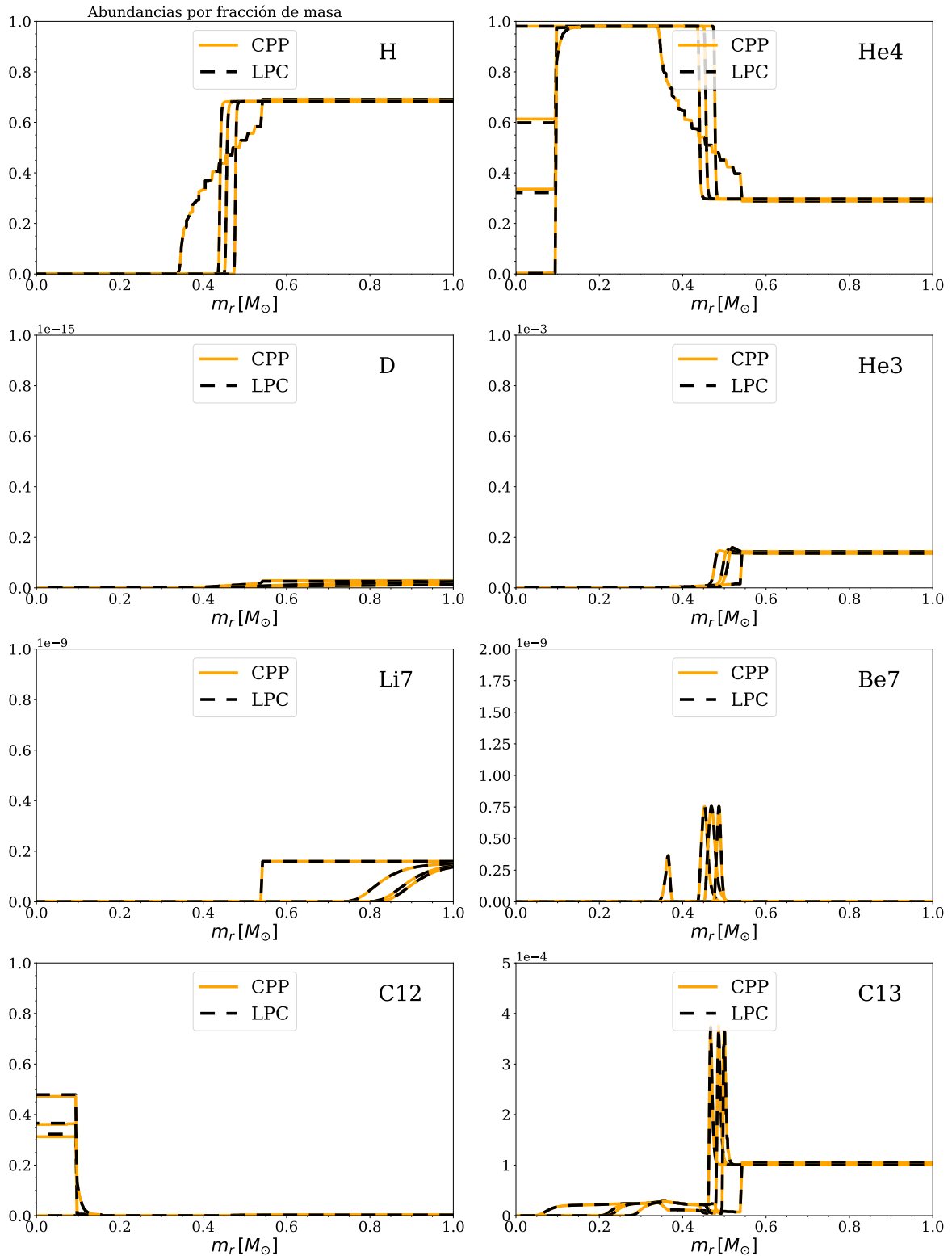
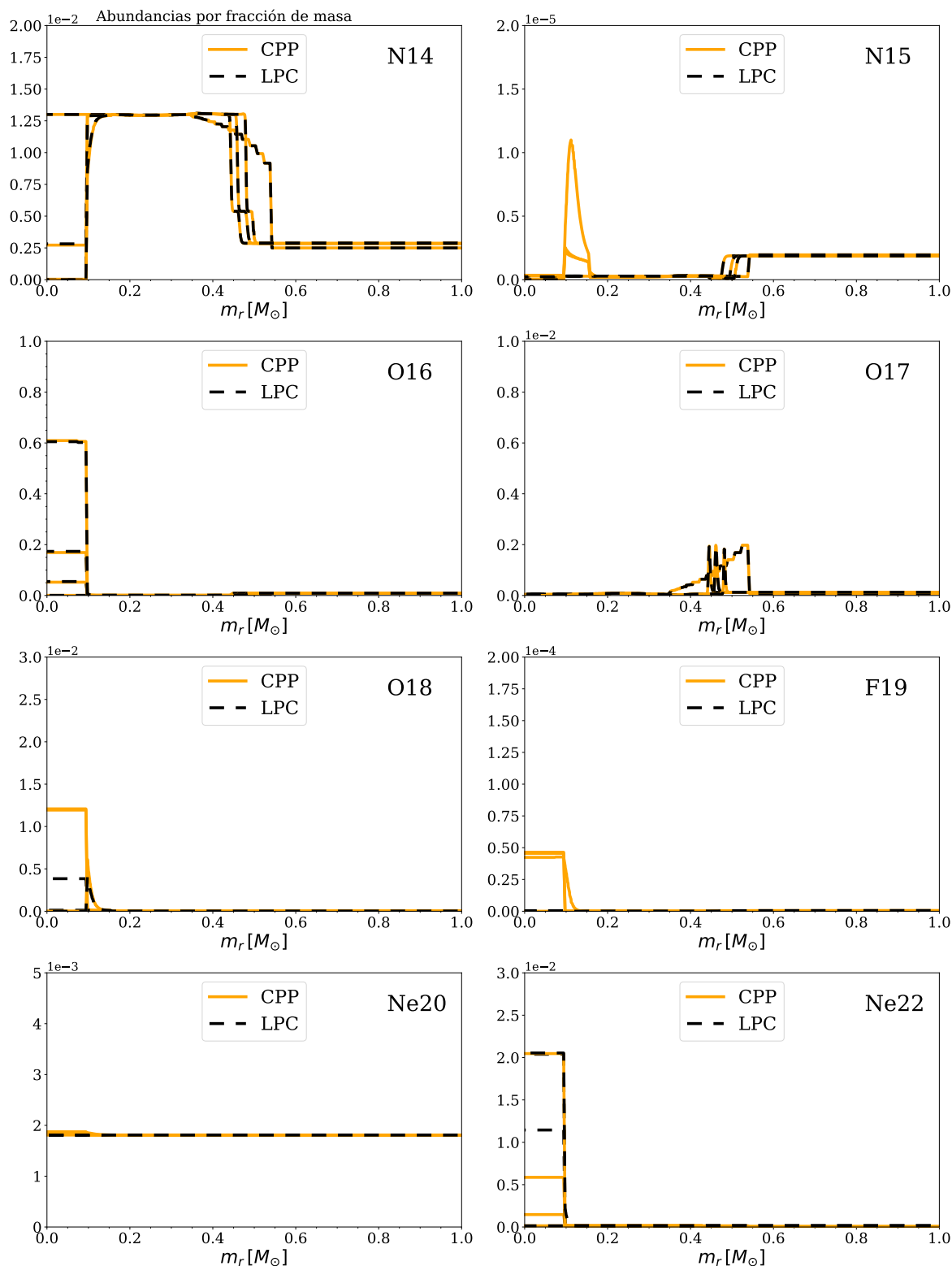


Figura 4.32. Quema estable de H de  $3 M_{\odot}$ , sin AE, con convección. Último modelo.



**Figura 4.33.** Quema estable de He de  $3 M_\odot$ , sin AE, con convección.

Las abundancias obtenidas con el LPCODE se grafican en líneas rayadas y las obtenidas con el CPP en líneas llenas de color. AE := apantallamiento electrónico.



**Figura 4.34. Quema estable de He de  $3 M_{\odot}$ , sin AE, con convección.**

Las abundancias obtenidas con el LPCODE se grafican en líneas rayadas y las obtenidas con el CPP en líneas llenas de color. AE := apantallamiento electrónico.

#### 4. Nucleosíntesis en estrellas He-sdOB

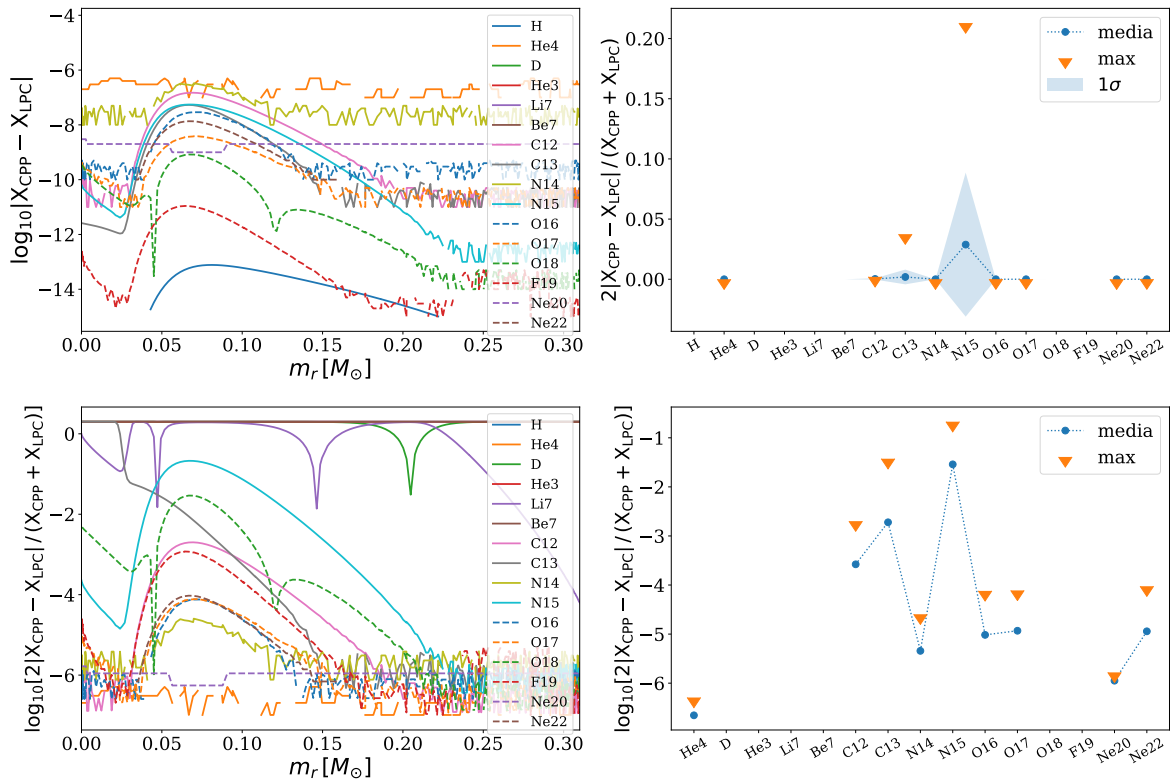


Figura 4.35. Quema estable de He de  $3 M_{\odot}$ , sin AE, con convección. Primer modelo.

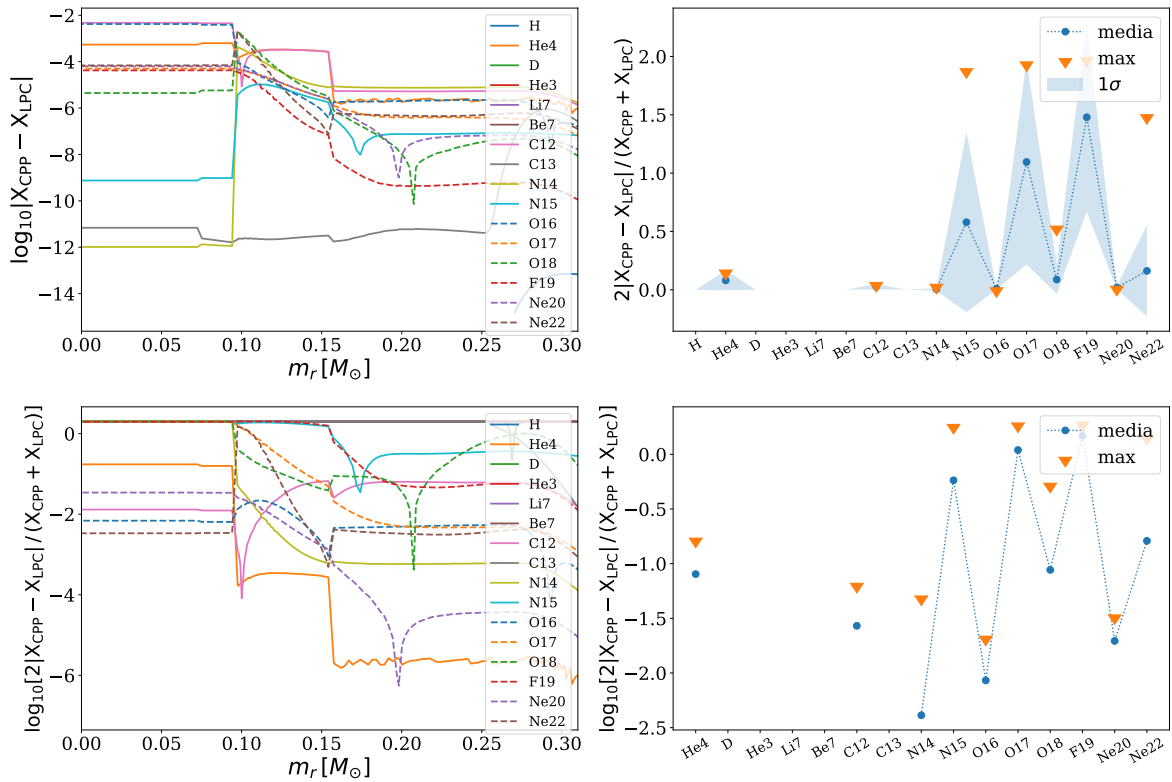
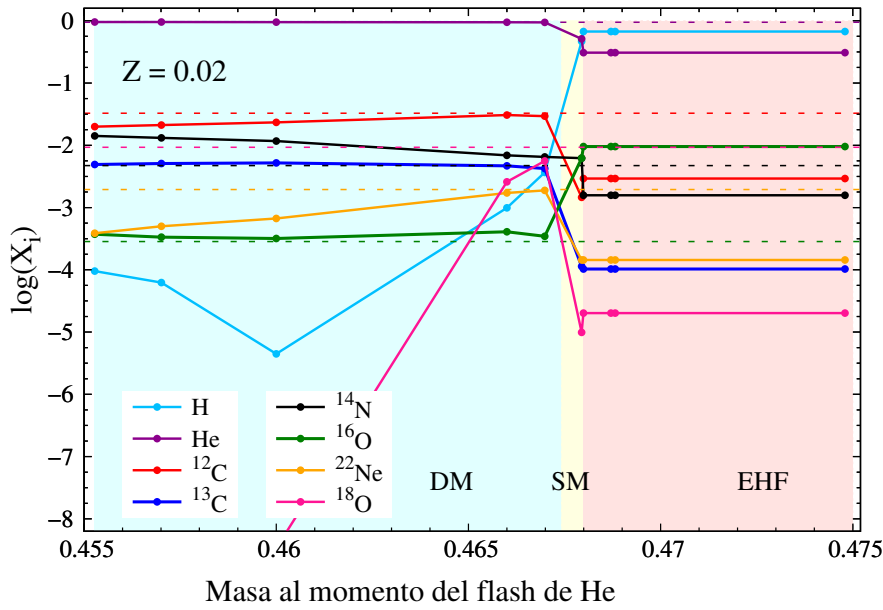


Figura 4.36. Quema estable de He de  $3 M_{\odot}$ , sin AE, con convección. Último modelo.



**Figura 4.37.** Abundancias superficiales (por fracción de masa) en la ZAEHB de los modelos de hot-flasher, para abundancias químicas iniciales de  $z = 0.02$  e  $y = 0.285$ .

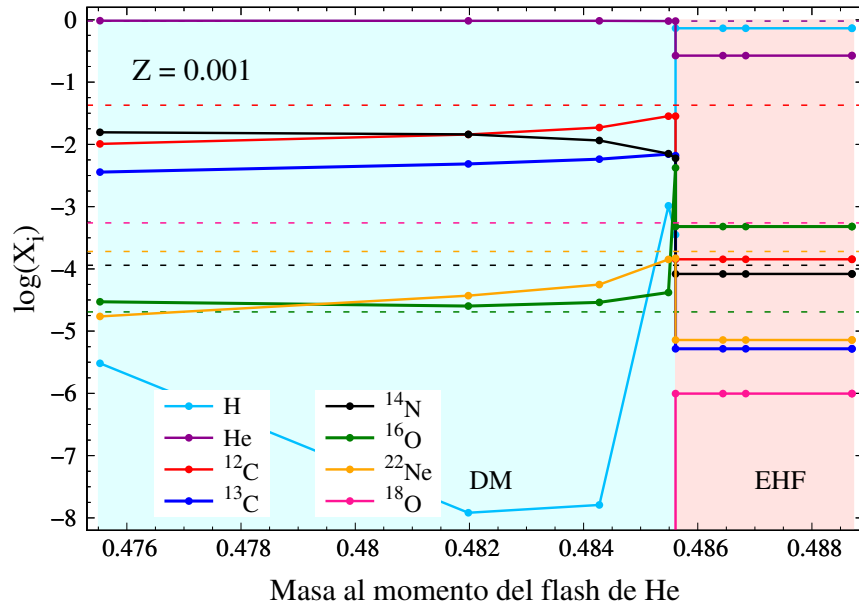
He canónicas. Las regiones correspondientes a EHF, SM y DM se encuentran resaltadas en distintos colores. Las abundancias de los modelos EHF son las mismas que las abundancias previas al flash de He para todos los modelos, por lo que comparando las abundancias en las regiones DM y SM con la región EHF se puede ver cómo variaron las abundancias luego del flash. En el caso de mezcla superficial (SM), las abundancias de  $^{12}\text{C}$  y  $^{16}\text{O}$  decrecen y las abundancias de He y  $^{14}\text{N}$  crecen respecto a las del EHF. Esto se debe a que en los eventos de tipo SM, la envoltura se mezcla con la región libre de H y rica en He y  $^{14}\text{N}$  que se encuentra inmediatamente debajo. Esta región posee las abundancias típicas de material que fue procesado durante la quema estable de CNO en la etapa de RGB. Además, como el H se mezcla en esa región más interna, la abundancia superficial de H disminuye. Esto se puede observar en la figura 4.37 en la región de SM.

En episodios de mezcla profunda (DM), el material de la envoltura rica en H se mezcla en la zona convectiva generada por el flash de He, donde resulta rápidamente consumido en un flash de H. Cuando la mezcla ocurre, esta zona convectiva posee ya una abundancia significativa de  $^{12}\text{C}$  generado por la reacción  $3\alpha$ . Dado que el H se quema en una región rica en  $^{12}\text{C}$ , se crea  $^{13}\text{C}$ . Esto se puede ver en la figura 4.39, en donde mostramos la evolución temporal de las abundancias químicas en la zona convectiva generada por el flash de He, y en la zona convectiva del flash de H, una vez que este se desarrolla. Cuando se crea una abundancia significativa de  $^{13}\text{C}$ , éste también se fusiona con el H aumentando la abundancia de  $^{14}\text{N}$ , y por ende la abundancia superficial final de este elemento. Por otro lado, durante el flash de He, el  $^{14}\text{N}$  que proviene de la quema previa de CNO en la RGB, se quema con partículas  $\alpha$  produciendo  $^{18}\text{O}$ . A su vez, el  $^{18}\text{O}$  genera  $^{22}\text{Ne}$ . Al momento del flash del H, el  $^{18}\text{O}$  que aún no se consumió en la quema de He, se fusiona con protones en una reacción del tipo  $(p, \alpha)$  generando  $^{15}\text{N}$ , que a su vez, en una reacción del mismo tipo, da lugar a la creación de  $^{12}\text{C}$ . Resumiendo, las reacciones nucleares que tienen lugar en los flashes de He y H que alteran las abundancias de He,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{18}\text{O}$  y  $^{22}\text{Ne}$  son las siguientes:

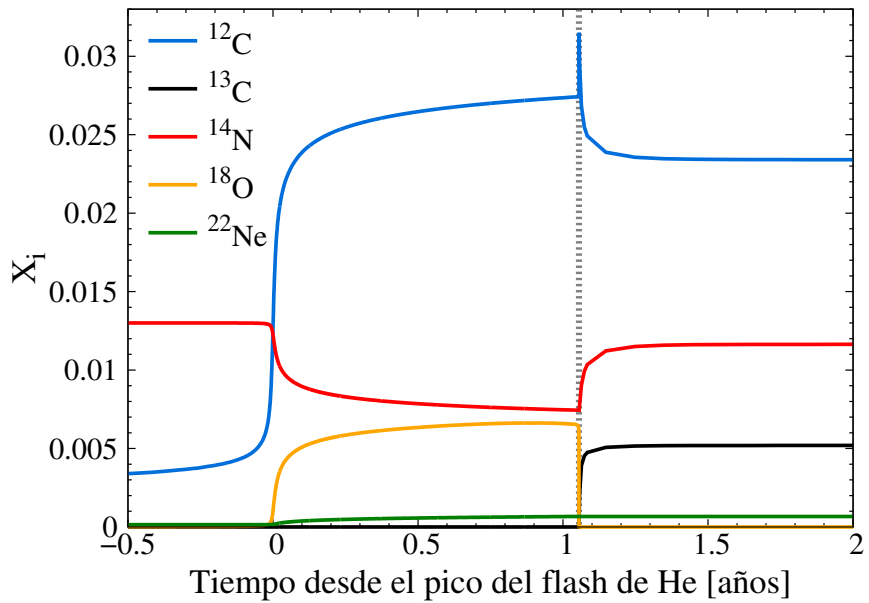
- Flash de He:  $3\alpha$  y  $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ .
- Flash de H:  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$  y  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ .

Una vez que el flash de H se enciende, la zona convectiva originalmente generada por el flash de He se separa en dos zonas, donde la interior sigue siendo debida al flash de He, pero





**Figura 4.38.** Abundancias superficiales (por fracción de masa) en la ZAEHB de los modelos de hot-flasher, para abundancias químicas iniciales de  $z = 0.001$  e  $y = 0.247$ .



**Figura 4.39.** Evolución de las abundancias (por fracción de masa) durante el flash de He y el flash de H, en la zona convectiva generada por el flash de He primero, y en la región del flash de H una vez que este se desarrolla. El tiempo está medido en años desde la máxima liberación de energía del flash de He. El momento de desarrollo del flash de H corresponde a la línea punteada gris.

la exterior se debe al flash de H. Esta zona convectiva más externa debida a la quema de H en flash es demasiado fría para que siga teniendo lugar la quema de  $^{18}\text{O}$  en  $^{22}\text{Ne}$  (que continúa en la zona convectiva más interna), por lo que en esta zona, la abundancia de  $^{22}\text{Ne}$  queda congelada al valor que tiene al momento de la separación de las zonas convectivas (no así la abundancia de  $^{18}\text{O}$  que se fusiona con protones). Como es esta zona convectiva más externa la que eventualmente se mezcla con la envoltura, el valor de la abundancia superficial de  $^{22}\text{Ne}$  en la ZAEHB depende de cuánto  $^{22}\text{Ne}$  hay en el interior al momento de la separación de estas zonas convectivas. En el interior profundo, las abundancias de  $^{18}\text{O}$  y  $^{22}\text{Ne}$  van aumentando a medida que va teniendo lugar el flash de He, por lo tanto, cuanto más tarda el flash de H en ocurrir luego del flash de He, más abundancia de  $^{22}\text{Ne}$  se obtiene en la ZAEHB. De la misma manera, más abundancia de  $^{18}\text{O}$  se obtiene en estos casos, pero esto se debe principalmente a que cuanto más tarda el flash de H en desarrollarse, menos intensa es la quema de H. Efectivamente, en modelos con quema de H menos energética (modelos con mezcla profunda más masivos, a los que llamamos DM\*), la quema de H se da mucho tiempo después del encendido de He ( $\sim 150$  años en comparación con  $\sim 1$  año en modelos con un flash de H intenso). La tendencia de las abundancias de  $^{18}\text{O}$  y  $^{22}\text{Ne}$  según la masa del modelo de hot-flasher, se pueden apreciar en las figuras 4.37 y 4.38, en donde se observa que las abundancias de estos elementos son mayores para modelos DM\*, que son los más cercanos a la zona SM. Por otro lado, la quema de H también afecta a las abundancias de  $^{12}\text{C}$  y  $^{14}\text{N}$ . La abundancia de  $^{12}\text{C}$  durante el flash de He aumenta, mientras la de  $^{14}\text{N}$  disminuye. Cuando el flash de H tiene lugar, se consumen núcleos de  $^{12}\text{C}$  y se generan núcleos de  $^{14}\text{N}$ , por lo que las abundancias superficiales finales dependen de los detalles de cuándo ocurre la quema de H y qué tan intensa es. En general se obtiene que las abundancias superficiales de  $^{12}\text{C}$  es mayor en aquellos casos en los que el flash de H tarda más tiempo en desarrollarse, mientras que la abundancia de  $^{14}\text{N}$  es menor en estos casos. Los resultados para  $z = 0.001$  y para las secuencias con  $y = 0.4$  son cualitativamente los mismos que los discutidos para abundancias canónicas de helio. Cuantitativamente existen diferencias debido a las distintas composiciones químicas iniciales. Las abundancias que obtenemos en la ZAEHB para los tres valores de composiciones químicas iniciales consideradas, para los modelos de hot-flasher tardíos, se encuentran en la tabla 4.11.

En lo que sigue comparamos nuestros resultados con las abundancias obtenidas en los trabajos de Miller Bertolami et al. (2008) y Xiong et al. (2017). Las diferencias típicas entre las abundancias superficiales obtenidas en este trabajo, y las obtenidas por Miller Bertolami et al. (2008) representan menos del 20% de nuestros valores, tanto para los casos DM como SM. Las excepciones son las abundancias de C, H y O en el caso DM. Las mayores diferencias se encuentran en las abundancias de O, dado que las abundancias de Miller Bertolami et al. (2008) son al rededor del doble de las abundancias obtenidas en este trabajo. En el trabajo de Xiong et al. (2017) no se provee una clasificación de modelos en DM y SM, por lo que comparamos nuestras abundancias con aquellos modelos que resultan ser evidentemente casos DM. Las diferencias para He, C, N y O (las únicas abundancias superficiales proveídas en Xiong et al. (2017)) son siempre menores al 20%, exceptuando la abundancia de O, que resultan ser también de al rededor del doble de lo obtenido en este trabajo. En todos los casos las abundancias difieren en menos que un factor 2. Por lo tanto, las abundancias finales luego de los flashes de He e H obtenidas en este trabajo, están cualitativamente en buen acuerdo con las abundancias obtenidas por Xiong et al. (2017) (para  $z = 0.02$ ), y Miller Bertolami et al. (2008) (para  $z = 0.02$  y  $z = 0.001$ ).

#### 4. Nucleosíntesis en estrellas He-sdOB

Tipo	<sup>1</sup> H	<sup>4</sup> He	<sup>12</sup> C	<sup>13</sup> C	<sup>14</sup> N	<sup>16</sup> O	<sup>18</sup> O	<sup>20</sup> Ne	<sup>22</sup> Ne
Z = 0.02, Y = 0.285									
SM	0.4664	0.5135	1.461E-3	1.135E-4	6.203E-3	6.178E-3	9.891E-6	1.809E-3	1.439E-4
DM*	3.659E-3	0.9426	2.933E-2	4.235E-3	6.515E-3	3.455E-4	5.599E-3	1.809E-3	1.891E-3
DM*	9.880E-4	0.9463	3.057E-2	4.677E-3	6.883E-3	4.081E-4	2.593E-3	1.809E-3	1.717E-3
DM	4.469E-6	0.9529	2.333E-2	5.212E-3	1.171E-2	3.188E-4	3.372E-9	1.809E-3	6.673E-4
DM	6.230E-5	0.9539	2.114E-2	5.096E-3	1.317E-2	3.342E-4	4.346E-9	1.809E-3	4.998E-4
DM	9.554E-5	0.9543	1.990E-2	4.918E-3	1.412E-2	3.724E-4	5.094E-9	1.809E-3	3.863E-4
Z = 0.001, Y = 0.247									
DM*	3.537E-4	0.9538	2.839E-2	6.587E-3	5.973E-3	4.194E-3	5.869E-9	9.044E-5	1.484E-4
DM*	1.028E-3	0.9562	2.830E-2	6.960E-3	7.072E-3	4.181E-5	7.882E-8	9.044E-5	1.419E-4
DM	1.614E-8	0.9636	1.865E-2	5.777E-3	1.157E-2	2.892E-5	2.759E-11	9.044E-5	5.590E-5
DM	1.210E-8	0.9660	1.437E-2	4.844E-3	1.446E-2	2.527E-5	2.284E-11	9.044E-5	3.719E-5
DM	3.037E-6	0.9703	1.015E-2	3.587E-3	1.560E-2	2.963E-5	1.471E-11	9.044E-5	1.719E-5
Z = 0.02, Y = 0.4									
SM	0.2391	0.7285	1.270E-2	5.729E-5	6.877E-3	0.3.944E-3	2.464E-3	1.809E-3	3.858E-4
SM	3.735E-2	0.9184	2.365E-2	3.119E-6	8.870E-3	0.5.117E-4	4.719E-3	1.809E-3	5.908E-4
DM*	7.017E-3	0.9444	2.268E-2	4.931E-3	1.262E-2	0.6.426E-4	1.224E-3	1.809E-3	5.849E-4
DM*	2.582E-3	0.9509	1.745E-2	4.981E-3	1.703E-2	0.6.557E-4	6.761E-5	1.809E-3	3.955E-4

**Tabla 4.11.** Abundancias superficiales (por fracción de masa) en la ZAEHB de los modelos que atravesaron flashes tardíos del He.

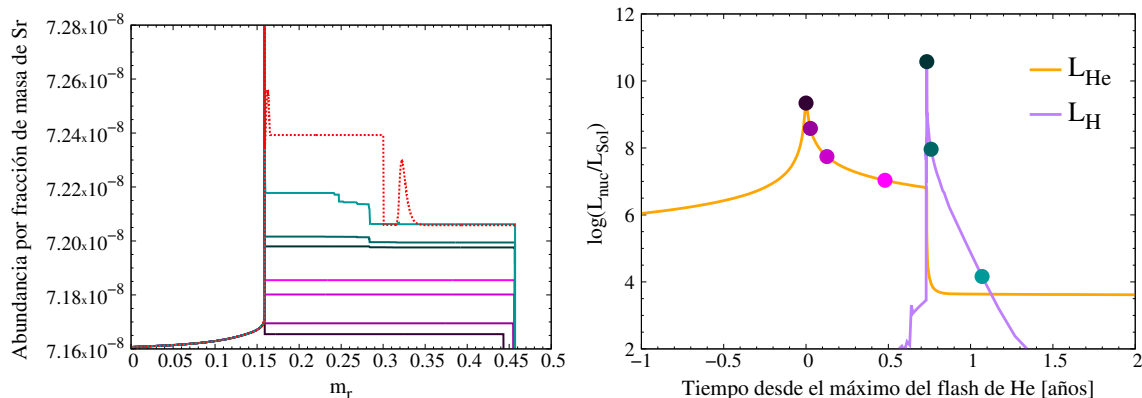
#### 4.2.2. Estrellas iHe-sdOB

En esta sección presentamos los primeros resultados en el estudio de la generación de elementos pesados mediante procesos lentos de captura de neutrones en el escenario de hot-flasher, elementos que se observan en las estrellas iHe-sdOB. Como vimos en la sección anterior, durante los flashes de He e H se sintetiza una cantidad significativa de <sup>13</sup>C, lo cual permitiría la generación de un flujo de neutrones mediante la reacción

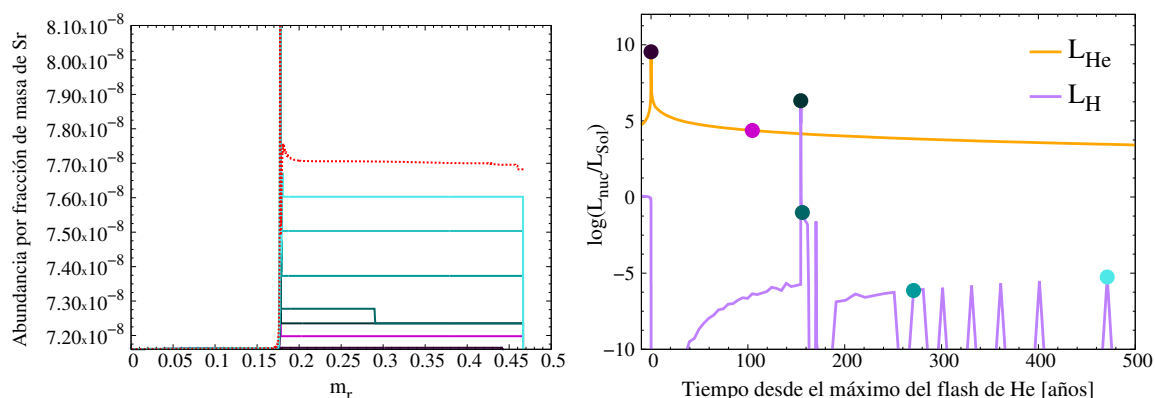


Como se puede ver en la figura 4.2 al principio del capítulo, las estrellas iHe-sdOB poseen sobreabundancias respecto al valor solar de elementos como el Sr (estroncio), Y (itrio), Zr (zirconio) Y Pb (plomo). Sin embargo, una red nuclear hasta el Pb ( $Z = 82$ ) en nuestro código de pos-procesado requiere aún mucho tiempo de cálculo, y el código necesitaría ser optimizado para poder realizarlo. Por lo que para estudiar la generación de elementos pesados por proceso lento de capturas de neutrones utilizamos una red nuclear hasta el Mo (molibdeno,  $Z = 42$ ). Para esto generamos una red nuclear incluyendo 330 isótopos y 3285 reacciones nucleares (incluyendo todos los decaimientos). Sobre esta red nuclear, hicimos la suposición de que el isótopo más pesado de cada elemento sufre un decaimiento  $\beta^-$  instantáneo. De esta manera, la red final utilizada incluye 294 isótopos y 3024 reacciones nucleares. Como mencionamos en la sección 2.2, la sección eficaz de captura de neutrones depende, entre otras cosas, de la estructura del núcleo. Núcleos con los llamados números mágicos de neutrones poseen una sección eficaz de captura de neutrones menor. El primer isótopo estable con un número mágico de neutrones, pero más pesado que los elementos del grupo del Fe, es el <sup>88</sup>Sr. (con 50 neutrones y 38 protones). Por este motivo, al realizar los primeros estudios, utilizamos principalmente la abundancia de Sr como indicador de la ocurrencia de procesos s.

Para la realización de este trabajo utilizamos dos secuencias de hot-flasher muy tardío de las calculadas en el marco de esta tesis. Las dos secuencias pertenecen al grupo con metalicidad y abundancia de He inicial de  $z = 0.02$ ,  $y = 0.285$ . Como vimos en la sección anterior, el tiempo que transcurre entre el desarrollo del flash de He y el desarrollo del flash



**Figura 4.40.** Panel derecho: Abundancia por fracción de masa de Sr en distintos modelos durante el flash de He (líneas violetas) y el flash de H (líneas verdes/celestes). La línea roja punteada corresponde al modelo en la ZAEHB. Panel izquierdo: Luminosidad liberada por quema de He (línea naranja) e H (línea lila). Los puntos corresponden a los modelos graficados en el panel derecho. Los gráficos corresponden a la secuencia DM.



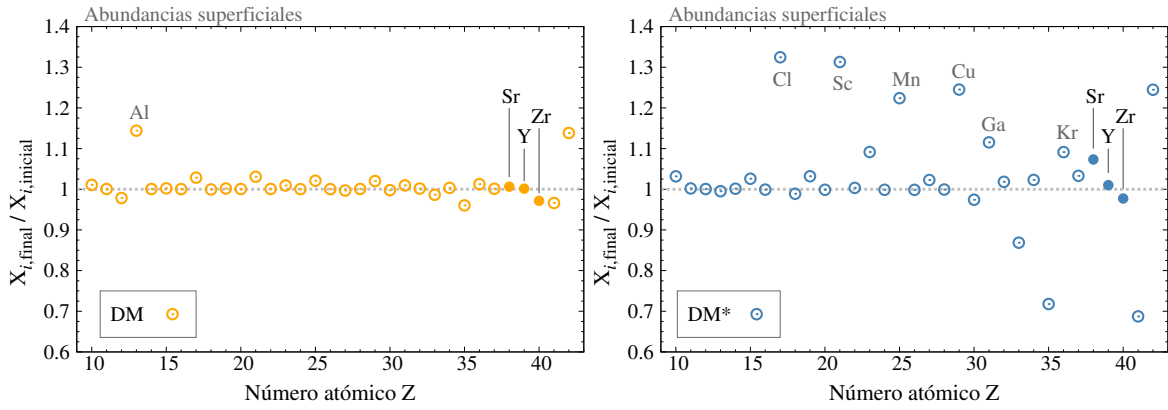
**Figura 4.41.** Panel derecho: Abundancia por fracción de masa de Sr en distintos modelos durante el flash de He (líneas violetas) y el flash de H (líneas verdes/celestes). La línea roja punteada corresponde al modelo en la ZAEHB. Panel izquierdo: Luminosidad liberada por quema de He (línea naranja) e H (línea lila). Los puntos corresponden a los modelos graficados en el panel derecho. Los gráficos corresponden a la secuencia DM\*.

de H afecta considerablemente la nucleosíntesis y las abundancias finales de los elementos. Por este motivo, elegimos para el cálculo una secuencia de tipo DM (con mezcla profunda,  $M_{\star} = 0.460 M_{\odot}$ ), en donde el flash de H se desarrolla aproximadamente un año después del pico de liberación de energía del flash de He, y una secuencia de tipo DM\* (con mezcla profunda, pero con menor energía liberada en el flash de H,  $M_{\star} = 0.466 M_{\odot}$ ), en el que el flash de H ocurre  $\sim 150$  años después que el flash de He. A la primera la llamaremos secuencia DM, mientras que a la segunda, secuencia DM\*. Una vez elegidas las secuencias para este estudio, realizamos nuevamente el cálculo evolutivo desde el momento previo al flash de He, con una versión del LPCODE preparada para escribir la información necesaria para el cálculo de la nucleosíntesis con el código de pos-procesado (velocidad convectiva, identidad de capas, etc). Luego, calculamos la nucleosíntesis con el código de pos-procesado, con la red nuclear mencionada, incluyendo tanto correcciones por apantallamiento electrónico, como mezcla convectiva.

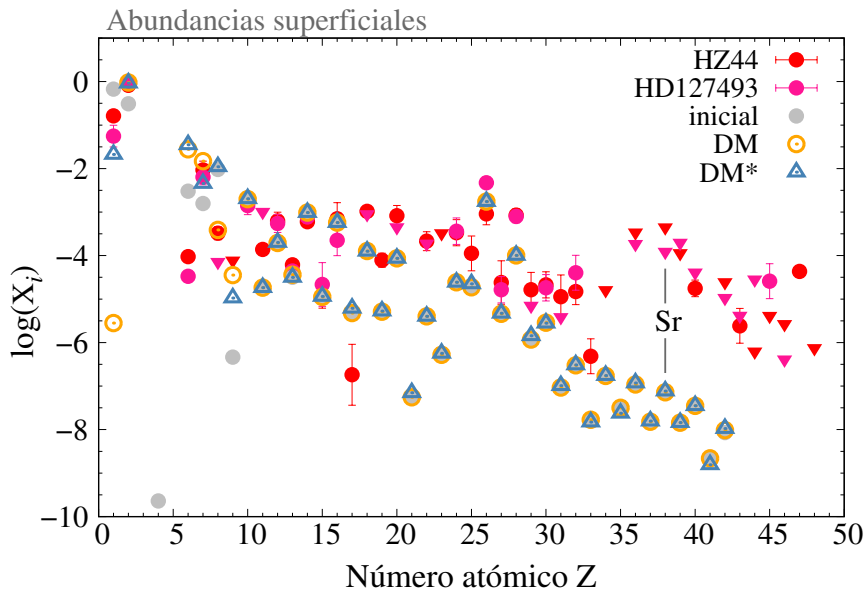
Los resultados para la abundancia de Sr en distintos momentos del flash de He y el flash de H, así como la abundancia en la ZAEHB, se muestran en la figura 4.40 para la secuencia DM y la figura 4.41 para la secuencia DM\*.

fracción de masa de Sr a lo largo de la estrella, y en el panel de la derecha, las luminosidades por quema de He y de H en función del tiempo, donde se marcan los modelos graficados en el panel izquierdo. La escala de los ejes verticales es distinta para cada secuencia. Si bien vemos que la abundancia de Sr aumenta, el aumento es de alrededor del 1% respecto a su valor inicial en la secuencia DM, y del 10% en la secuencia DM\* (ver también figura 4.42). En las figuras 4.40 y 4.41 se puede ver que, aunque muy poco, la abundancia de Sr aumenta en la etapa en la que todavía no se desarrolló el flash de H, es decir que la convección generada por el flash de He aún no alcanzó la zona enriquecida en H. Esto puede deberse a que luego de la etapa de quema de H en capas por ciclo CNO, se crea una sobreabundancia de  $^{13}\text{C}$  de  $\sim 5 \times 10^{-5}$  en la región de masa comprendida por  $m_r \sim 0.41 - 0.458 M_{\odot}$ . Por debajo de esta región, la abundancia de  $^{13}\text{C}$  antes del flash de He es nula. La zona convectiva generada por el flash de He, antes de alcanzar la zona rica en H, alcanza esta región con cierta abundancia de  $^{13}\text{C}$ , que se fusiona en el interior profundo con partículas  $\alpha$  generando un pequeño flujo de neutrones. Una vez que la zona convectiva del flash de He alcanza la zona rica en H, más  $^{13}\text{C}$  es sintetizado, y al reaccionar con partículas  $\alpha$ , aumenta el flujo de neutrones y la ocurrencia de procesos s. Sin embargo, la generación de  $^{13}\text{C}$  en la zona del flash de He cesa en el momento en que las zonas convectivas del flash de He y la del flash de H se separan. Esta separación ocurre por la alta energía nuclear liberada en el flash de H. Una vez que estas zonas convectivas se separan, por ende, la ocurrencia de procesos s puede continuar en la zona convectiva interna hasta agotar la fuente de neutrones: el  $^{13}\text{C}$ . En la zona convectiva generada por el flash de H, por otro lado, la temperatura baja rápidamente como para que el  $^{13}\text{C}$  se fusione con partículas  $\alpha$  y siga habiendo una fuente de neutrones. Por esto, la abundancia de elementos pesados en esta zona queda prácticamente fijada por el valor que obtienen al momento de la separación de las zonas convectivas. Esta es la razón por la que en la secuencia donde el flash de H ocurre sólo un año después del flash de He y liberando mucha energía ( $L_{\text{H}}/L_{\odot} \sim 10^{11}$ ), la generación de elementos pesados por captura lenta de neutrones es escasa, en particular, la cantidad de estos elementos que llega a mezclarse hacia la superficie. Por el contrario, en la secuencia DM\*, en donde el flash de H ocurre  $\sim 150$  años después del desarrollo del flash de He, la síntesis de elementos pesados es más importante, continuando cientos de años después del flash de H. En el panel izquierdo de la figura 4.41 puede verse que en nuestra secuencia DM\*, la luminosidad de H posee picos de luminosidad (con  $L_{\text{H}} \sim 10^{-5} L_{\odot}$ ) luego del flash de H. Esta característica varía en distintas secuencias, dependiendo un poco del paso de tiempo utilizado. Sin embargo, podemos interpretar estos picos en la luminosidad de H como un proceso no continuo de ingestión de protones, que se da a lo largo de varios años. Esta característica favorece la generación de elementos pesados, puesto los protones son sintetizados en  $^{13}\text{C}$  sin liberar la suficiente energía como para separar las zonas convectivas y que cese la producción de una fuente de neutrones. Si bien la existencia de esta ingestión discontinua de protones en nuestros modelos es un efecto principalmente numérico, el tratamiento difusivo de la convección en modelos estelares 1D no es necesariamente realista para modelar un proceso que es esencialmente tridimensional, y no está claro que la ingestión de protones deba darse efectivamente de manera continua y violenta como se obtiene en los modelos 1D (ver, v.g., [Herwig et al. \(2014\)](#) y referencias allí citadas). Si hay eventos aislados de ingestión de protones al interior, la generación de elementos pesados puede ser mayor, como encontramos en nuestra secuencia DM\*.

En la figura 4.42 mostramos las abundancias superficiales de todos los elementos desde el Ne ( $Z = 10$ ) hasta el Mo ( $Z = 42$ ) en la ZAEHB de las secuencias DM y DM\*, relativas al valor superficial antes de la ocurrencia de los flashes. En esta figura podemos ver que en la secuencia DM obtenemos un 20% de aumento en el Al (aluminio), mientras que en la secuencia DM\*, en donde los procesos s ocurren más tiempo, se observa un aumento de hasta el 30%



**Figura 4.42.** Abundancias superficiales por fracción de masa en la ZAEHB relativas a las abundancias superficiales previas a los flashes de He e H. Panel derecho: secuencia DM\*. Panel izquierdo: secuencia DM. El Sr, Y y Zr se encuentran marcados con puntos llenos.



**Figura 4.43.** Logaritmo de las abundancias por fracción de masa de dos estrellas iHe-sdOB: HZ44 y HD127493 (Dorsch et al. 2019, símbolos rojos y magentas respectivamente), junto con los valores correspondientes a las abundancias previas a los flashes (puntos grises) y las abundancias en la ZAEHB de las secuencias DM (círculos naranjas) y DM\* (triángulos azules). Los triángulos rojos y magentas indican cotas superiores a las abundancias, mientras que los círculos llenos indican abundancias medidas con su barra de error (Dorsch et al. 2019).

en algunos elementos con  $Z \sim 15 - 30$ , como el Cl (cloro), Sc (escandio), Mn (manganeso) y Cu (cobre); y aumentos de hasta 10-15 % en elementos más allá del grupo del Fe, como el Ga (galio), Kr (kriptón) y Sr. El aumento en la abundancia de Mo (molibdeno) puede deberse a que es el último elemento de la red nuclear. En la figura 4.43 comparamos las abundancias (absolutas) con las obtenidas para dos estrellas iHe-sdOB por [Dorsch et al. \(2019\)](#), HZ44 y HD127493. Las abundancias medidas en estas estrellas se grafican con círculos llenos, mientras que los triángulos indican cotas superiores a las abundancias (ver [Dorsch et al. 2019](#)). Elegimos estas dos estrellas para comprar con nuestros cálculos, puesto que poseen un número grande abundancias determinadas, o, en su defecto, de cotas superiores a las abundancias. Como se puede ver en la figura, la abundancia de los elementos pesados en estas estrellas es mucho mayor que lo que obtenemos en nuestras dos secuencias estudiadas, en donde a lo sumo encontramos aumentos del 15 % de elementos pesados, respecto a los valores previos al flash de He (que son básicamente los valores del sistema solar proporcionados por [Anders & Grevesse 1989](#), escaleados a la metalicidad inicial, y a la abundancia total de elementos pesados en los modelos iniciales). Sin embargo, por un lado, nuestros modelos no tienen en cuenta el efecto de la levitación radiativa, por lo cual no esperamos poder reproducir las abundancias observadas. El objetivo es principalmente estudiar si los procesos s pueden ocurrir, proveyendo una abundancia mayor de algunos elementos, que luego puedan ser llevados a la zona de generación de líneas por la levitación radiativa. En particular, obtenemos que en los modelos de tipo DM\*, pueden darse aumentos de abundancias superficiales de hasta el 15 % de algunos elementos pesados. Por otro lado, dado que la fuente de neutrones en el interior depende de la interrelación entre las zonas convectivas del flash de He y de H, y de la manera en la que se mezclan los protones hacia el interior, es necesario estudiar con más detalle el efecto del tratamiento convectivo sobre la generación de elementos pesados. Como primer estudio en esta línea, realizamos un experimento con la mezcla convectiva en el código de pos-procesado, que detallamos a continuación.

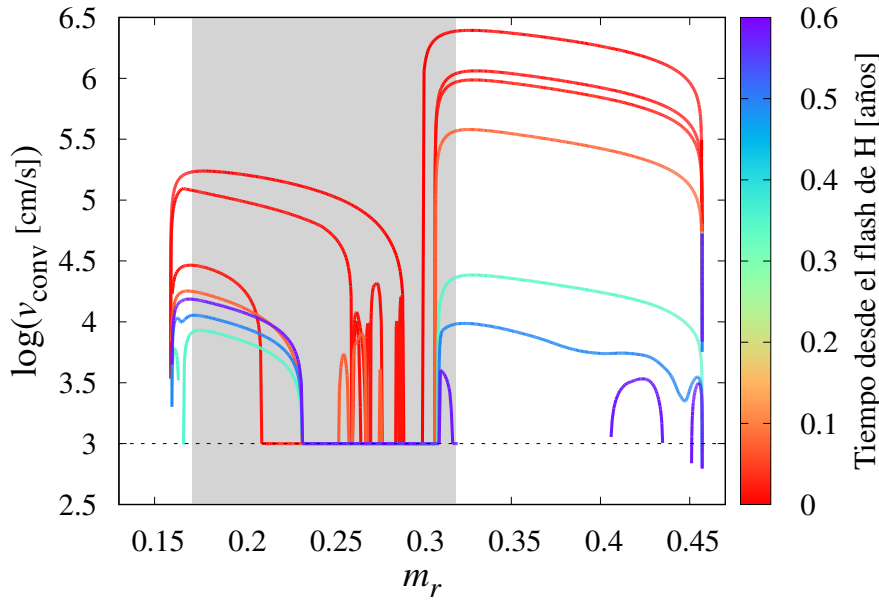
#### Experimentos con la mezcla convectiva

En este experimento numérico queremos estimar qué efectos tendría sobre la síntesis de elementos pesados el hecho de que pueda haber filtración de material entre las dos zonas convectivas. Para esto, estudiamos qué sucede si las zonas convectivas entre el flash de He y el flash de H se mantienen conectadas, imponiendo en la secuencia DM un valor positivo de la velocidad convectiva en el rango de la coordenada masa de  $0.17 M_{\odot} \leq m_r \leq 0.32 M_{\odot}$  durante el flash de H. Este rango de masas cubre completamente la región entre las zonas convectivas de los flashes durante un tiempo ( $\sim 0.6$  años) a partir del desarrollo del flash de H. A esta imposición la realizamos directamente en el código de pos-procesado, pidiendo que en el rango de masas especificado la velocidad convectiva sea:

$$v_{\text{conv}} = \text{mín}(v_{\text{MLT}}, v_{\text{lim}}), \quad (4.16)$$

donde  $v_{\text{MLT}}$  es la velocidad convectiva que se obtiene del tratamiento convectivo utilizando la teoría MLT. Para  $v_{\text{lim}}$  elegimos dos valores,  $v_{\text{lim}} = 10^3$  cm/s y  $10^5$  cm/s. El primer valor está por debajo de los valores típicos de las velocidades convectivas en las zonas de los flashes de H y He (de tres a un orden de magnitud menor), al menos hasta  $\sim 1$  año después del desarrollo del flash de H. El valor  $v_{\text{lim}} = 10^5$  cm/s, es, al contrario, un valor extremo, comparable a las velocidades convectivas en estas regiones. Para ambos valores de la velocidad límite elegida, al rededor de 0.6 años después del desarrollo del flash de H, la zona convectiva que forzamos a estar conectada hasta  $m_r = 0.32 M_{\odot}$  se separa en dos zonas convectivas, una que llega hasta  $m_r = 0.32 M_{\odot}$ , y otra a partir de  $\sim 0.4 M_{\odot}$ . A partir de este momento, la nucleosíntesis interior no afecta las abundancias superficiales en la ZAEHB. En las figuras 4.44 y 4.45





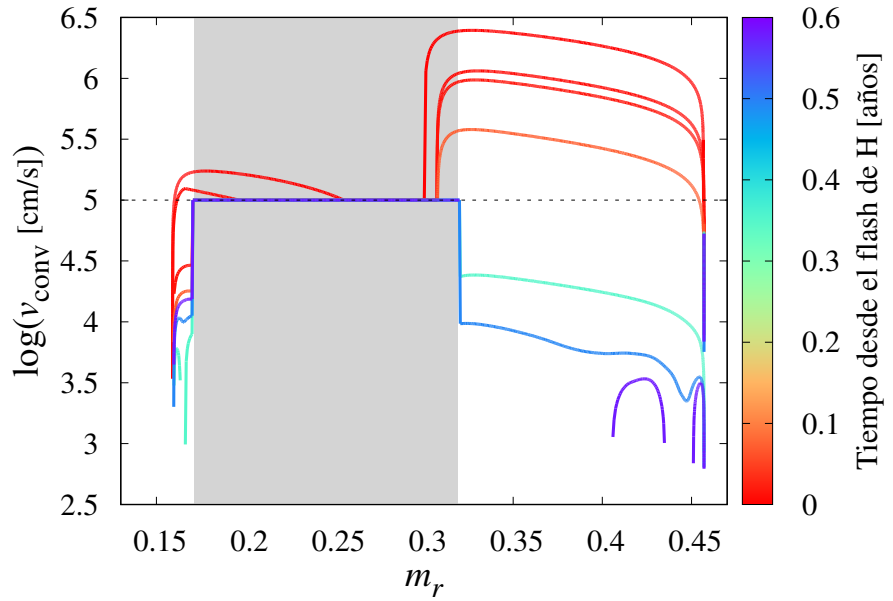
**Figura 4.44.** Logaritmo de las velocidades convectivas en función de la coordenada  $m_r$ . El código de colores indica el tiempo desde el máximo de liberación de energía del flash de H, medido en años. La región sombreada gris indica el rango de masa en el que la velocidad convectiva fue forzada a tomar el valor mínimo entre  $v_{\text{MLT}}$  y  $10^3$  cm/s. La línea punteada negra indica el valor  $10^3$  cm/s.

graficamos los perfiles de velocidades convectivas para los dos valores límites elegidos, para distintos momentos desde el desarrollo del flash de H, hasta 0.6 años después.

En las figuras 4.46 y 4.47 graficamos la evolución de la abundancia de H en las zonas convectivas. En cada panel graficamos para un valor de tiempo el perfil de H obtenido por el CPP, junto con el perfil de H obtenido por el LPCODE. El primer panel (arriba a la izquierda) corresponde al primer modelo calculado por el código de pos-procesado, un poco antes del pico de la luminosidad por quema de H. En estas figuras se puede apreciar cómo la abundancia de H en el interior profundo crece por estar conectadas las zonas convectivas (la zona de conexión se marca con líneas punteadas negras, sobre el perfil de H del CPP). Los perfiles de H en las zonas convectivas en los primeros modelos no son homogéneos en ninguno de los dos códigos, puesto que la mezcla no se puede considerar instantánea. El hecho de que los perfiles de H de ambos códigos difieran se debe tanto a que las zonas convectivas en el CPP están conectadas, como a que el tratamiento de la convección dependiente del tiempo no es exactamente el mismo en los códigos. A medida que transcurre el tiempo, el H es mezclado hasta obtener un perfil casi homogéneo. El último panel de cada figura (abajo a la derecha), corresponde al momento en que la zona convectiva interior finalmente se separa en  $m_r \sim 0.32 M_\odot$ . En estas secuencias, al ingresar más cantidad de protones en la región de quema de He, la generación de elementos pesados en esta región es mucho mayor que en las secuencias DM y DM\* calculadas anteriormente. En las figuras 4.48 y 4.49 puede verse que la abundancia interna (en la región del flash de He) de Sr en la ZAEHB es al rededor de un orden de magnitud mayor en comparación con el valor obtenido en la secuencia DM\*. En los paneles izquierdos de estas figuras, la luminosidad de He e H son las calculadas por el LPCODE sin conexión entre las zonas convectivas, por lo que no son completamente consistentes con los perfiles obtenidos por el CPP, pero las graficamos para ilustrar el tiempo luego de los flashes, de cada modelo graficado en los paneles a la derecha.

En la secuencia calculada con el CPP con  $v_{\text{lim}} = 10^5$  cm/s, la mezcla de H ocurre más rápido que en la secuencia con velocidad límite menor,  $v_{\text{lim}} = 10^3$  cm/s, como resulta esperable. Como consecuencia, también, mayor cantidad de H es quemado en el interior antes de la separación de las zonas convectivas, y la generación de procesos s es más importante en la secuencia con  $v_{\text{lim}} = 10^5$  cm/s. En la figura 4.50 graficamos las abundancias superficiales en la ZAEHB relativas a las abundancias superficiales previas a los flashes, para las secuencias



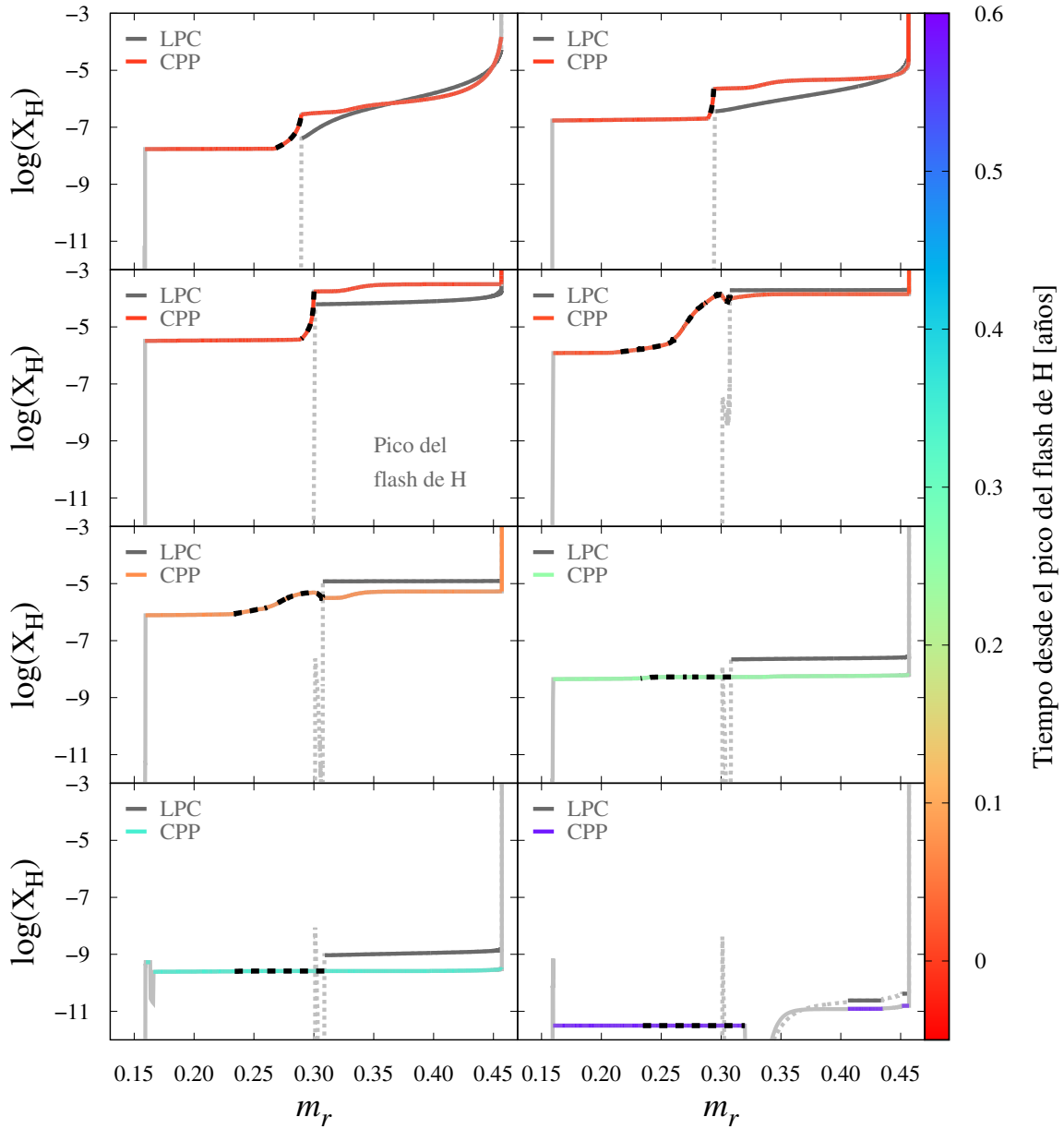


**Figura 4.45.** Análogo a la figura 4.44, pero en donde la velocidad fue forzada a tomar el valor mínimo entre  $v_{MLT}$  y  $10^5$  cm/s en la región sombreada.

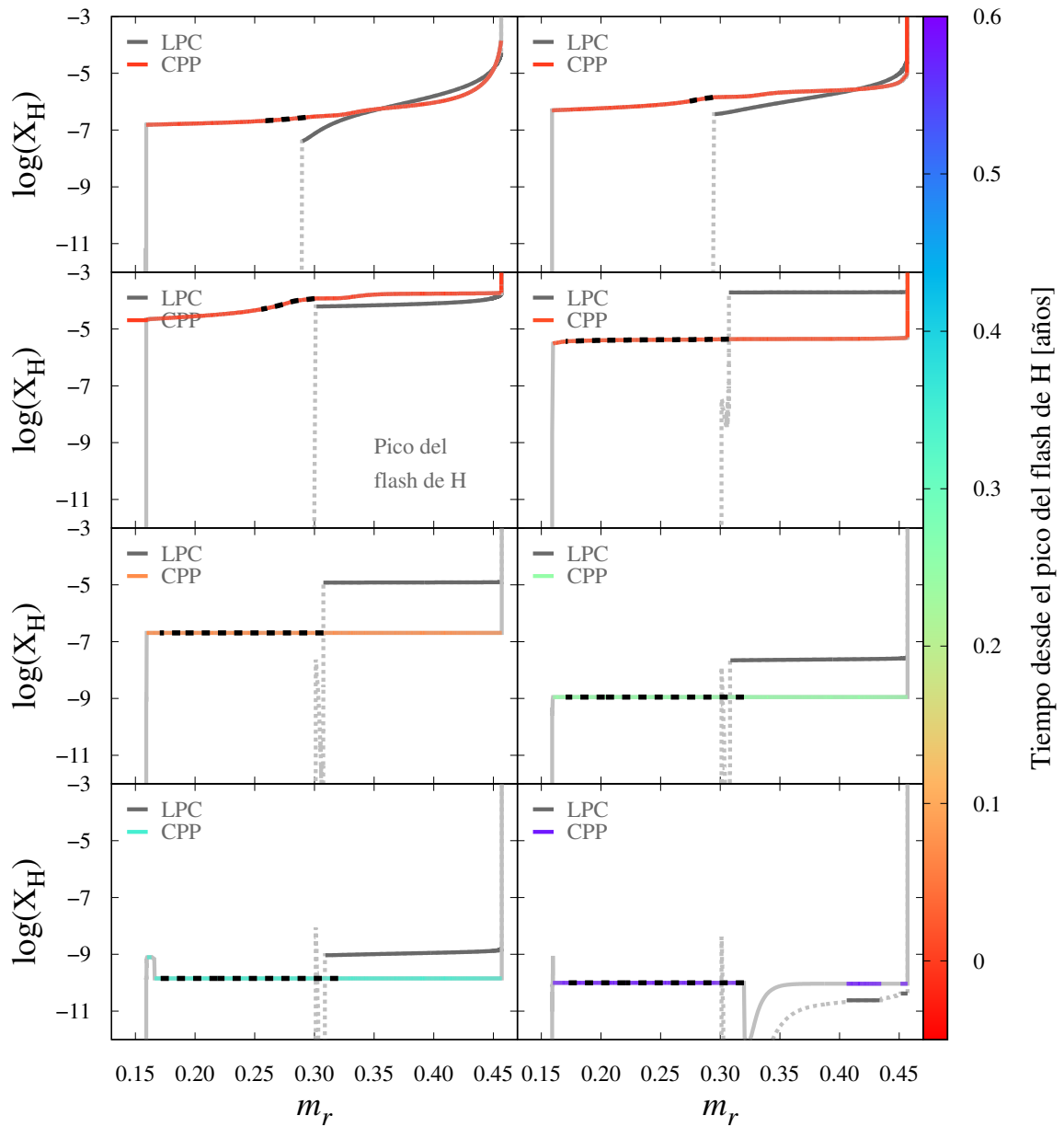
con ambos valores de velocidades convectivas límites. Los aumentos en las abundancias son en general mayores para la secuencia con  $v_{lim} = 10^5$  cm/s, pero incluso para la secuencia con  $v_{lim} = 10^3$  cm/s, obtenemos un aumento de Sr de alrededor del 25 %. En general, obtenemos aumentos de abundancias de elementos pesados mucho mayores que en las secuencias DM y DM\* sin conexión en las zonas convectivas. Aún así el aumento en la abundancia de Y y Zr se mantiene por debajo del 10 % en ambas secuencias. Como se puede ver en la figura 4.51, estas abundancias superficiales siguen estando bien por debajo de las cotas a las abundancias obtenidas para HZ44 y HD127494 por [Dorsch et al. \(2019\)](#). Por otro lado, en la figura 4.52, mostramos las abundancias en la ZAEHB, pero en la región interna donde ocurrió el flash de He, relativas a las abundancias en esta región previas al flash de H. En estos gráficos podemos ver cómo fue la síntesis de los elementos, antes de la mezcla hacia la superficie. Obtenemos aumentos del orden del 100 % de la abundancia de algunos elementos hasta  $z \sim 25$ , como el P (fósforo), el Cl y el Sc, y aumentos de  $\sim 50$  % a 200 % en las abundancias de elementos con  $Z$  entre 27 y 37. Las abundancias internas de Sr, Y y Zr no aumentan significativamente. Sin embargo, como en la superficie de los modelos la abundancia inicial de estos elementos es menor, luego de la mezcla el aumento relativo de las abundancias en la superficie es mayor que en el interior. Para tener una idea de cuánta cantidad de elementos pesados se crean en el interior en comparación con las abundancias de las estrellas iHe-sdOB, graficamos en la figura 4.53 las abundancias internas luego del flash de H, con las abundancias de las estrellas iHe-sdOB y las abundancias superficiales antes de los flashes. Si hubiera más mezcla convectiva entre la región donde se sintetizan estos elementos y la región superficial, las abundancias superficiales tomarían algún valor entre los graficados en la figura 4.51 y las abundancias graficadas en la figura 4.53. Este aumento de las abundancias podría constituir la semilla sobre la cual la levitación radiativa actúa para aumentar las abundancias de elementos pesados a los valores observados en las estrellas iHe-sdOB.

### Conclusiones parciales

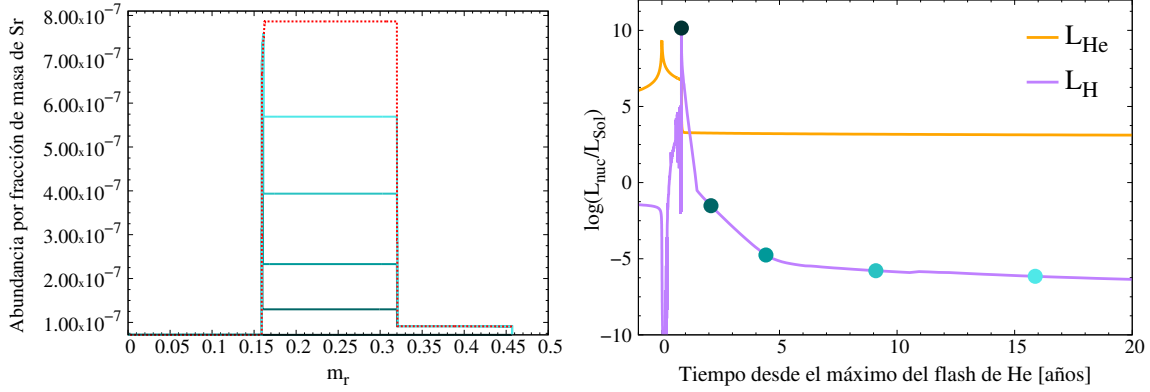
En este trabajo preliminar concluimos que la formación de elementos pesados mediante procesos lentos de captura de neutrones puede tener lugar en el escenario de hot-flasher muy tardío, y que la eficiencia de estos procesos depende del tratamiento convectivo. Para



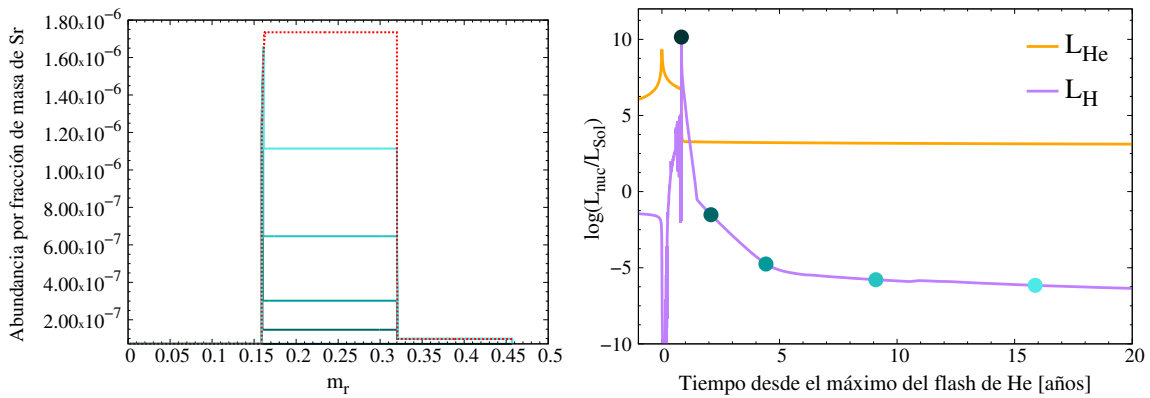
**Figura 4.46.** Evolución de la abundancia de hidrógeno en las zonas convectivas del flash de He e H, para la secuencia en la que se juntaron las zonas convectivas con una velocidad convectiva de  $10^3$  cm/s. Las regiones convectivas se encuentran graficadas en colores indicando el tiempo desde el pico del flash de H medido en años. La parte radiativa se grafica en líneas llenas grises claras. La región forzada a un valor de  $v_{\text{conv}} = 10^3$  cm/s se encuentra marcada con líneas punteadas negras. En cada panel se compara con la abundancia de H del LPCODE, graficada en líneas grises oscuras (la zona convectiva) y líneas grises claras y punteadas (la zona radiativa).



**Figura 4.47.** Análogo a la figura 4.46 pero para la secuencia en la que se forzó en las regiones punteadas negras a que  $v_{\text{conv}} = 10^5$  cm/s.

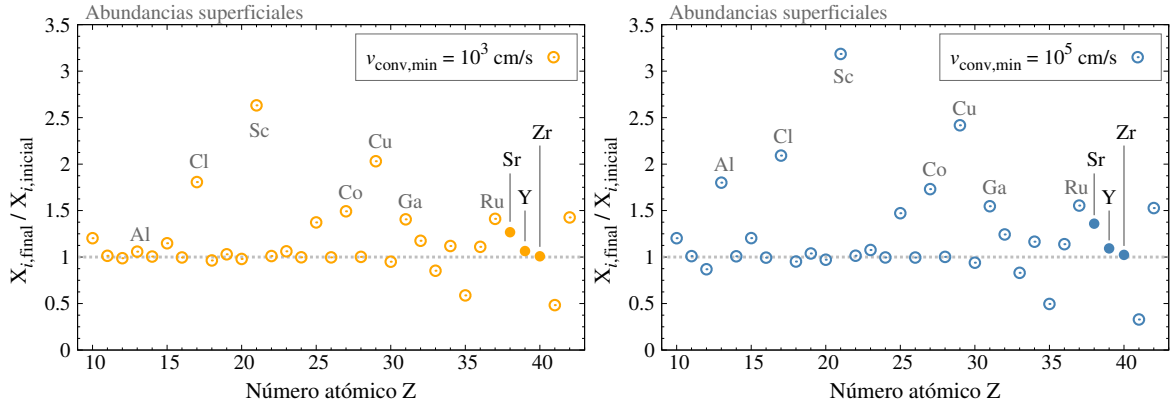


**Figura 4.48.** Panel derecho: Abundancia por fracción de masa de Sr en distintos modelos durante el flash de H (líneas verdes/celestes). La línea roja punteada corresponde al modelo en la ZAEHB. Panel izquierdo: Luminosidad liberada por quema de He (línea naranja) e H (línea lila). Los puntos corresponden a los modelos graficados en el panel derecho. Los gráficos corresponden a la secuencia en la que las zonas convectivas se conectan con  $v_{\text{conv}} = 10^3$  cm/s.

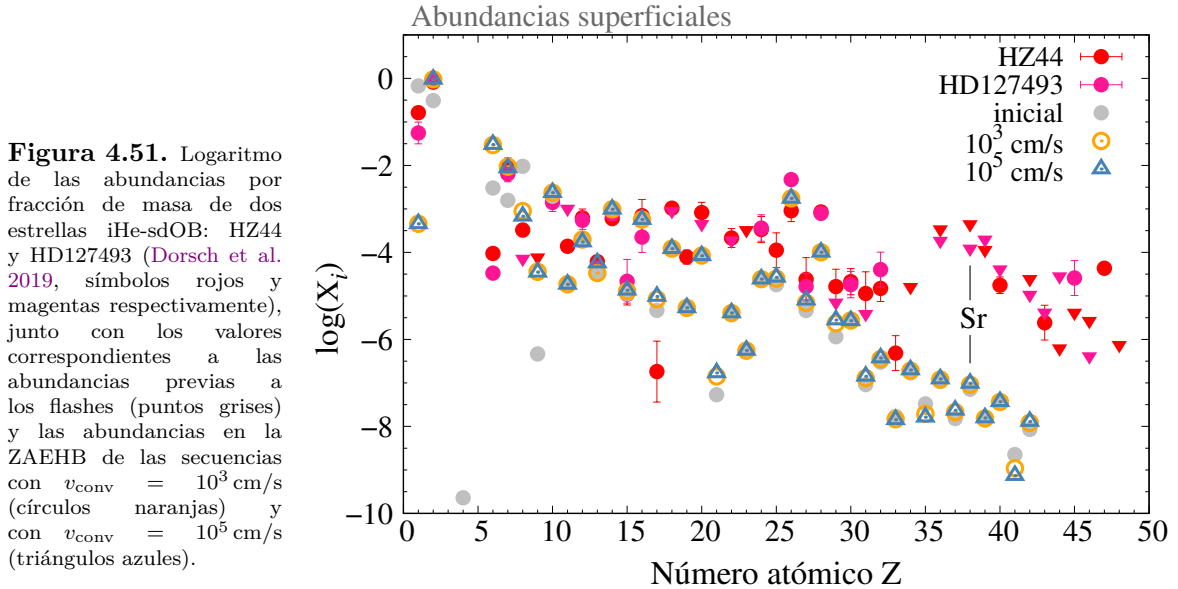


**Figura 4.49.** Análogo a la figura 4.48 pero para la secuencia en la que las zonas convectivas se conectan con  $v_{\text{conv}} = 10^5$  cm/s.

#### 4. Nucleosíntesis en estrellas He-sdOB



**Figura 4.50.** Abundancias superficiales por fracción de masa en la ZAEHB relativas a las abundancias superficiales previas a los flashes de He e H. Panel derecho: secuencia con  $v_{\text{conv}} = 10^3$  en la conexión de las zonas convectivas. Panel izquierdo: secuencia  $v_{\text{conv}} = 10^5$  en la conexión de las zonas convectivas. El Sr, Y y Zr se encuentran marcados con puntos llenos.

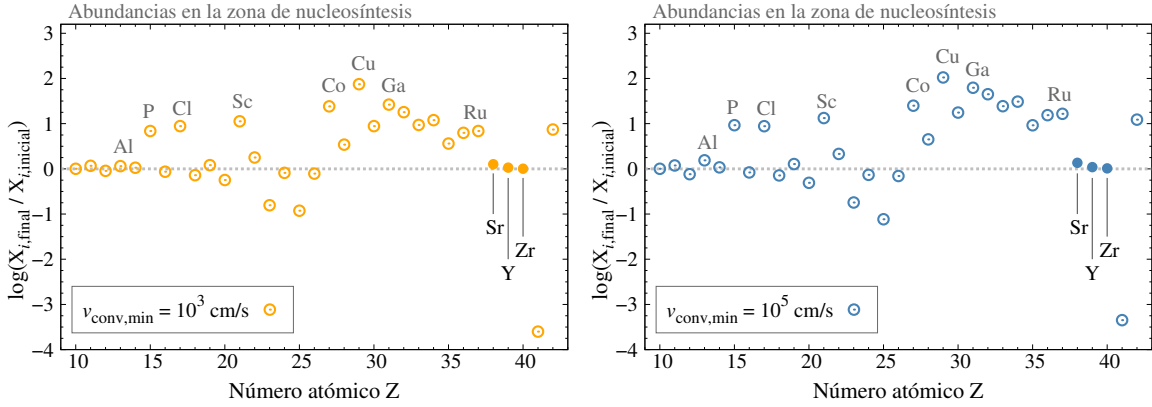


**Figura 4.51.** Logaritmo de las abundancias por fracción de masa de dos estrellas iHe-sdOB: HZ44 y HD127493 (Dorsch et al. 2019, símbolos rojos y magentas respectivamente), junto con los valores correspondientes a las abundancias previas a los flashes (puntos grises) y las abundancias en la ZAEHB de las secuencias con  $v_{\text{conv}} = 10^3$  cm/s (círculos naranjas) y con  $v_{\text{conv}} = 10^5$  cm/s (triángulos azules).

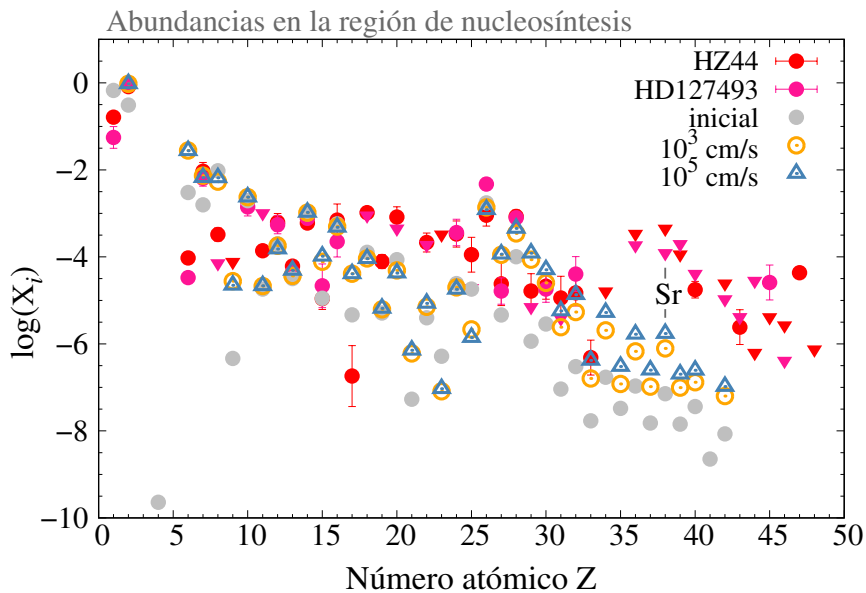
poder lograr explicar las abundancias observadas en las estrellas iHe-sdOB, por otro lado, la levitación radiativa parece ser un ingrediente fundamental. Sin embargo, para tener una idea más cuantitativa de cómo afecta a la síntesis de elementos pesados, tanto el tratamiento de la convección como el tiempo que ocurre entre flashes del He y H, es necesario un estudio sobre un espectro más amplio de secuencias evolutivas, y el estudio tratamientos diferentes de la convección, no sólo en el CPP, sino también en el LPCODE, realizado de manera consistente con la estructura térmica.

#### 4.2.3. Estrellas eHe-sdO

En el marco del doctorado realizamos una colaboración con el grupo de astrofísica del Observatorio de Bamberg, Alemania (Schindewolf et al. 2018) para estudiar las abundancias superficiales de una muestra de cuatro estrellas eHe-sdO, y aprender sobre sus historias evolutivas, contrastando las abundancias medidas por el grupo de Bamberg con las predicciones



**Figura 4.52.** Abundancias por fracción de masa en la zona que ocurrieron los flashes de modelos en la ZAEHB relativas a las abundancias superficiales previas a los flashes de He e H. Panel derecho: secuencia con  $v_{\text{conv}} = 10^3$  en la conexión de las zonas convectivas. Panel izquierdo: secuencia  $v_{\text{conv}} = 10^5$  en la conexión de las zonas convectivas. El Sr, Y y Zr se encuentran marcados con puntos llenos.



**Figura 4.53.** Logaritmo de las abundancias por fracción de masa de dos estrellas iHe-sdOB: HZ44 y HD127493 (Dorsch et al. 2019, símbolos rojos y magentas respectivamente), junto con los valores correspondientes a las abundancias previas a los flashes (puntos grises) y las abundancias en la zona que ocurrieron los flashes de modelos en la ZAEHB de las secuencias con  $v_{\text{conv}} = 10^3$  cm/s (círculos naranjas) y con  $v_{\text{conv}} = 10^5$  cm/s (triángulos azules).

Estrella	Tipo	Masa [ $M_{\odot}$ ]	$v_{\text{rot}} \text{ sen } i$ [km/s]	Referencia
LSS 1274	CN	$0.43 \pm 0.10$	$< 5$	Schindewolf et al. (2018)
LSIV +10°9	CN	$0.38 \pm 0.09$	$< 5$	Schindewolf et al. (2018)
[CW83] 0832-01	CN		$17 \pm 3$	Schindewolf (2018)
GaJ095256.6-371940	CN		$22 \pm 3$	Schindewolf (2018)
[CW83] 0904-02	C	$0.59 \pm 0.14$	$32 \pm 3$	Schindewolf et al. (2018)
HE 0958-1151	C		$20 \pm 2$	Schindewolf (2018)
CD-31°4800	N	$0.38 \pm 0.09$	$< 5$	Schindewolf et al. (2018)
HZ1	N		$< 10$	Schindewolf (2018)

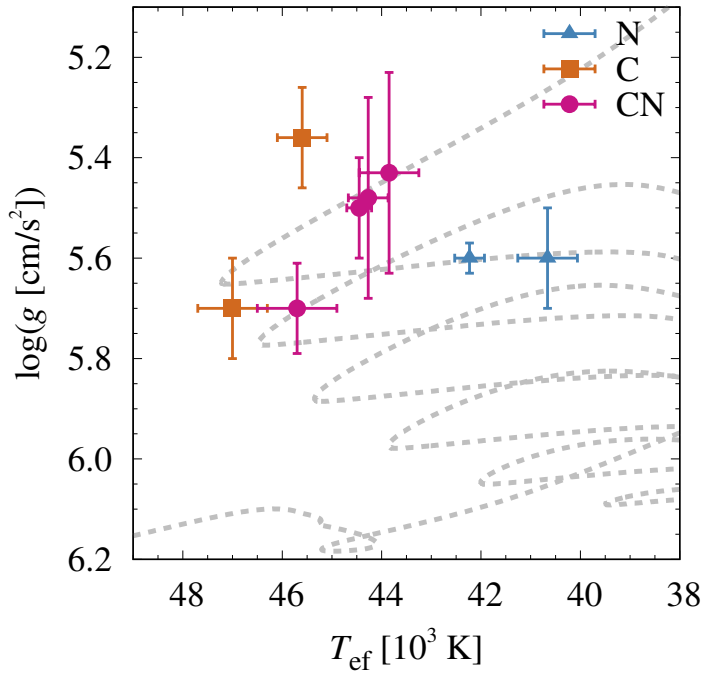
**Tabla 4.12.** Una muestra de estrellas He-sdO junto con la referencia de la cual obtenemos las abundancias observadas y las velocidades de rotación. Las masas tabuladas fueron determinadas utilizando los paralajes de GAIA en combinación con análisis espectroscópicos, por Schindewolf et al. (2018)

de los modelos de hot-flasher calculados en el marco de esta tesis, y las predicciones de los modelos de coalescencia de dos enanas blancas de He de Zhang & Jeffery (2012). En esta sección incluimos para la comparación de abundancias medidas y calculadas, cuatro estrellas eHe-sdO más estudiadas por Markus Schindewolf en su tesis doctoral Schindewolf (2018). En los trabajos de Schindewolf et al. (2018) y Schindewolf (2018), se determinaron por primera vez abundancias superficiales de elementos más pesados que el oxígeno en estrellas eHe-sdO, incluyendo Ne, Mg, Al, Si, P, S, y para cuatro de ellas, Fe y Ni. Las estrellas de la muestra que consideramos en esta sección se encuentran en la tabla<sup>1</sup> 4.12, junto con la referencia de la cual tomamos las abundancias superficiales medidas, las velocidades de rotación, y las masas estelares. Para las estrellas del trabajo de Schindewolf et al. (2018), se encuentra tabulada también la masa obtenida a partir de datos del satélite GAIA en conjunto con análisis espectroscópicos. Las estrellas eHe-sdO son usualmente separadas en tres grupos, aquellas enriquecidas en N, aquellas enriquecidas en C, y las enriquecidas en ambos elementos. Nos referiremos a estas estrellas como estrellas N, C y CN respectivamente. Las estrellas de la muestra se encuentran graficadas en un diagrama de Kiel en la figura 4.54, junto a una de las secuencias de hot-flasher muy tardío (la misma secuencia DM de la sección anterior). En la figura 4.55 graficamos las abundancias de las estrellas de la muestra, hasta el Ne, mientras que en la figura 4.56 graficamos las abundancias de todos los elementos medidos en la muestra de estrellas. Primero resumiremos algunas características generales de las abundancias observadas en la muestra, y luego discutiremos los escenarios de coalescencia de enanas blancas y de hot-flasher.

Las características generales de las abundancias observadas son las siguientes:

- El H es un elemento traza, con abundancias del 0.06 % a 0.2 % (en fracción de masa).
- La abundancia de elementos más allá del Ne es en general muy cercana a la solar, con tendencia a ser un poco menor en particular para el Fe, pero sólo en un factor 2.
- Las abundancias de C, N, O y Ne difieren de la abundancia solar y parecen mostrar signos de la ocurrencia de nucleosíntesis.
- Las estrellas tipo N poseen, además de enriquecimiento en la abundancias de N, un empobrecimiento en las abundancias de C y O, mostrando abundancias típicas de material procesado en los ciclos CNO.

<sup>1</sup>¡Ojalá las pudiera tener tan cerca!



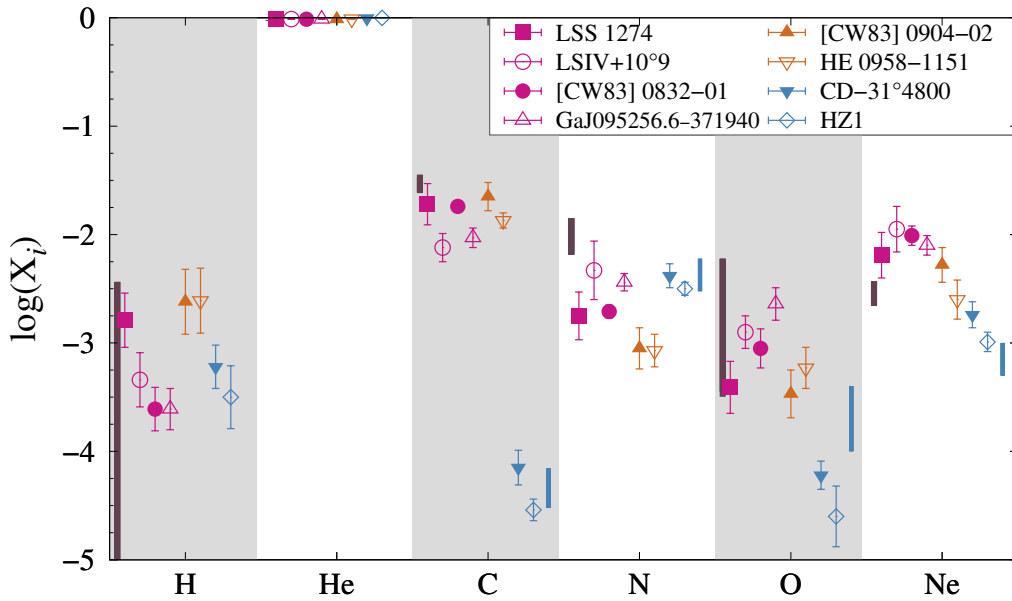
**Figura 4.54.** Diagrama de Kiel de una muestra de estrellas eHe-sdOB. Los valores de temperatura efectiva y gravedad superficial fueron obtenidos de Schindewolf (2018). Por comparación se muestra en línea punteada gris una secuencia de hot-flasher tardío calculada en el marco de esta tesis.

- Las estrellas C y CN poseen patrones de abundancias similares, siendo la única diferencia que la abundancia de N es más cercana a la solar en las estrellas de tipo C.
- Las estrellas C y CN muestran enriquecimientos en las abundancias de C, N y Ne, mientras que la abundancia de O es menor a la solar.

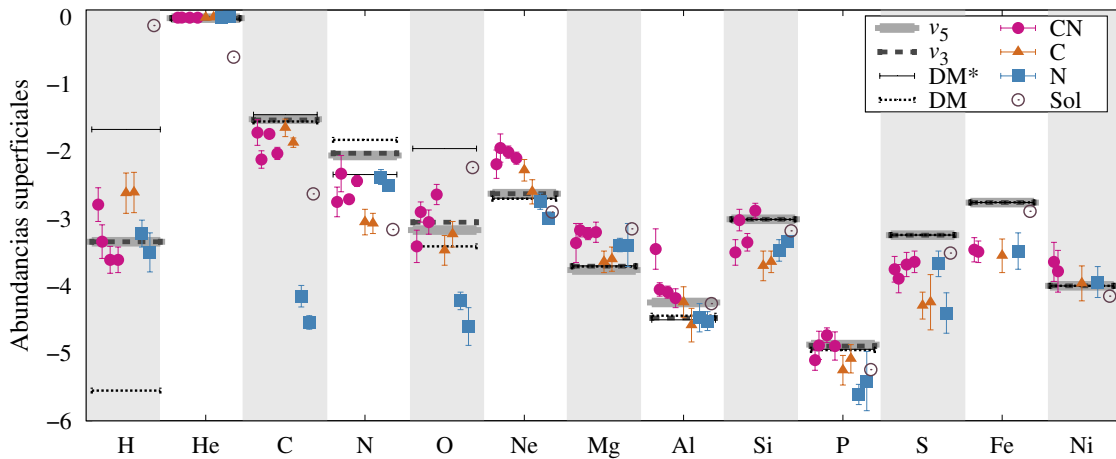
### Escenario de coalescencia

En el trabajo de Zhang & Jeffery (2012) estudiaron la coalescencia de dos enanas blancas con núcleos de He, mediante un modelado unidimensional del evento de coalescencia de estrellas de igual masa ( $0.25 M_{\odot} + 0.25 M_{\odot}$ ,  $0.3 M_{\odot} + 0.3 M_{\odot}$ ,  $0.35 M_{\odot} + 0.35 M_{\odot}$ ,  $0.4 M_{\odot} + 0.4 M_{\odot}$ ). Los efectos de la nucleosíntesis y la mezcla en las abundancias superficiales de los remanentes pos-coalescencia, dependen de la transferencia de masa utilizada en el cálculo. En este trabajo realizaron simulaciones con una transferencia de masa de  $10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$ , a las que llamaron coalescencia lenta;  $10^4 M_{\odot}/\text{año}$ , a la que llamaron coalescencia rápida; y también realizaron simulaciones con transferencia de masa rápida al principio ( $10^4 M_{\odot}/\text{año}$ ), y lenta después ( $10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$ ). A este tipo de simulaciones las denominaron coalescencia compuesta. Durante la coalescencia lenta las temperaturas se mantienen siempre demasiado bajas para la ocurrencia de nucleosíntesis. Por ende, el material acumulado en la superficie de la estrella primaria, que pertenece a la EB secundaria, no sufre cambios de composición química. Las enanas blancas con núcleos de He son básicamente un núcleo de una gigante roja, correspondiente a material procesado durante la quema de H mediante los ciclos CNO. Por ende, este material es rico en He y N, y pobre en C. Por otro lado, en los modelos de coalescencia rápida de Zhang & Jeffery (2012), la EB secundaria transfiere rápidamente toda su masa a la superficie de la estrella compañera. En esta situación, la temperatura en la base del material acretaado crece rápidamente, alcanzando valores suficientes para encender la quema de He. Este proceso genera una zona convectiva que, dependiendo de la masa de las estrellas, puede llegar hasta la superficie, alterando las abundancias superficiales. La consecuencia más relevante de esta mezcla es el aumento de la abundancia superficial de carbono. El modelo





**Figura 4.55.** Abundancias de las eHe-sdO de la muestra considerada obtenidas por Schindewolf et al. (2018) y Schindewolf (2018). Las estrellas tipo CN se encuentran graficadas en magenta, las estrellas C en naranja, y las estrellas N en celeste. Comparamos con los rangos de abundancias obtenidos en las secuencias DM calculadas en esta tesis (líneas verticales oscuras), y los rangos esperados para núcleos de gigantes rojas (líneas verticales celestes, calculados por M.M. Miller Bertolami en Schindewolf et al. 2018)



**Figura 4.56.** Abundancias de las eHe-sdO de la muestra considerada, junto con las abundancias solares de Asplund et al. (2009). Las estrellas tipo CN se encuentran graficadas en magenta, las estrellas C en naranja, y las estrellas N en celeste. Comparamos con las abundancias obtenidas en la sección anterior para todos los elementos con abundancias medidas.  $v_3$  y  $v_5$  corresponden a la secuencias con  $v_{\text{lim}} = 10^3$  cm/s y  $10^5$  cm/s respectivamente.

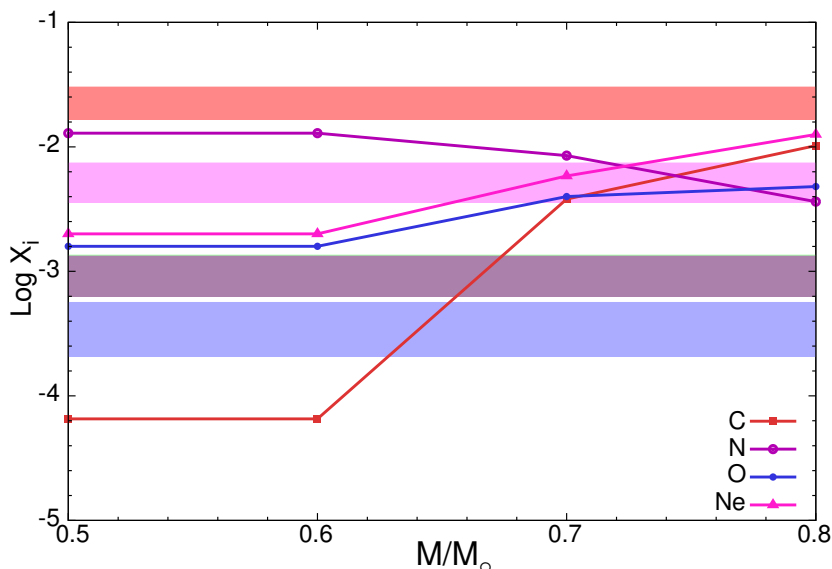
de coalescencia compuesto es un modelo intermedio entre los casos rápido y lento, en donde parte del material acretado forma rápidamente una cáscara caliente al rededor de la estrella primaria, y la otra parte del material se acreta lentamente sin aumentar la temperatura. Las abundancias predichas, por ende, varían entre las de el núcleo de una estrella gigante roja (coalescencia lenta), y material procesado en quema en flashes del He, que es mezclado al exterior. Cuánto material se mezcla hacia la superficie en un modelo de coalescencia compuesto depende tanto de las masas de las estrellas como de la cantidad de material de la secundaria que forma la cáscara caliente. Esta última cantidad es un parámetro libre del modelo 1D (parametrizado mediante la tasa de transferencia de masa), y en el trabajo de [Zhang & Jeffery \(2012\)](#) fue tomado de manera tal que sólo un valor de masa de  $0.1 M_{\odot}$  se acrete de manera lenta al final, siendo el resto de la masa acretada de manera rápida al principio de la simulación.

Las estrellas de la muestra tipo N, CD-31°4800 y HZ1, poseen abundancias típicas de material procesado en los ciclos CNO, y por ende, de las abundancias esperadas en un evento de coalescencia lento, sin nucleosíntesis estelar que cambie las abundancias superficiales. En la figura 4.55 comparamos las abundancias de estas estrellas (símbolos celestes) con el rango de abundancias de núcleos de estrellas RGB de diferentes masas ( $M_{\text{núcleo}} = 0.2$  y  $0.45 M_{\odot}$ ), para metalicidad  $z = 0.001$ , y diferentes masas iniciales ( $M_{\star} = 1$  y  $1.5 M_{\odot}$ ), de secuencias evolutivas del trabajo de [Miller Bertolami \(2016\)](#) (barras celestes). Las abundancias de C, N y Ne son cercanas a las predichas por los modelos, sin embargo, la abundancia de O es mayor en los modelos, lo que podría indicar que el ciclo NO (ciclo CNO2) operó a más altas temperaturas en CD-31°4800 y HZ1 que en los modelos. Al ser esta la principal diferencia, concluimos que las abundancias de las estrellas tipo N son consistentes con una historia evolutiva de coalescencia lenta. Sin embargo, se espera que las estrellas que provienen de eventos de coalescencia posean velocidades de rotación superficial altas, de 30 a 100 km/s según el trabajo de [Schwab \(2018\)](#). Las dos estrellas N poseen velocidades de rotación proyectadas en la línea de la visual pequeñas (ver tabla 4.12), por lo que, si estas estrellas provienen de eventos de coalescencia, o las dos poseen ejes de rotación con inclinaciones pequeñas respecto a la línea de la visual, o existen mecanismos de pérdida de momento angular no tenidos en cuenta en los modelos.

Por otro lado, los modelos de coalescencia compuesta de [Zhang & Jeffery \(2012\)](#) predicen que las abundancias tanto de C, O y Ne crecen con la masa del remanente, mientras que la abundancia de N decrece (aunque en menor medida, ver figura 4.57). Las abundancias de las estrellas N son similares a las de los modelos de coalescencia compuesta menos masivos,  $0.25 M_{\odot} + 0.25 M_{\odot}$  y  $0.3 M_{\odot} + 0.3 M_{\odot}$ , pero esto se debe a que en estos modelos no hay mezcla del material en la superficie, obteniendo los mismos resultados para las abundancias que en la coalescencia lenta: las del material procesado por el ciclo CNO perteneciente a la EB secundaria. Modelos de coalescencia más masivos para la estrella N CD-31°4800, en particular, pueden ser descartados no sólo por las abundancias superficiales, sino también por el valor de la masa estimada de esta estrella (ver tabla 4.12).

Las altas abundancias de carbono de las estrellas C y CN no pueden ser explicadas por la coalescencia lenta, y por ende tampoco por los modelos menos masivos de coalescencia compuesta de [Zhang & Jeffery \(2012\)](#). A valores más altos de las masas, las abundancias resultan menos discrepantes. Sin embargo, las masas bajas medidas para LSS 1274 y LSIV +10°9 están en discrepancia con los modelos masivos de la coalescencia compuesta. Del grupo de estrellas C y CN, [CW83] 0904-02 es la que posee mayor velocidad de rotación, con un valor consistente al mínimo encontrado por [Schwab \(2018\)](#) en sus modelos. Además, esta estrella posee también una masa medida más alta, si bien considerando los errores es también consistente con un modelo de hot-flasher. En la figura 4.57, adaptada de [Schindewolf et al.](#)

**Figura 4.57.** Logaritmo de las abundancias superficiales calculadas por Zhang & Jeffery (2012) en el caso de coalescencia compuesta (líneas con puntos) para las distintas masas finales de los modelos de coalescencia (en masas solares), junto con las abundancias medidas de [CW83] 0904-02 por Schindewolf et al. (2018) (franjas horizontales). Figura adaptada de Schindewolf et al. (2018).



(2018), comparamos las abundancias de estas estrellas con las predicciones de los modelos de coalescencia compuesta de Zhang & Jeffery (2012). En esta figura se puede ver la discrepancia de las abundancias predichas con las medidas a bajas masas del remanente pos-coalescencia. La abundancia de C y Ne, sin embargo, se acercan a las observadas a mayores masas. La abundancia de N de los modelos es en general mayor que la observada para todas las masas, aunque la diferencia es menor a masas altas. La mayor discrepancia, sin embargo, se da en la abundancia de O, como en el caso de las estrellas N y la coalescencia lenta. Particularmente, la discrepancia en el O es mayor para mayores masas que es donde mejor ajustan las abundancias de C y Ne, por lo que concluimos que las abundancias calculadas por Zhang & Jeffery (2012) no pueden explicar las observadas en [CW83] 0904-02. Dado que las mediciones de velocidad de rotación y masa sugieren que pueda ser una estrella proveniente de una coalescencia, sería interesante tener nuevos modelos que consideren pares de EBs con masas distintas en los modelos de coalescencia, y perfiles químicos y de temperatura pos-coalescencia basados en simulaciones hidrodinámicas. En efecto, Staff et al. (2012) realizaron estudios de nucleosíntesis durante la coalescencia de dos enanas blancas, una con núcleo de He y otra con núcleo de C/O, para estudiar la formación de estrellas RCrB. En este trabajo, el evento de coalescencia es simulado con un código hidrodinámico 3D, mientras que inmediatamente después de que la estrella primaria acreta toda la masa de la secundaria, la nucleosíntesis se modela con un código de pos-procesado sobre modelos 1D con perfiles de temperatura y composición química basados en la simulación hidrodinámica. En este trabajo observan que el perfil de temperatura y la cantidad de material del núcleo de la primaria que se mezcla con el material de la secundaria, dependen fuertemente de la razón entre las masas de las dos estrellas (resultado también encontrado en otros trabajos, v.g., Lorén-Aguilar et al. 2009). Por ende, Staff et al. (2012) muestran que diferentes relaciones entre las masas de las estrellas conllevan una evolución muy distinta de la nucleosíntesis del material, pudiendo afectar considerablemente los resultados encontrados por Zhang & Jeffery (2012), en donde los modelos son puramente 1D con estrellas de masas iguales.

### Escenario de hot-flasher

De los tres tipos de secuencias de hot-flasher que se obtienen según la masa de las estrellas al momento del flash de He, son los hot-flasher con mezcla profunda los que pueden reproducir

las temperaturas efectivas observadas en las estrellas eHe-sdO (ver figura 4.54). Los hot-flasher tempranos, y tardíos con mezcla superficial, predicen modelos más fríos. Por ende, en la figura 4.55 comparamos el rango de abundancias superficiales abarcado por nuestros modelos en la ZAEHB que pasaron por episodios de mezcla profunda (tanto DM como DM\*) con las abundancias medidas en las estrellas eHe-sdOB de la muestra, hasta el Ne, que es el elemento más pesado en la red nuclear del LPCODE. Las secuencias utilizadas para comparar son las que poseen metalicidad inicial  $z = 0.02$ , puesto que la metalicidad de las estrellas observadas no es mucho menor que la solar. La abundancia de carbono de las estrellas N, típicas del material procesado en los ciclos CNO, difiere completamente de las abundancias predichas por los modelos de hot-flasher, por lo que no es probable que estas estrellas hayan atravesado episodios de mezcla que lleve material procesado en la quema de He hacia la superficie. Por otro lado, en la figura 4.55 se ve que la tendencia que siguen las abundancias de las estrellas C y CN es cualitativamente las que predicen los modelos de hot-flasher (barras oscuras), indicando que los patrones observados se corresponden con material procesado en la quema de He. En particular, en los modelos de hot-flasher las abundancias de N, Ne y C cambian según la masa al momento del flash de He. Dado que el Ne se produce a expensas del N, y que el C aumenta su abundancia por la quema de He, como discutimos al principio de la sección, se obtiene que a mayor C, mayor Ne, y menor N. Debido a esto, para estrellas cuyas historias evolutivas puedan ser descritas por el escenario de hot-flasher, esperamos cierta relación entre las razones de abundancias N/Ne y N/C. Por otro lado, la abundancia de O no sigue una tendencia tan clara con la masa, o con el tiempo que tardan las zonas convectivas en separarse, y tanto en nuestros modelos de  $z = 0.02$  como de  $z = 0.001$  la abundancia de  $^{16}\text{O}$  es menor para rangos intermedios de la masa de los modelos de hot-flasher con mezcla profunda. En la figura 4.58 mostramos las razones de abundancias N/Ne vs N/C y N/O vs N/C. Si bien la muestra es pequeña y los errores son grandes, la tendencia de estas razones de abundancias parece estar en acuerdo con lo esperado a partir de los modelos de hot-flasher. Por un lado, no parece haber cierto tipo de correlación entre N/O y N/C, mientras que sí parece existir una correlación entre N/Ne y N/C. Para confirmar esto, sin embargo, se necesitaría una muestra más grande de estrellas.

Por otro lado, si bien la tendencia de las abundancias de las estrellas C y CN sigue lo predicho por los modelos de hot-flasher, cuantitativamente la abundancia de nitrógeno predicha es un poco mayor a las observadas, especialmente para las estrellas de tipo C, mientras que la abundancia de Ne es en general más baja que las observadas. Como el Ne es generado en los modelos a expensas del N en la zona de quema del flash de He, esta diferencia podría indicar que la zona convectiva del flash de He tarda más tiempo en ingerir protones de la superficie, de lo que se obtiene en los modelos con el tratamiento difusivo de la convección. Cabe mencionar, además, que todas las masas medidas están en acuerdo con el escenario de hot-flasher.

Por último, en la figura 4.56 comparamos las abundancias de todos los elementos medidos en las estrellas eHe-sdO de la muestra, con las secuencias DM y DM\* estudiadas en la sección anterior. Incluimos en el gráfico las abundancias obtenidas con el código de pos-procesado para elementos más pesados que el Ne, tanto para estas dos secuencias, como para las secuencias que fueron forzadas a mantener las zonas convectivas conectadas por más tiempo. En esta figura se observan las diferencias de las abundancias predichas para los elementos livianos por las secuencias DM y DM\*. Las mayores diferencias entre las distintas secuencias se encuentran en las abundancias de H, N y O. La secuencia DM\* posee menor quema de H por lo que es esperable que la abundancia de H predicha sea mayor que la de la secuencia DM. Lo mismo ocurre con la abundancia de oxígeno, que en las secuencias DM\* es mucho mayor que la observada en las estrellas. Por otro lado, conectar las zonas convectivas en la secuencia DM

aumenta un poco la abundancia de O y disminuye un poco la abundancia de N (respecto a la secuencia DM), tendiendo a reproducir mejor los valores observados. Esto se observa también para la abundancia de H, que aumenta hasta los valores medidos en las estrellas. Esto podría estar indicando que las estrellas C y CN son compatibles con modelos de tipo DM con las zonas convectivas del flash de He y H conectadas por más tiempo. Sin embargo, la abundancia de Ne observada sigue siendo más alta que la predicha por los modelos, y la de N más baja.

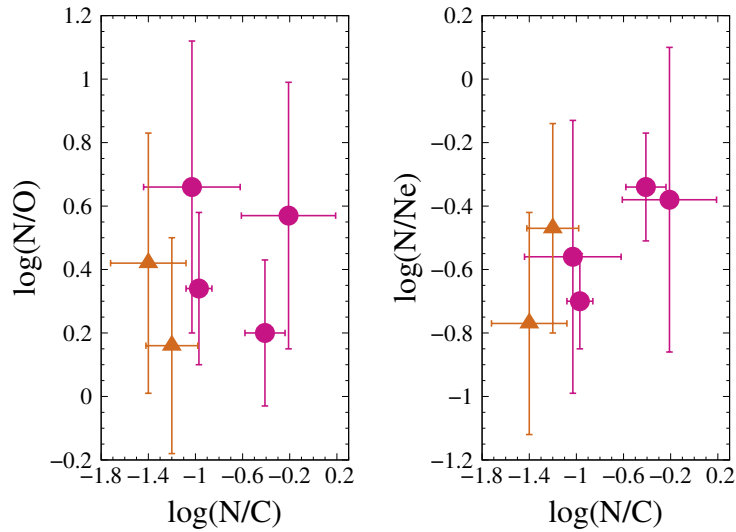
Por otro lado, las abundancias de las estrellas eHe-sdOB de los elementos más pesados que el Ne se mantienen cercanas al valor solar, con una tendencia a tener valores un poco menores de Mg, Si, P, S y Fe, y un poco mayores de Ni. Una sola de las estrellas, LSS 1274, presenta una abundancia de Al un poco mayor. Los modelos estudiados no predicen en general cambios de abundancias significativos en este rango de masas, al menos en comparación con las variaciones que se observan de estrella a estrella. Los valores mayores de los modelos respecto al solar se deben en general a que la metalicidad de los modelos es algo mayor y a que las abundancias solares graficadas son las de [Asplund et al. \(2009\)](#) mientras que las abundancias base utilizadas en nuestros modelos son las de [Anders & Grevesse \(1989\)](#). En nuestros modelos, únicamente la abundancia de Al se ve modificada en la secuencia con  $v_{\text{lim}} = 10^5$  cm/s, aunque no llega al valor observado en LSS 1274. Como mencionamos en la sección anterior para las estrellas iHe-sdOB, esta situación podría cambiar según el tratamiento de la mezcla convectiva.

#### Conclusiones de esta parte

En este trabajo concluimos que las estrellas tipo N de la muestra presentan abundancias consistentes con una coalescencia lenta de dos estrellas enanas blancas con núcleos de He. Sin embargo, dado que la velocidad de rotación en estas estrellas es baja, sería necesario estudiar tanto la posibilidad de que la velocidad de rotación de los modelos este sobrestimadas para el caso de coalescencia lenta, como otro escenario evolutivo que exponga material procesado en los ciclos CNO en la superficie estelar. Una posibilidad es el escenario de hot-flasher con mezcla superficial, sólo que en estos modelos, la temperatura efectiva es demasiado fría. Por otro lado, las estrellas C y CN presentan un patrón de abundancias que coincide cualitativamente con material procesado en la quema de He, aunque cuantitativamente algunas abundancias discrepan con las predicciones, en particular el N y el Ne, lo que podría depender del tratamiento convectivo en los modelos. Por ende, concluimos que el modelo de hot-flasher con mezcla profunda es el que mejor predice las abundancias observadas en las estrellas tipo C y CN, especialmente en estas últimas. Para la estrella [CW83] 0904-02 en particular, que posee una masa medida mayor y la velocidad de rotación más alta de las estrellas de la muestra, estudios más detallados de las abundancias predichas por modelos de coalescencia serían necesarios.

### 4.3. Conclusiones

En este capítulo estudiamos las abundancias superficiales de las estrellas subenanas calientes enriquecidas en He, en el escenario de hot-flasher. Para esto, desarrollamos un nuevo código de pos-procesado para el cálculo de la nucleosíntesis estelar. Según nuestros cálculos preliminares, las altas abundancias de elementos pesados observadas en estrellas iHe-sdOB parecen deberse principalmente a la levitación radiativa actuando sobre material previamente procesado en los flashes del H y del He. Durante estos flashes, dependiendo de detalles del modelado, las abundancias superficiales de elementos pesados pueden aumentar hasta un 25 %.



**Figura 4.58.** La razón de nitrógeno respecto al oxígeno (panel izquierdo) y al neón (panel derecho), según la razón  $N/C$  de las estrellas eHe-sdO de tipo CN y C de la muestra. Los círculos magenta corresponden a las estrellas CN, y los triángulos naranjas, a las C.

Estos valores no alcanzan para explicar las abundancias de elementos pesados en las estrellas iHe-sdOB, pero podrían constituir una base de enriquecimiento en elementos pesados sobre la cual actúa la levitación radiativa. De todas maneras, más estudios detallados serían necesarios, en particular incluyendo tratamientos de mezcla convectiva que sean esencialmente diferentes de un tratamiento difusivo.

Por otro lado, las estrellas eHe-sdO presentan patrones de abundancias correspondientes a material procesado por quema nuclear. El patrón de abundancias de las estrellas eHe-sdO N es típico del material procesado por el ciclo CNO, y resulta consistente con un evento de coalescencia lento. Sin embargo, esto se encuentra en discrepancia con las bajas velocidades de rotación medidas en estas estrellas. En cuanto a las estrellas eHe-sdO C y CN, presentan un patrón de abundancias típico del material procesado en la quema de He en flash. Por lo tanto, independientemente de si el escenario de hot-flasher con los detalles del modelado estudiados en esta tesis es el correcto o no, es muy probable que las estrellas eHe-sdO C y CN hayan atravesado episodios de flashes y mezcla durante su vida. Las abundancias de estas estrellas podrían ser utilizadas, por ende, para calibrar los modelos de mezcla utilizados, y con ellos, estudiar la generación de procesos s en las estrellas iHe-sdOB.



# ENANAS BLANCAS DEFICIENTES EN HIDRÓGENO

Este capítulo está dedicado a presentar los trabajos realizados durante el doctorado que conciernen a las enanas blancas deficientes en H. En la sección 5.1 presentamos un estudio sobre las enanas blancas descendientes de estrellas He-sdOB en el escenario de hot-flasher, y estudiamos el potencial de la astrosismología para distinguirlas de enanas blancas provenientes de un escenario VLTP. Este trabajo se encuentra publicado en [Battich et al. \(2020\)](#). Por otro lado, en la sección 5.2 presentamos un estudio sobre el potencial de las enanas blancas DB pulsantes para acotar la física de los axiones. Este trabajo se encuentra publicado en [Battich et al. \(2016\)](#).

### 5.1. Enanas blancas deficientes en hidrógeno de baja masa

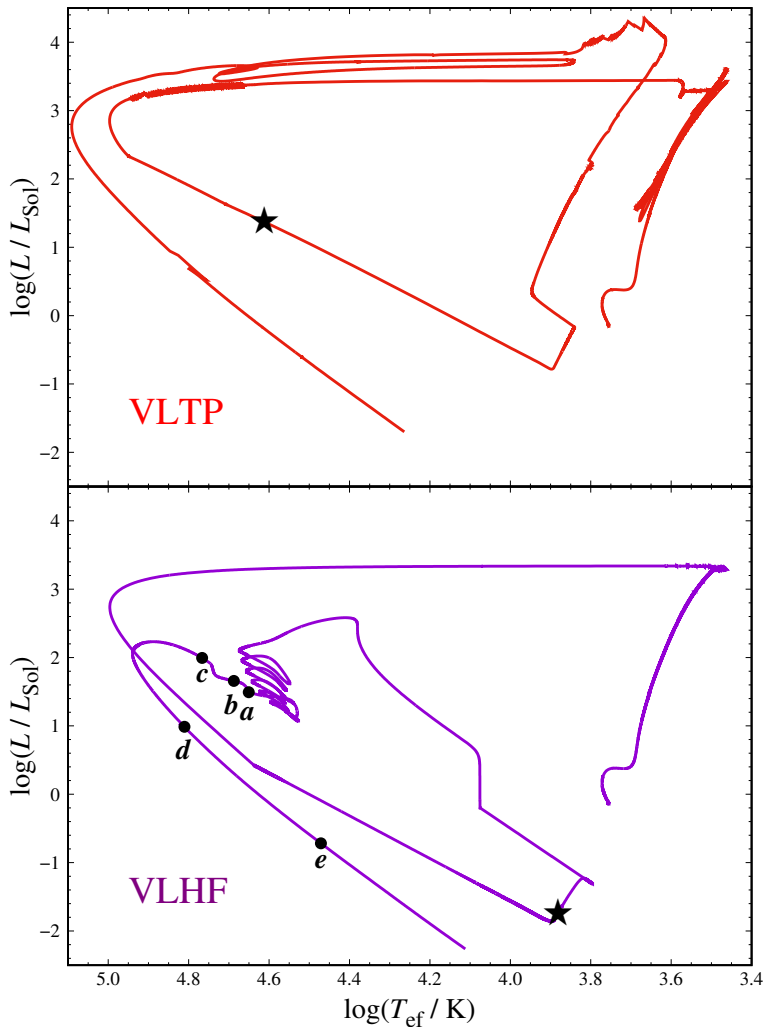
La formación de las enanas blancas deficientes en H es aún un tema de estudio, como ocurre con las estrellas He-sdOB. Como mencionamos en los primeros capítulos, se cree que la mayoría de las enanas blancas DO y DB (deficientes en H con líneas de HeII y HeI respectivamente) podrían ser las descendientes de las estrellas PG1159 (estrellas pre-EB con envolturas ricas en He, C y O). A su vez, estas estrellas podrían formarse por la ocurrencia de un pulso térmico muy tardío (VLTP) en estrellas pos-AGB ([Althaus et al. 2005](#); [Miller Bertolami & Althaus 2006](#)). En este escenario, el último pulso térmico sucede cuando la capa de quema de H de la estrella se encuentra prácticamente apagada. En estas condiciones, el flash de He que se desarrolla en una capa de la estrella, genera una zona convectiva que alcanza el manto rico en H, mezclando protones hacia el interior, donde se fusionan en un flash de H. De esta manera se forma un objeto enriquecido en He y deficiente en H. Otra posibilidad para la formación de estrellas EB deficientes en H es que provengan de la evolución de las estrellas RCrBs (R Corona Borealis) o EHe (estrellas calientes extremadamente enriquecidas en He). A su vez, aunque el escenario VLTP también fue estudiado para estas estrellas, se cree que las RCrBs y EHe podrían haberse formado en eventos de coalescencia de dos enanas blancas, una con un núcleo de C/O, y la otra con un núcleo de He ([Webbink 1984](#); [Saio & Jeffery 2002](#); [Longland et al. 2011](#)). Por otro lado, las estrellas He-sdOB estudiadas en los capítulos anteriores también evolucionan eventualmente a la etapa de enana blanca. Estos objetos extremadamente ricos en He, y sólo con trazas de H, podrían evolucionar a estrellas EB deficientes en H. Como vimos en los capítulos anteriores, en el escenario de hot-flasher con mezcla profunda (hot-flasher muy tardío, VLHF o DM), el flash de He es sucedido por un flash de H, y eventos de mezcla convectiva que alteran las abundancias superficiales, creando



objetos extremadamente enriquecidos en He. Dado que el hot-flasher ocurre en estrellas de masas de alrededor  $0.45 - 0.49 M_{\odot}$ , las EBs formadas mediante este escenario deben poseer una masa en este rango. Reindl et al. (2014a) estimaron masas para una muestra de estrellas DOs, obteniendo en algunas de ellas masas menores a  $0.5 M_{\odot}$ , y propusieron que estas estrellas podrían ser descendientes de estrellas He-sdOB. Más recientemente, Genest-Beaulieu & Bergeron (2019) determinaron masas para una muestra más amplia de estrellas DB, mediante la combinación de técnicas fotométricas y espectroscópicas, con datos astrométricos del satélite *Gaia*. En este trabajo encuentran algunas estrellas DB con masas menores a  $0.5 M_{\odot}$ . Genest-Beaulieu & Bergeron (2019) argumentan que las estrellas con determinaciones de masas bajas pueden ser sistemas binarios tipo DB+DB no resueltos, lo que llevaría a estimar un radio mayor, y por ende, una masa menor. Sin embargo, si este no es el caso para todas las estrellas DB con determinaciones de masa menores a  $0.5 M_{\odot}$ , estas estrellas podrían provenir de la evolución de una estrella He-sdOB. Sin embargo, si bien la evolución hacia la etapa de EB de estrellas PG1159 en el escenario VLTP se encuentra ampliamente estudiada y documentada, no ocurre lo mismo con la evolución de estrellas He-sdOB hacia la etapa de EB en un escenario de VLHF. Por ende, en este trabajo estudiamos el escenario de hot-flasher muy tardío para la formación de estrellas EBs. Las enanas blancas que evolucionan a partir de subenanas calientes no atraviesan la etapa AGB ni la etapa de pulsos térmicos, a diferencia de las EBs que provienen de un evento de VLTP. La etapa AGB y de pulsos térmicos imprime cambios en los perfiles químicos de las estrellas, por lo que es de esperar que EBs formadas mediante un VLHF y un VLTP posean diferencias en sus estructuras químicas. Estas diferencias podrían trasladarse en distintas características en sus espectros de períodos pulsacionales. Por esto, utilizando el hecho de que las enanas blancas DB pulsan en el rango de temperaturas efectivas de 20000 K a 32000 K, estudiamos el potencial de la astrosismología para distinguir entre el escenario de VLTP y VLHF. En la sección 5.1.1 describimos las simulaciones realizadas. En la sección 5.1.2 presentamos la evolución de una estrella He-sdOB hacia la etapa de enana blanca en el escenario de hot-flasher. La sección 5.1.3 está dedicada al estudio de las propiedades pulsacionales de los modelos, y en la sección 5.1.4 presentamos las conclusiones.

### 5.1.1. Cálculos realizados

Para la realización de este trabajo utilizamos dos secuencias evolutivas, una en el escenario de VLHF y otra en el escenario VLTP. La secuencia VLHF utilizada es una de las secuencias de hot-flasher calculadas en el marco de esta tesis, con masa  $M_{\star} = 0.46 M_{\odot}$ , metalicidad y abundancia de He iniciales de  $z = 0.02$  e  $y = 0.285$ . Previamente, esta secuencia fue calculada hasta la ZAEHB (Battich et al. 2018). En este trabajo, continuamos la evolución durante la quema estable del He, y la posterior etapa de enana blanca, hasta cubrir completamente el rango de temperaturas de las estrellas pulsantes DB (hasta  $T_{\text{ef}} < 20000$  K). La secuencia VLTP la calculamos a partir de la ZAMS con la misma metalicidad y abundancia de He inicial que la secuencia VLHF, y con una masa inicial de  $1 M_{\odot}$ . En la etapa AGB, removimos masa de manera artificial hasta obtener una estrella de  $0.5 M_{\odot}$ , y continuamos la evolución del remanente a través de dos pulsos térmicos, de manera tal que el último resulte un VLTP. Antes de que la secuencia entre en la etapa de enana blanca, relajamos la masa a  $0.46 M_{\odot}$ . Esto lo realizamos, para que al comparar el espectro de períodos de los modelos en los dos escenarios, las diferencias obtenidas se deban únicamente a los distintos perfiles químicos. En ambas secuencias, la masa remanente de H luego del flash de H es de  $M_{\text{H}} \leq 10^{-7}$ . Para la secuencia VLHF, este valor disminuye a  $M_{\text{H}} \leq 10^{-10}$  luego de los subflashes del He. El valor exacto de la cantidad de H que se quema en el flash de H tanto en el VLTP como en el VLHF puede depender de detalles del tratamiento de la convección y de la mezcla en



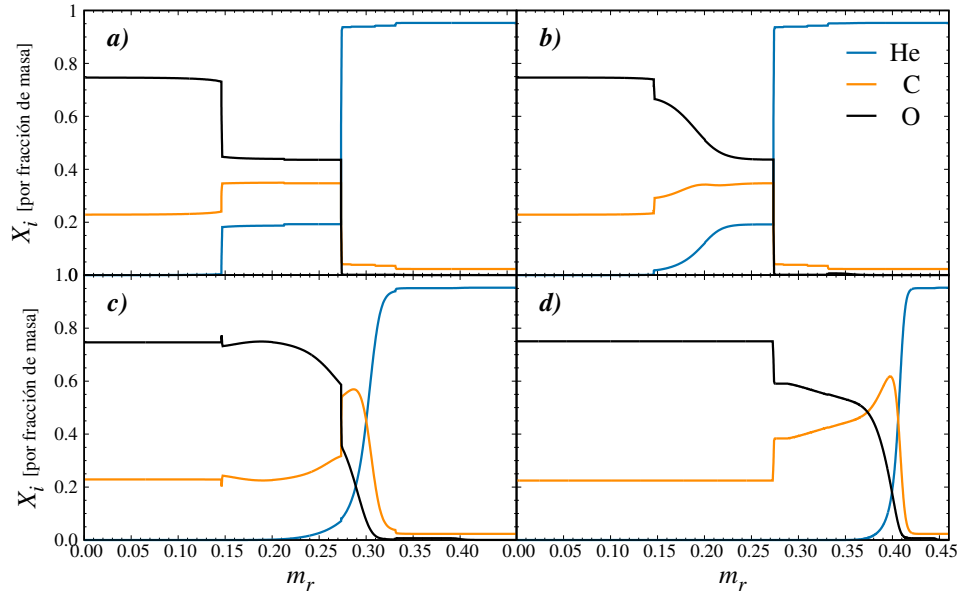
**Figura 5.1.** Diagrama de Hertzsprung-Russell para el escenario VLTP (izquierda) y el escenario VLHF (derecha), desde la SP hasta la etapa de EB. En ambos paneles la símbolo estelar marca el modelo donde se da el máximo de luminosidad por CNO en el flash de H. En el panel derecho mostramos, también, la posición de los modelos de la figura 5.2 (a, b, c, d) y el modelo del panel derecho de la figura 3 (e).

los bordes convectivos. El objetivo de este trabajo no es determinar la cantidad de mezcla convectiva necesaria para obtener una estrella DB, sino estudiar las diferencias pulsacionales de ambos escenarios. Por ende, antes de la etapa de enana blanca removimos artificialmente el H restante en ambas secuencias. De esta manera obtenemos modelos de estrellas DB de igual masa, pero con perfiles químicos diferentes, debido a que una secuencia atraviesa la etapa AGB y dos pulsos térmicos, mientras que la otra evoluciona de la quema estable del He directamente a la etapa de EB. En la figura 5.1 mostramos la evolución de las dos secuencias en un diagrama HR, desde la SP hasta la etapa de enana blanca.

### 5.1.2. Evolución hacia la etapa de EB y perfiles químicos

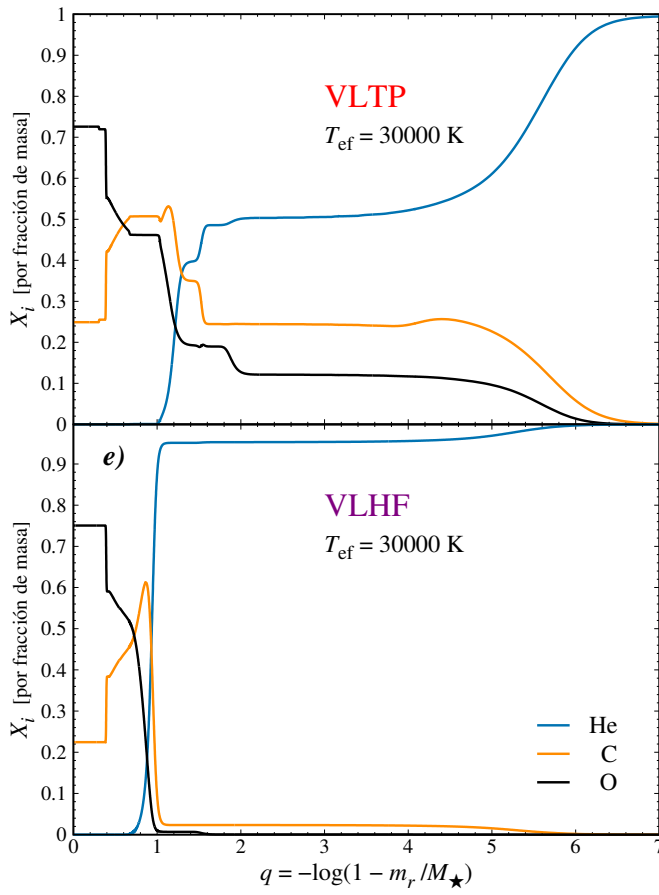
Como mencionamos previamente, la evolución de las estrellas PG1159 hacia la etapa de EB en un escenario VLTP se encuentra bien documentada en la literatura (ver, v.g., Althaus et al. 2005; Miller Bertolami & Althaus 2006). Sin embargo, no ocurre lo mismo con la evolución de las estrellas He-sdOB hacia la etapa de enana blanca en el escenario de VLHF. Por esto, mostramos primero la evolución de la estrella en el escenario VLHF desde el momento en que esta deja de quemar helio de manera estable en el núcleo, hasta la etapa de EB. En el panel de la derecha de la figura 5.1, donde se encuentra la secuencia VLHF representada en el diagrama HR, señalamos distintos puntos durante su evolución. En

**Figura 5.2.**  
Perfiles químicos de O, C y He de los modelos marcados con letras *a*, *b*, *c*, y *d* en la figura 5.1.

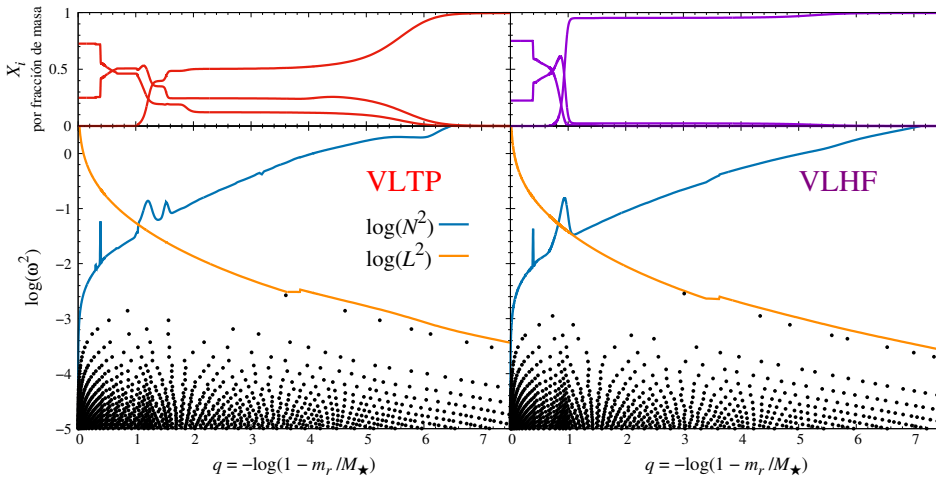


la figura 5.2 mostramos la evolución del perfil químico desde el momento en que la estrella termina la etapa de quema central y estable de He (panel *a*), hasta la etapa de EB (panel *d*), correspondientes a los primeros cuatro puntos marcados en la figura 5.1. En el panel *a* se puede ver que el núcleo rico en oxígeno llega hasta  $m_r \simeq 0.15$ . A este punto, la quema central de He cesó, pero continúa la quema de He en capas entre  $m_r = 0.15$  y  $0.25$ . En los paneles *b* y *c* se puede ver cómo el He que queda en esta zona es transformado en C y O. En el panel *d* la quema de He en capas también terminó y el núcleo de C y O se asentó a su estructura final, dado que los procesos de difusión que tienen lugar en la etapa de EB no afectan la estructura a las altas temperaturas del núcleo. Este ya es, efectivamente, un modelo de EB a  $T_{\text{ef}} = 65800$  K. Luego, la estrella se enfría hacia las temperaturas de inestabilidad de las DBV. En este proceso de enfriamiento, la sedimentación gravitatoria produce una envoltura de helio puro, como puede verse el panel inferior de la figura 5.3.

Comparamos ahora los modelos de EB que vienen de los escenarios de VLTP y VLHF. En la figura 5.3 se encuentran graficados los perfiles de He, C y O de dos modelos a  $T_{\text{ef}} = 30000$  K, uno procedente de un VLTP (izquierda) y el otro procedente de un VLHF (derecha). En los dos escenarios, la estrella evoluciona a una EB deficiente en hidrógeno, pero la diferencia en sus historias evolutivas se traslada a diferencias en los perfiles químicos en la etapa de EB. En el caso del VLTP, debido a la ocurrencia de los pulsos térmicos, se observan inhomogeneidades en el núcleo de O y C, que no están presentes en el caso VLHF. En este modelo, debido a que no ocurrieron pulsos térmicos, el perfil del núcleo tiene una estructura más simple, con menos cambios en las pendientes de los perfiles. También, debido a los pulsos térmicos, en el modelo de VLTP se forma una zona donde coexisten abundancias significativas de He, C y O. En el modelo de VLHF no existe una zona con estas características. En el manto rico en He de este modelo hay únicamente una pequeña porción de C hasta  $q = -\log(1 - m_r/M_\star) = 5$  y O hasta  $q = 1.5$ , como consecuencia de la mezcla en el flash de He. Además, en el modelo VLTP, donde la capa que fusiona helio estuvo activa por más tiempo que en el modelo VLHF, el núcleo de C y O es más masivo. En efecto, la transición entre el C y el He se encuentra en este modelo en  $q \simeq 1.3$ , mientras que para el VLHF se encuentra en  $q \simeq 1$ .



**Figura 5.3.** Perfiles químicos de O, C y He de modelos que evolucionaron de un VLTP (izquierda) y de un VLHF (derecha), a  $T_{\text{ef}} = 30000$  K. La posición en el diagrama HR del modelo de la derecha se encuentra en la figura 5.1 marcado con una e.



**Figura 5.4.** Frecuencias de Lamb ( $L$ ) y Brunt-Väisälä ( $N$ ) para el caso de VLTP (abajo, izquierda) y VLHF (abajo, derecha) para los mismos perfiles que la figura 5.3 (graficados en los superiores paneles).

### 5.1.3. Propiedades pulsacionales

En este trabajo calculamos modos de gravedad, no-radiales y no-adiabáticos para todos los modelos de EB con temperaturas efectivas en el rango de inestabilidad de las DBVs ( $22000 \text{ K} \lesssim T_{\text{ef}} \lesssim 32000 \text{ K}$ ), en ambos escenarios evolutivos. Los cálculos pulsacionales fueron realizados para períodos desde 100 a 2500 s, y grado armónico  $\ell = 1$ . Los períodos observados en las estrellas DBV se encuentran entre 120 y 1100 s aproximadamente (Córscico 2019), por lo que abarcamos ampliamente el rango de períodos observados. En la figura 5.4 mostramos las frecuencias de Lamb y Brunt-Väisälä (más específicamente,  $\log L^2$  y  $\log N^2$ ) en función de la coordenada  $q$ , junto con los perfiles químicos de la figura 5.3. La frecuencia de Brunt-Väisälä es fuertemente dependiente de la estructura química. Cada interfase química imprime saltos en  $N$ . Por esta razón, para una EB que evolucionó de un VLTP,  $N$  tiene una estructura más compleja que para una EB que evolucionó de un VLHF. En particular, en la figura 5.4 podemos ver en el modelo VLTP un salto de  $N$  en  $q = 1.7$  que no se encuentra presente en el modelo VLHF dado que este no posee una zona donde coexistan el He, C y O. Además, el salto correspondiente a la transición C/He es más pronunciado en el modelo VLHF ( $q = 1$ ) que en el modelo VLTP ( $q = 1.3$ ). Esto se debe a que la transición C/He en el modelo VLHF es más marcada que en el VLTP, con una pendiente más pronunciada, pasando de una mezcla de C y O directamente a una composición pura de He. Debido a esto, se forma en el VLHF una cavidad de resonancia en el núcleo hasta la transición C/He, más marcada que en el VLTP. Además, esta cavidad en el VLHF abarca menor masa, ya que la transición se ubica a  $q = 1$ , mientras que para el VLTP, se ubica a  $q = 1.3$ . Todas estas diferencias en  $N$  tienen su origen en diferencias en los perfiles químicos de los modelos. En lo que sigue, discutimos el impacto que estas diferencias tienen en el espectro de período de los modelos, en la separación entre períodos y en el cambio secular de los períodos (tasa de cambio de los períodos), y finalizamos discutiendo la utilidad de estos resultados para estudiar la historia evolutiva de una estrella DBV de baja masa a partir de la astrosismología.

### Períodos

En los paneles superiores de la figura 5.5 mostramos las diferencias entre los períodos de los modelos VLHF y VLTP para dos valores de la temperatura efectiva: 30000 K y 22000 K. En los paneles inferiores se encuentran graficadas las mismas diferencias pero relativas a los períodos del modelo VLHF. Todas las diferencias están tomadas entre períodos que corresponden al mismo orden radial  $k$ . Para los modos  $g$ , órdenes radiales menores corresponden a períodos más cortos. De Gerónimo et al. (2017) determinaron espectros de períodos de estrellas EB ricas en H pulsantes (DAVs) que atraviesan, y que no atraviesan pulsos térmicos. En este trabajo, encontraron que las diferencias entre los períodos de modelos de EBs ricas en H que experimentaron 3 pulsos térmicos, respecto a modelos que no atravesaron por la etapa de pulsos térmicos, son menores a 15 s (para una masa de  $0.548 M_{\odot}$  y  $T_{\text{ef}} = 12000 \text{ K}$ ). En contraste con este resultado, encontramos que las diferencias entre períodos del modelo VLHF (que no atravesó pulsos térmicos) y el modelo VLTP (que atravesó dos pulsos térmicos) pueden ser tan altas como 100 s para  $k = 23$  (que corresponde a un período de 1080 s en el modelo VLHF), y crecen a mayores valores de  $k$ . Esto puede deberse a la diferencia entre los espaciamentos de períodos asintóticos de los dos modelos (ver sección siguiente), pero también puede deberse a que el modelo VLHF directamente no atraviesa la etapa AGB, mientras que los modelos de De Gerónimo et al. (2017) que no atraviesan pulsos térmicos, sí atraviesan la etapa AGB. En consecuencia, hay más diferencias en los perfiles químicos entre el VLHF y el VLTP, que entre los modelos comparados en De Gerónimo et al. (2017). Otra diferencia entre nuestros modelos y los comparados en De Gerónimo et al. (2017) son la masa

y la temperatura efectiva. Esto también puede impactar en las diferencias entre los períodos encontradas. Enanas blancas más masivas son estrellas más densas (por la relación masa-radio de las EBs), y por ende, la frecuencia de Brunt-Väisälä es mayor en estas estrellas (ya que  $N$  aumenta con la gravedad). Esto implica que en estrellas más masivas todo el espectro de períodos se mueve a valores menores, en comparación con estrellas menos masivas. Como consecuencia, al comparar modelos más masivos es esperable que las diferencias absolutas entre los períodos sean menores que al comparar modelos menos masivos entre sí. Además, los procesos de difusión se encuentran todavía activos a las temperaturas efectivas de las estrellas DB pulsantes, por lo que puede haber diferencias más pronunciadas en estos modelos, que a una temperatura de 12000 K, donde pulsan las DAV, y donde los perfiles son más suaves por el efecto de la difusión. Por otro lado, encontramos que los períodos del modelo VLHF son sistemáticamente más largos que los períodos del modelo VLTP, cuando son comparados a igual  $k$ , excepto para  $k = 1$ . Todas las diferencias en los períodos se deben principalmente a dos diferencias en los perfiles químicos: la existencia de la capa intermedia en el VLTP donde coexisten abundancias significativas de C y He, y la diferencia entre la posición de la transición C-He en los dos modelos.

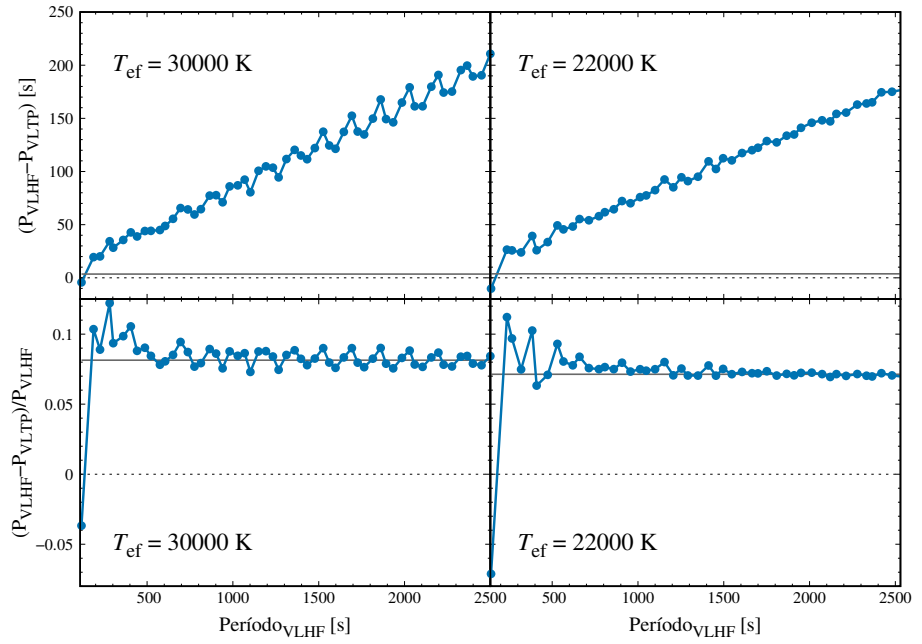
Si bien las mayores diferencias absolutas entre el espectro de períodos de los modelos se observan a períodos más largos (valores de  $k$  más altos), las diferencias relativas más importantes se encuentran para períodos con orden radial hasta  $\sim 10$ , siendo la mayor diferencia del orden del 12% y para  $k = 4$  (figura 5.5, paneles inferiores). Las líneas grises y horizontales en los paneles inferiores de la figura 5.5 representan la diferencia entre los espaciamientos asintóticos de períodos, relativa al espaciamiento de período asintótico del modelo VLHF. Las diferencias relativas entre los períodos varían al rededor de este valor para ambas temperaturas efectivas, especialmente para altos valores de  $k$ . Esto muestra que las diferencias a períodos más largos ( $P \gtrsim 600$  s) se deben principalmente a las diferencias en los espaciamientos de períodos asintóticos, mientras que las diferencias en períodos más cortos ( $P \lesssim 600$  s) se deben también a las diferencias en los perfiles químicos de los modelos. Por lo tanto, los períodos más cortos en el rango de períodos de las estrellas DBV, son los que resultan más sensibles a las diferencias en los perfiles químicos, y los que podrían proveer información de la historia evolutiva de las estrellas. Por ende, ajustes período a período de estrellas pulsantes DBV podrían proveer información sobre el escenario de formación de estas estrellas.

### Espaciamiento de períodos

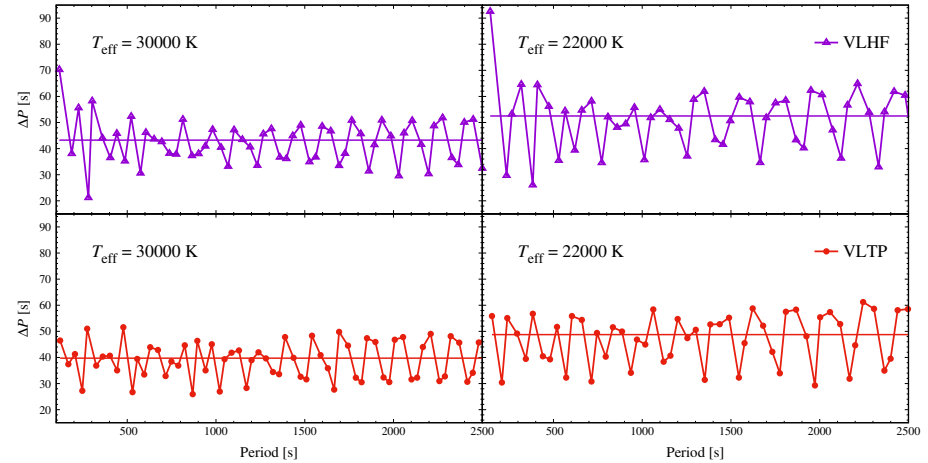
En la figura 5.6 graficamos los espaciamientos de períodos ( $\Delta P$ ) de ambos modelos, es decir, las diferencias entre períodos consecutivos de un mismo modelo. Comparamos los espaciamientos de períodos de los dos escenarios evolutivos en los mismos modelos de la figura 5.5, a  $T_{\text{ef}} = 30000$  K y 22000 K. Por comparación, graficamos también los  $\Delta P$  asintóticos. En todos los casos, la distribución de espaciamientos de períodos muestra subestructuras de atrapamiento de modos, que cambian a medida que actúa la difusión. Estas subestructuras son, sin embargo, algo diferentes para los dos escenarios evolutivos, especialmente sus amplitudes. Para ambas temperaturas efectivas, la amplitud de atrapamiento del modelo VLHF es mayor para períodos entre  $\simeq 100$  s y 400 s. Este rango de períodos coincide con el rango de períodos de aquellos modos más sensibles a las diferencias en las estructuras químicas, que encontramos en la sección anterior. Estas diferencias nos indican que medir espaciamientos de períodos entre períodos en el rango de 100 – 400 s puede ayudarnos a determinar la historia evolutiva de estrellas DB de baja masa.

Por otro lado, los espaciamientos asintóticos de períodos difieren solamente en 2–3 s, y aunque esto tenga un impacto diferente en los períodos de cada modelo, medir los espaciamientos asintóticos de períodos probablemente no resulte útil para distinguir entre los dos

**Figura 5.5.** Paneles superiores: diferencia entre periodos (líneas azules) y espaciamentos asintóticos de periodos (líneas grises) de los modelos VLHF y VLTP con igual orden radial  $k$ , vs. los periodos del modelo VLHF, para  $T_{\text{ef}} = 30000$  K y  $20000$  K. Paneles inferiores: las mismas diferencias pero relativas a los periodos en el modelo VLHF.



**Figura 5.6.** Espaciamiento de periodos ( $\dot{P}$ ) vs. periodos del modelo VLTP (líneas rojas) y del modelo VLHF (líneas violetas), para  $T_{\text{ef}} = 30000$  K (paneles de la derecha) y  $T_{\text{ef}} = 22000$  K (paneles de la izquierda).

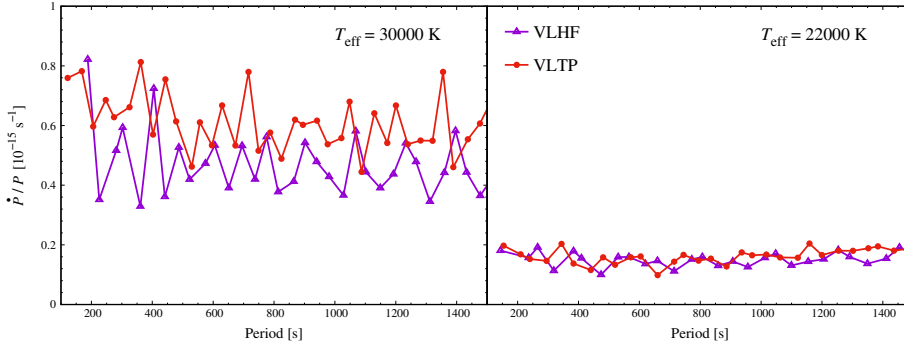


escenarios evolutivos. De todas maneras, esta cantidad es muy difícil de medir, puesto que se necesitaría medir varios periodos y órdenes radiales altos, y las estrellas enanas blancas suelen mostrar pocos periodos pulsacionales.

### Cambio secular de los periodos

Otra cantidad en principio observable en las pulsaciones de estrellas EBs son las tasas de cambio de periodos (o cambio secular en los periodos,  $\dot{P}$ ). En las estrellas DBV medir esta cantidad es particularmente difícil y no hay aún una medida precisa de un  $\dot{P}$  en una de estas estrellas. Sin embargo, existe una estimación de  $\dot{P}$  para una estrella DBV dada por [Redaelli et al. \(2011\)](#), y podría haber más mediciones de este tipo en un futuro. Por ende, para analizar si estas determinaciones futuras de  $\dot{P}$  en DBVs pueden aportar al estudio de la historia evolutiva de las DB de baja masa, calculamos los cambios seculares en los periodos en ambos modelos. En la figura 5.7 graficamos los resultados obtenidos para los mismos modelos de las figuras anteriores. Se observa que a  $T_{\text{ef}} = 30000$  K las diferencias entre los  $\dot{P}$  de ambos modelos son mayores que a  $T_{\text{ef}} = 22000$  K, donde prácticamente no hay diferencias entre





**Figura 5.7.** Tasa de cambio de períodos (cambio secular de los períodos) vs. períodos del modelo VLTP (líneas rojas) y del modelo VLHF (líneas violetas), para  $T_{\text{ef}} = 30000 \text{ K}$  (panel derecho) y  $T_{\text{ef}} = 22000 \text{ K}$  (panel izquierdo).

los valores de  $\dot{P}$ . Esto se debe a que  $T_{\text{ef}} = 30000 \text{ K}$  el modelo VLHF evoluciona más rápido que el modelo VLTP, pero, poco tiempo después, el enfriamiento de las estrellas se produce prácticamente al mismo ritmo.

Para  $T_{\text{ef}} = 30000 \text{ K}$ , el valor medio del cambio secular en los períodos del modelo VLHF es mayor que para el modelo VLTP. Sin embargo, esto no es cierto período a período, por lo cual, determinar  $\dot{P}$  para un único período de pulsación no permite inferir información de la historia evolutiva de una DB de baja masa. Para temperaturas efectivas menores, las diferencias entre los valores de  $\dot{P}$  son menos marcadas. Por ende, dado que las diferencias no son significativas, y no es probable poder medir el cambio secular en varios períodos de una estrella DB pulsante a  $30000 \text{ K}$  (medir un período en una pulsante DBV constituye todo un desafío), el cambio secular en los períodos no es una cantidad pulsacional que pueda proveer información sobre la historia evolutiva de las DB de baja masa.

#### 5.1.4. Discusión y conclusiones

En este trabajo comparamos las propiedades pulsacionales de estrellas enanas blancas DB de baja masa que evolucionaron a partir de un pulso térmico muy tardío luego de la fase de AGB, con modelos que experimentaron un flash del He muy tardío en el núcleo, luego de la fase de RGB. Encontramos que estos dos caminos evolutivos para la formación de enanas blancas de baja masa ( $\sim 0.46 M_{\odot}$ ) y deficientes en H lleva a la formación de perfiles químicos muy diferentes en la etapa de enana blanca. Como consecuencia, la frecuencia de Brunt-Väisälä en la banda de inestabilidad de las DBVs exhibe distintas características en cada modelo, que se trasladan a diferencias en las propiedades de sus espectros de modos  $g$ . En particular, los períodos en el rango de  $100 - 400 \text{ s}$  son más sensibles a las diferencias en los perfiles químicos, presentando diferentes subestructuras de atrapamiento de modos en cada modelo. Esto implica que tanto ajustes período a período de estrellas DB de baja masa pulsantes, como la medición del espaciamiento de períodos en el rango de períodos mencionado, pueden proveer información para determinar la historia evolutiva de estrellas DB de baja masa. En contraste, no es probable que los espaciamientos de períodos asintóticos (o medios) y el cambio secular de los períodos puedan aportar a distinguir entre los dos caminos evolutivos estudiados en este trabajo. Estas dos cantidades, sin embargo, resultan más complejas de medir. En las EBs usualmente se observan pocos períodos, por lo que la determinación de un espaciamiento de períodos asintótico tendría una incerteza alta. Además, en enanas blancas DB en particular, es difícil encontrar períodos estables en el tiempo para poder determinar la tasa de cambio de períodos. De hecho, el cambio secular de los períodos se encuentra medida en pocos casos en las estrellas DA, que presentan períodos más estables.

Por todo esto, en este trabajo concluimos que tanto un análisis comprehensivo de los espaciamientos de períodos observados en estrellas DB pulsantes de baja masa, especialmente



en períodos menores a  $\sim 500$  s, y ajustes astrosismológicos período a período detallados pueden proveer información para entender la historia evolutiva de este tipo de estrellas.

### 5.2. Enanas blancas DB como laboratorios para la física de los axiones

Como mencionamos en la sección 2.4, la propuesta de Peccei & Quinn (1977) para la resolución del problema CP de la cromodinámica cuántica, trae como consecuencia la existencia de los axiones (Weinberg 1978). Estas partículas hipotéticas débilmente interactuantes poseen una masa desconocida hasta el momento, aunque, por cotas derivadas por diferentes métodos, hoy en día es claro que la masa de los axiones se encuentra en el rango sub-eV. En los modelos tipo DFSZ (ver sección 2.4), los axiones interactúan directamente con los electrones. En el interior denso de las EBs se dan las condiciones necesarias para la emisión de axiones de este modelo (Raffelt 1996). Como el acoplamiento con otras partículas es muy débil, los axiones saldrían de la estrella sin volver a interactuar. Por ende, estas partículas constituirían una importante fuente de enfriamiento extra en las enanas blancas. Esto impacta directamente en la tasa de enfriamiento de las estrellas, y, en consecuencia, en las tasas de cambio de períodos. Debido a esto, comparar las tasas de cambios de períodos medidas en enanas blancas, con las tasas de cambio determinadas a partir de modelos evolutivos y pulsacionales de EBs incluyendo la emisión de axiones, permite acotar la intensidad del acoplamiento de estas partículas con los electrones. Isern et al. (1992) fueron los primeros en utilizar este método para derivar una cota a la masa del axi6n a partir de una enana blanca DAV, G117-B15A. Posteriormente, diversos trabajos utilizaron el mismo método para derivar cotas a la masa de los axiones utilizando tasas de cambio de períodos de esta estrella (C6rsico et al. 2001; Bischoff-Kim et al. 2008; C6rsico et al. 2012a) y dos estrellas DAVs m6s, R548 (C6rsico et al. 2012b) y L19-2 (C6rsico et al. 2016).

Existe tambi6n otro m6todo para acotar la f6sica de los axiones mediante enanas blancas. Como mencionamos, la emisi6n de axiones acelera los tiempos de enfriamiento de estas estrellas. El retraso o adelanto en los tiempos de enfriamiento se ve directamente reflejado en la forma de la funci6n de luminosidad de enanas blancas (FLEB)<sup>1</sup>. Comparando las funciones de luminosidad construidas mediante modelos te6ricos con aquellas observadas, se puede acotar el valor de la masa del axi6n. Esta t6cnica fue utilizada por primera vez por Isern et al. (2008, 2009) y utilizando la funci6n de luminosidad de EBs del disco gal6ctico. Posteriormente, Miller Bertolami et al. (2014) aplicaron nuevamente esta t6cnica pero calculando modelos de enanas blancas con un tratamiento consistente de la emisi6n de axiones con la estructura t6rmica de las EB. Hansen et al. (2015) utilizaron la funci6n de luminosidad de EBs del c6mulo globular 47 Tucanae, encontrando hasta el momento la cota m6s restrictiva a la masa de los axiones utilizando objetos astrof6sicos. Las cotas obtenidas a la masa del axi6n y a la constante de acoplamiento de axiones y electrones en el modelo DFSZ mediante los dos m6todos mencionados se encuentran en la tabla 5.1. El valor medido del cambio secular del per6odo de 419s de G117-B15A fue variando con el tiempo, tendiendo en las 6ltimas mediciones al valor  $\sim 4 \times 10^{-15}$  s/s (Kepler 2012). Por lo tanto, en la tabla 5.1 incluimos s6lo los trabajos que se basaron en las 6ltimas mediciones del  $\dot{P}$  de esta estrella.

Puesto que las cotas derivadas dependen en cierta medida de los detalles del modelado y las caracter6sticas de cada objeto, resulta de inter6s derivar cotas a la masa del axi6n, no s6lo a partir de diferentes t6cnicas, sino tambi6n a partir de objetos astrof6sicos de caracter6sticas

---

<sup>1</sup>La funci6n de luminosidad de enanas blancas representa el n6mero de enanas blancas de cierta poblaci6n estelar, por unidad de magnitud bolom6trica (o luminosidad) y unidad de volumen, en funci6n de la magnitud bolom6trica (o luminosidad)

## 5.2. Enanas blancas DB como laboratorios para la física de los axiones

Método	Estrella/población	$m_a \cos^2 \beta [\text{meV}]$	$g_{ae}/10^{-13}$	Referencia
Astrosismología	G117-B15A	26.5	7.4	Bischoff-Kim et al. (2008)
Astrosismología	G117-B15A	19.7	5.5	Córsico et al. (2012a)
Astrosismología	R548	21.4	6	Córsico et al. (2012b)
Astrosismología	L19-2	19.5	7	Córsico et al. (2016)
FLEB	Disco galáctico	10	2.8	Miller Bertolami et al. (2014)
FLEB	47 Tucanae	4.1	0.84	Hansen et al. (2015)

**Tabla 5.1.** Cotas superiores a la masa del axión ( $m_a \cos^2 \beta$ ) y a la constante de acoplamiento entre axiones y electrones ( $g_{ae}$ ) en el modelo DFSZ, derivadas a partir del estudio de las enanas blancas.

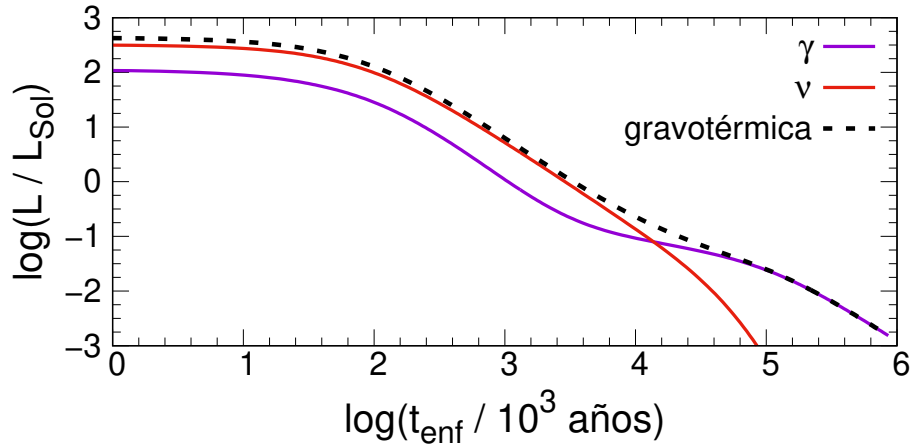
diferentes. La banda de inestabilidad de las estrellas DB pulsantes se encuentra a mayores temperaturas que la de estrellas DA pulsantes. En consecuencia, las fuentes principales de energía en estas estrellas difieren, y se espera que la emisión de axiones en las DB sea más importante que en las DA, impactando de diferente manera en el enfriamiento de estas estrellas. En este trabajo estudiamos cómo es el impacto de la emisión de axiones en las propiedades evolutivas y pulsacionales de estrellas DBV. Por otro lado, como mencionamos en la sección anterior, no se dispone a la fecha de una medición precisa del cambio secular de algún período en una estrella DB pulsante, pero sí existe una estimación de dicha cantidad para un período de la estrella PG 1351+489 (Redaelli et al. 2011). Utilizando esta estimación, proporcionamos una cota al acoplamiento entre electrones y axiones del modelo DFSZ. En la sección 5.2.1 presentamos las simulaciones realizadas. En la sección 5.2.2 discutimos el impacto de la emisión de axiones en las enanas blancas DB, mientras que en la sección 5.2.3 derivamos la cota a la masa del axión a partir de PG1156. Finalmente, en la sección 5.2.4 presentamos las conclusiones.

### 5.2.1. Simulaciones realizadas

Para estudiar el impacto de la emisión de axiones en las propiedades evolutivas y pulsacionales de las enanas blancas DBV, utilizamos modelos de enanas blancas tipo DB de  $0.515 M_\odot$ ,  $0.609 M_\odot$  y  $0.870 M_\odot$ . Estos modelos fueron obtenidos por Miller Bertolami & Althaus (2006) y Althaus et al. (2009) realizando un detallado cálculo evolutivo a partir de la ZAMS, de estrellas de  $1 M_\odot$ ,  $3.05 M_\odot$  y  $5.5 M_\odot$  respectivamente. Para cada modelo de enana blanca DB realizamos el cálculo del enfriamiento considerando emisión de axiones de distintas masas: 0 meV, 5 meV, 10 meV, 20 meV y 30 meV. En cada caso efectuamos el cálculo hasta una temperatura efectiva de  $\sim 10000$  K, cubriendo así el rango de inestabilidad de las estrellas DBV. Luego, realizamos cálculos de pulsaciones estelares adiabáticas y no-radiales en el rango de inestabilidad (20000 K a 32000 K en temperatura efectiva).

Para estimar una cota a la masa del axión a partir de la comparación de la tasa de cambio de período medida en PG 1351+489, utilizamos un modelo astrosismológico para esta estrella obtenido por Córsico et al. (2014), pero al cual incorporamos la emisión de axiones de distintas masas. Para la obtención de dicho modelo, Córsico et al. (2014) utilizaron un modelo de una estrella progenitora de las DB, una PG 1159 (Althaus et al. 2005; Miller Bertolami & Althaus 2006). Para calcular  $\dot{P}$  para distintas masas del axión utilizamos, entonces, el mismo modelo inicial de PG 1159 del cual se obtuvo el modelo astrosismológico mencionado, calculando la evolución a partir de allí pero incluyendo emisión de axiones. Realizamos este cálculo para masas del axión en un rango de 0 meV a 20 meV, con intervalos de 2 meV.

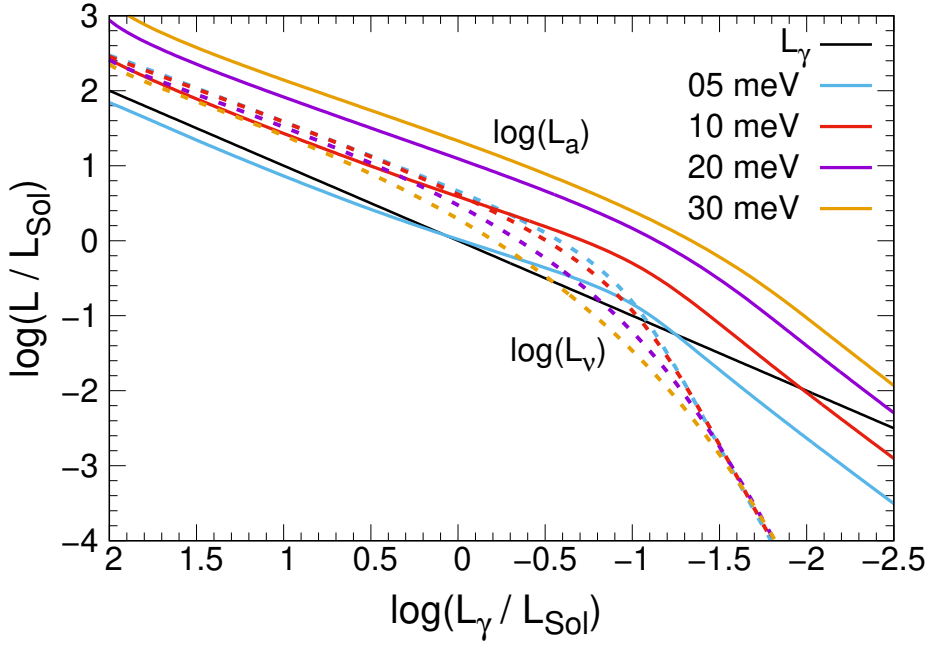
**Figura 5.8.** Logaritmo de la luminosidad en unidades solares vs. el tiempo de enfriamiento para una estrella de  $0.87 M_{\odot}$ . La línea violeta es la luminosidad por emisión de fotones, la roja la luminosidad por emisión de neutrinos, y la línea punteada negra es la energía gravotérmica.



### 5.2.2. Efecto de la emisión de axiones en las enanas blancas DB

#### Impacto en las propiedades evolutivas

Durante la etapa más caliente en la vida de las enanas blancas, se produce en el interior de estas estrellas un importante flujo de neutrinos. Los neutrinos en las enanas blancas no se producen como un subproducto de la fusión nuclear, sino que se producen por procesos térmicos. En particular, en las enanas blancas domina el decaimiento de fotones en el plasma ( $\gamma \rightarrow \bar{\nu}\nu$ ), que es un proceso dependiente de la temperatura (Kippenhahn et al. (2012)). El camino libre medio de los neutrinos a las densidades típicas de una enana blanca es del orden de  $\sim 3000 R_{\odot}$  (Kippenhahn et al. 2012), por ende, los neutrinos se escapan de la estrella sin interactuar, resultando en una importante fuente de enfriamiento. En consecuencia, durante la fase más caliente de la evolución de las enanas blancas, el enfriamiento está dominado por la emisión de neutrinos y fotones. Al principio, domina el enfriamiento por emisión de neutrinos. Luego, a luminosidades del orden de  $L_{\gamma}/L_{\odot} \sim -1$  se torna más relevante la emisión de fotones. A esta luminosidad aproximadamente, una estrella enana blanca DB entra en la zona de inestabilidad pulsacional. Posteriormente, la emisión de neutrinos prácticamente cesa, y el enfriamiento se debe únicamente a la emisión de fotones. Esto se ilustra en la figura 5.8 donde se encuentran graficadas las luminosidades por emisión de neutrinos, de fotones, y la variación de la energía gravotérmica de la estrella para las secuencias estudiadas. La emisión de axiones en el código LPCODE está incluida de manera consistente con la evolución térmica de la estrella, es decir, se considera el cambio en la estructura térmica de la estrella debido a la emisión de los axiones. Esto resulta importante puesto que los axiones, como los neutrinos, tienen un camino libre medio muy largo en comparación al radio de la estrella, y resultan en otra importante fuente de enfriamiento. Una consecuencia del impacto de la emisión de axiones en la estructura térmica de la estrella, es que la emisión de neutrinos se ve afectada, como ya fue encontrado para el caso de las estrellas DA por Miller Bertolami et al. (2014). Ilustramos este resultado en la figura 5.9 donde podemos ver que la emisión de neutrinos resulta menor cuanto mayor es la emisión de axiones. Esto se debe a que la emisión de axiones y de neutrinos se da aproximadamente en la misma zona de la estrella. La emisión de axiones disminuye la temperatura en las regiones donde estas partículas son creadas, lo que tiene como consecuencia una menor emisión de neutrinos. Sin embargo, por más que la emisión de neutrinos sea menor, el efecto neto de incluir la emisión de axiones en el modelado de la evolución es de acelerar los tiempos de enfriamiento de la estrella, que ahora tiene dos fuentes de enfriamiento. Este aceleramiento de los tiempos de enfriamiento es más importante cuanto mayor es la intensidad de acoplamiento de los axiones con los electrones (i.e., mayor es



**Figura 5.9.** Luminosidades por emisión de neutrinos y axiones en función de la luminosidad por emisión de fotones para la misma secuencia de la figura 5.8

la masa de los axiones). Este resultado puede observarse en la figura 5.10 donde mostramos la luminosidad por emisión de fotones en términos del tiempo de enfriamiento para las distintas secuencias y masas del axi3n consideradas.

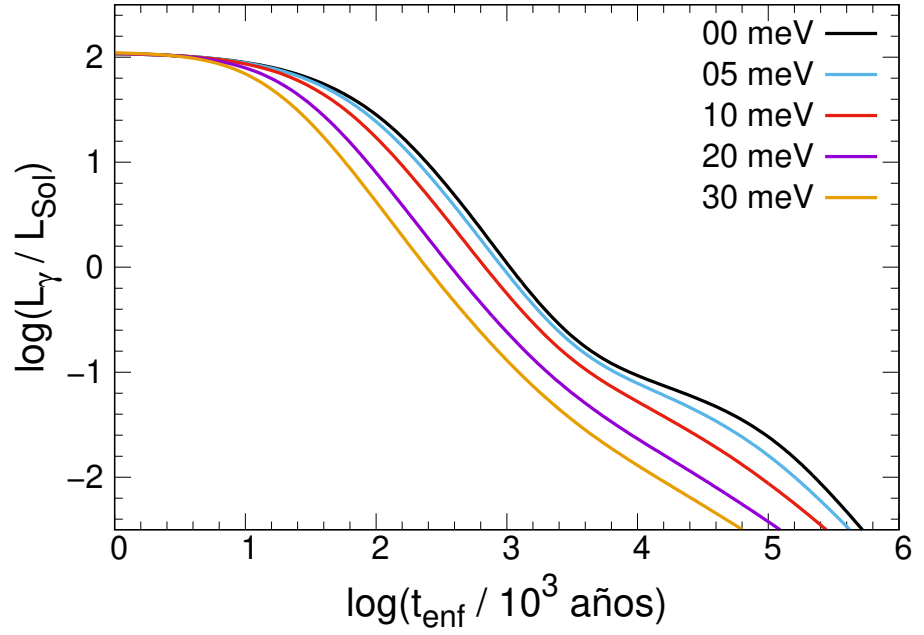
### Impacto en las propiedades pulsacionales

En la figura 5.11 mostramos los períodos de pulsación correspondientes a grado armónico  $\ell = 1$  y órdenes radiales  $k = 1, 5$  y  $10$ , para temperaturas efectivas de  $22000$  K,  $26000$  K y  $30000$  K, y las tres masas de EBs estudiadas ( $0.515$ ,  $0.609$  y  $0.870 M_{\odot}$ ), en términos de  $m_a \cos^2 \beta$ . La variación en los períodos debido a la emisión de axiones, para una temperatura fija, resulta sólo del orden del 5%. Esto se debe a que, al alcanzar una dada temperatura efectiva, la estructura de la EB es prácticamente independiente de si se enfrió hasta dicha temperatura emitiendo o no axiones. Lo que varía por la emisión de axiones, es cuánto tiempo le lleva a la EB enfriarse a una dada temperatura (o luminosidad, figura 5.10). El mismo resultado fue encontrado para las enanas blancas DAV por [C3rscico et al. \(2001\)](#).

Como vimos hasta ahora, entonces, la emisi3n de axiones acorta los tiempos de enfriamiento de la estrella. Mientras la enana blanca se enfría, los períodos varían debido al cambio en la estructura termo-mecánica de la estrella. A medida que la temperatura del núcleo va disminuyendo, la estrella va aumentando su grado de degeneración, y como consecuencia la frecuencia de Brunt-Väisälä decrece. Este comportamiento de  $N^2$  se puede apreciar observando la ecuación:

$$N^2 = \frac{g^2 \rho}{P} \frac{\chi_T}{\chi_\rho} (\nabla_{\text{ad}} - \nabla + B). \quad (5.1)$$

Al aumentar el grado de degeneración la presión se torna cada vez más independiente de la temperatura, con lo cual  $\chi_T$  ( $\chi_T = (\partial \ln P / \partial \ln T)_\rho$ ) disminuye, y como consecuencia lo hace también  $N^2$ . Esto provoca que todo el espectro de modos  $g$  experimente un aumento de los períodos. Por otro lado, la contracción gravitacional residual actúa acortando los períodos de pulsación. La competencia entre el aumento de la degeneración y la contracción gravitatoria da lugar a la tasa de cambio de períodos neta. Ésta se relaciona con la tasa de cambio de la temperatura en la región de formación del modo correspondiente,  $\dot{T}$ , y la del radio estelar,



**Figura 5.10.** Luminosidad por emisión de axiones en función del tiempo de enfriamiento para distintos valores de la masa del axión.

$\dot{R}$ , de la siguiente manera (Winget et al. 1983a):

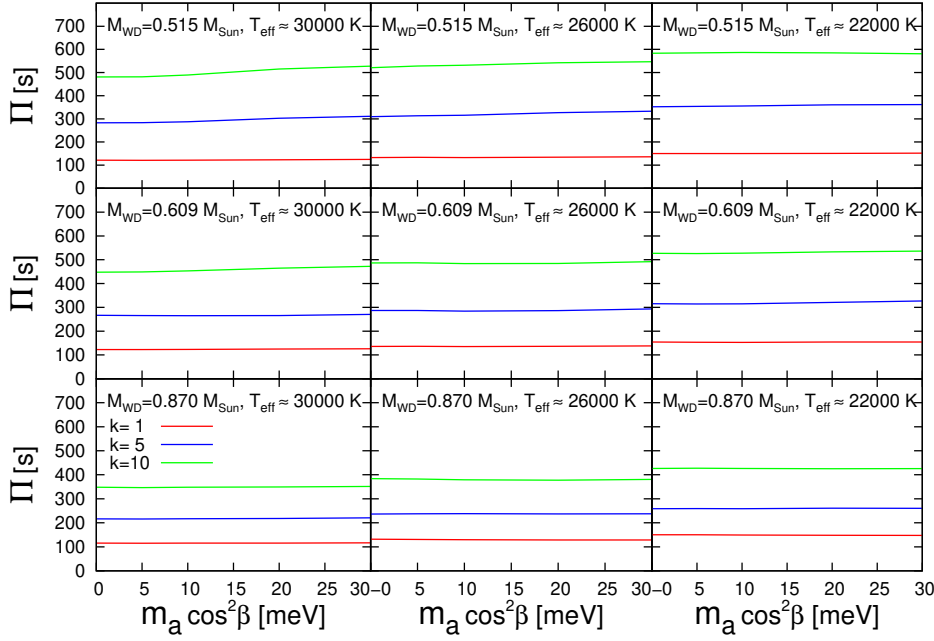
$$\frac{\dot{P}}{P} \sim -a \frac{\dot{T}}{T} + b \frac{\dot{R}}{R}, \quad (5.2)$$

donde  $a$  y  $b$  son constantes cuyos valores dependen de los detalles del modelado de la enana blanca (aunque en general tanto  $a$  como  $b$  son cercanas a la unidad, Winget et al. 1983a; Althaus et al. 2010). El primer término en la ecuación 5.2, correspondiente a la tasa de cambio de período debida al enfriamiento de la enana blanca, es entonces una contribución positiva ( $\dot{T} < 0$ ). Mientras que el segundo término, que representa la tasa de cambio de período por la contracción gravitacional, es una contribución negativa ( $\dot{R} < 0$ ). En el caso de las enanas blancas DAV y DBV el enfriamiento domina frente a la contracción gravitacional de forma tal que el segundo término en la ecuación 5.2 es en general despreciable (Althaus et al. 2010). Por este motivo, se obtienen valores positivos de la tasa de cambio de período y un aumento en los períodos de pulsación a medida que la estrella se enfría. En consecuencia, la tasa de cambio de período  $\dot{P}$  proporciona una medida de la tasa de enfriamiento de la estrella. Como la emisión de axiones tiene una contribución neta de aumentar la tasa de enfriamiento de la EB comparado al caso sin axiones, siendo este efecto más importante cuanto mayor es la masa de la partícula, lo mismo ocurre con la tasa de cambio de períodos. Graficamos este resultado en la figura 5.12 Este resultado es consistente con lo encontrado por Córscico et al. (2001, 2012a,b) para enanas blancas DAV.

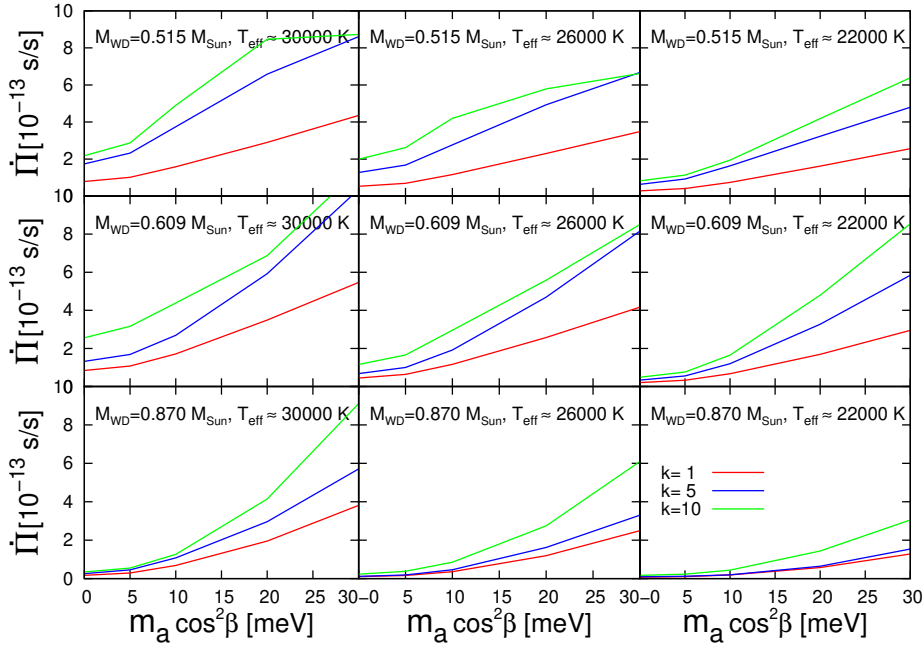
Concluimos entonces, que dado que los valores de  $\dot{P}$  en el rango de temperaturas correspondientes a la zona de inestabilidad de las enanas blancas DB aumentan significativamente al tener en cuenta la emisión de axiones, las estrellas DBV son buenas candidatas para testear la física de estas partículas hipotéticas.

### 5.2.3. Cota al acoplamiento de axiones y electrones a partir de PG 1351+489

Para estimar una cota al acoplamiento entre axiones y electrones de manera independiente a las derivadas mediante estudios astrosismológicos de estrellas DAV, utilizamos el valor



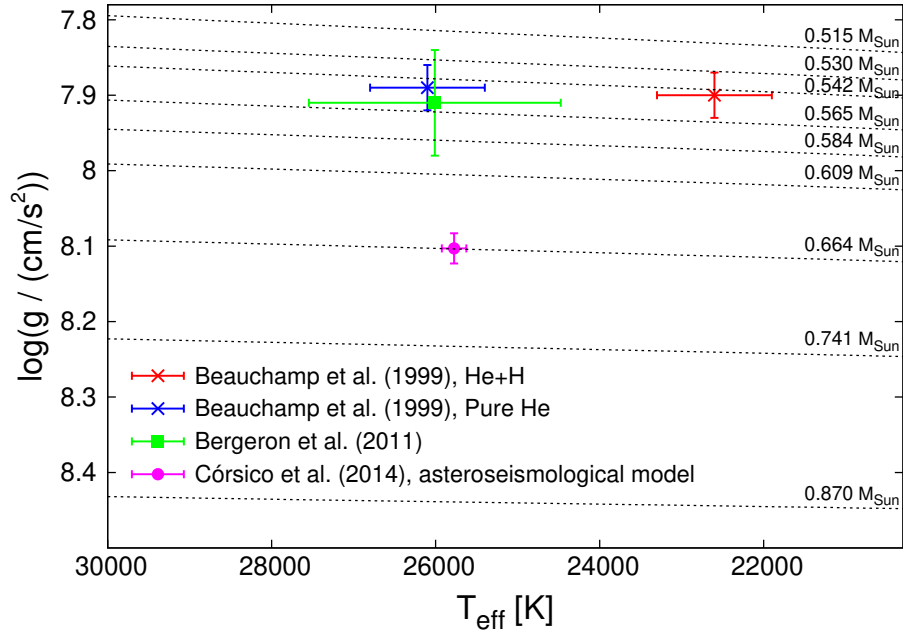
**Figura 5.11.** Períodos de pulsación correspondientes a órdenes radiales  $k = 1, 5$  y  $10$  contra la masa del axión para los modelos de enanas blancas de las tres masas consideradas y  $T_{\text{eff}} \simeq 20000$  K,  $25000$  K y  $30000$  K.



**Figura 5.12.** Tasa de cambio de los períodos de pulsación correspondientes a órdenes radiales  $k = 1, 5$  y  $10$  contra la masa del axión para los modelos de enanas blancas de las tres masas consideradas y  $T_{\text{eff}} \simeq 20000$  K,  $25000$  K y  $30000$  K.

**Figura 5.13.**

Temperatura efectiva y gravedad superficial del modelo astrosismológico de [Córscico et al. \(2014\)](#), y los valores derivados espectroscópicamente por [Beauchamp et al. \(1999\)](#), [Bergeron et al. \(2011\)](#) y [Rolland et al. \(2018\)](#). Las líneas punteadas corresponden a las secuencias evolutivas de estrellas DB calculadas por [Althaus et al. \(2009\)](#) y utilizadas en la derivación del modelo astrosismológico por [Córscico et al. \(2014\)](#).



de  $\dot{P}$  medido en la estrella PG 1351+489 por [Redaelli et al. \(2011\)](#). El valor estimado en este trabajo es de  $\dot{P} = 2.0 \pm 0.9 \times 10^{-13}$  s/s y corresponde al modo de mayor amplitud de la estrella, con un período de  $\sim 489$  s. La estrella posee, además, otros tres períodos de pulsación observados [Redaelli et al. \(2011\)](#). Este valor de  $\dot{P}$  determinado por [Redaelli et al. \(2011\)](#) para PG 1351+489 fue utilizado por [Córscico et al. \(2014\)](#) para obtener una cota a la momento dipolar magnético del neutrino. En este trabajo, a partir de un detallado estudio astrosismológico, encontraron para la estrella un modelo astrosismológico, es decir, un modelo que reproduce los períodos observados en la estrella. En este trabajo, utilizamos este mismo modelo astrosismológico para estimar una cota a la masa del axi3n, dado que, como vimos en la sección anterior, la emisión de axiones afecta significativamente las tasas de cambio de períodos en el rango de temperaturas efectivas correspondiente a la banda de inestabilidad de las DBVs. Para ésto, seguimos el mismo procedimiento que en el trabajo de [Córscico et al. \(2014\)](#). Determinamos primero una cota a la masa del axi3n utilizando únicamente el modelo astrosismológico derivado por [Córscico et al. \(2014\)](#), y posteriormente derivamos otra cota menos restrictiva utilizando modelos con temperaturas efectivas en el rango de las determinadas espectroscópicamente para PG 1351+489 ([Beauchamp et al. 1999](#); [Bergeron et al. 2011](#); [Rolland et al. 2018](#)).

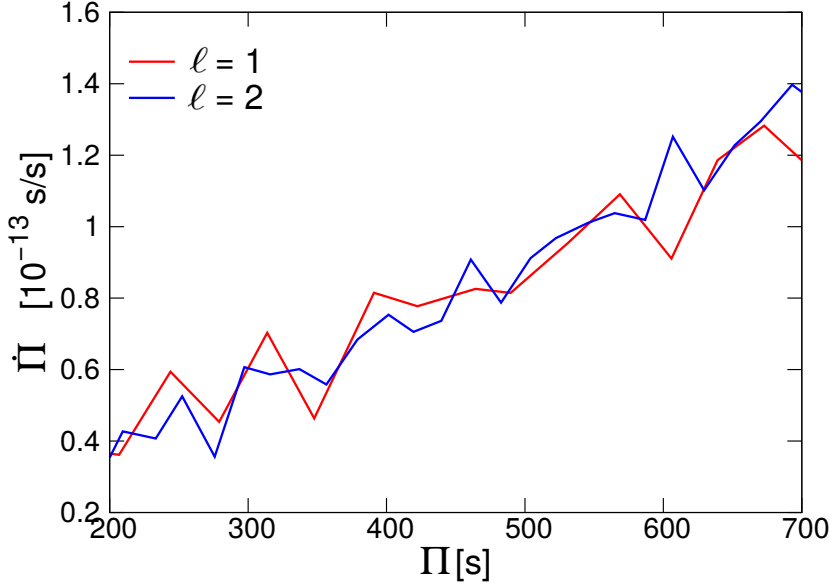
### Cota a la masa del axi3n a partir de un modelo astrosismológico de PG 1351+489

El modelo astrosismológico para PG 1351+489 en [Córscico et al. \(2014\)](#) fue obtenido a partir de modelos iniciales (calientes) de enanas blancas DB obtenidos por [Miller Bertolami & Althaus \(2006\)](#) y [Althaus et al. \(2009\)](#), realizando el cálculo de la evolución estelar desde el principio de la SP hasta la etapa inicial de enana blanca, pasando por un pulso térmico tardío. Luego, [Córscico et al. \(2014\)](#) determinaron el modelo astrosismológico calculando la evolución en la etapa de enana blanca sin considerar la emisión de axiones en ningún caso ( $g_{ae} = 0$ ). Las características del modelo astrosismológico son las siguientes: la masa estelar es de  $M_{\star} = 0.664 \pm 0.013 M_{\odot}$ , la temperatura efectiva  $T_{\text{ef}} = 25775 \pm 150$  K, gravedad superficial  $\log g = 8.103 \pm 0.020$  (ver figura 5.13) y el contenido total de helio  $M_{\text{He}}/M_{\star} \sim 5.5 \times 10^{-3}$ . En la tabla 5.2 mostramos la comparación entre los períodos y las tasas de cambio de períodos



$\Pi^o$ [s]	$\Pi^t$ [s]	$\ell$	$k$	$\dot{\Pi}^o$ [ $10^{-13}$ s/s]	$\dot{\Pi}^t$ [ $10^{-13}$ s/s]
335.26	336.81	2	13	—	0.60
489.33	489.47	1	11	$2.0 \pm 0.9$	0.81
584.68	586.99	2	25	—	1.02
639.63	639.37	1	15	—	1.19

**Tabla 5.2.** Períodos observados de PG 1351+489 ( $P^o$ ), tasa de cambio de período estimada de las observaciones ( $\dot{P}^o$ ), períodos y tasa de cambio de períodos obtenidas del modelo ( $P^t$  y  $\dot{P}^t$ ) Córscico et al. (2014) con la correspondiente identificación de los modos ( $k$  y  $\ell$ ).

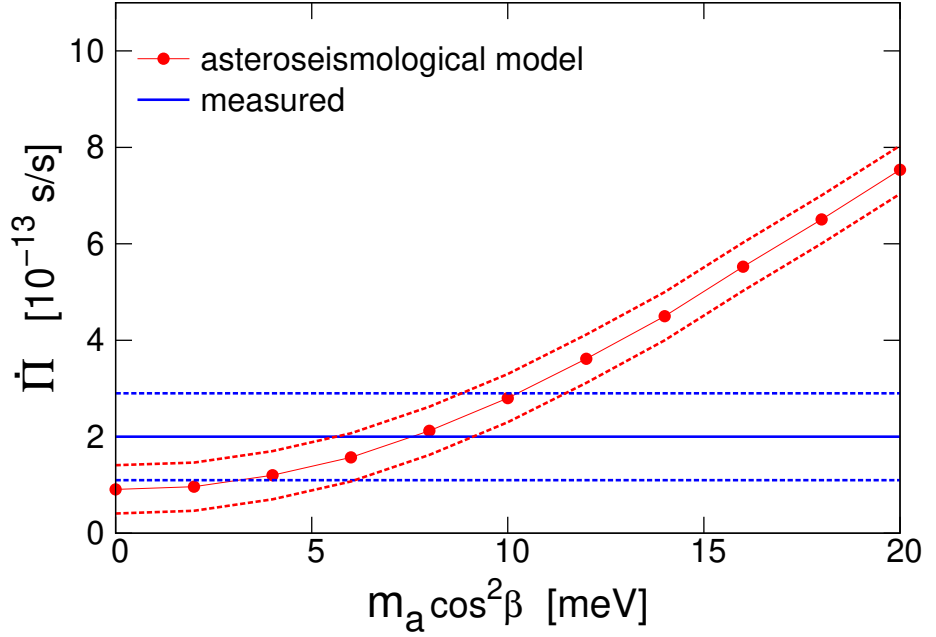


**Figura 5.14.** Tasa de cambio de períodos del modelo astrosismológico para cada período correspondiente a modos dipolares (líneas rojas) y cuadrupolares (líneas azules).

observados en PG 1351+489, y aquéllos del modelo astrosismológico. En la figura 5.14 mostramos la tasa de cambio de período para cada período en el modelo astrosismológico en el rango de 200–700 s, para grados armónicos  $\ell = 1$  y 2. Podemos ver que en el rango graficado, y en especial para períodos cercanos a 489 s, no hay saltos muy grandes en el valor de  $\dot{P}$ . Esto indica que ninguno de los modos con períodos en este rango está fuertemente atrapado en la envoltura rica en He. Si así fuera, obtendríamos una tasa de cambio de período más chica, puesto que la contracción gravitacional (segundo término en la ecuación 5.2) tendría más efecto sobre ese modo. Por lo tanto, no hay efectos de atrapamiento de modos en el período de interés,  $P = 489$  s. Este resultado es diferente en los modelos astrosismológicos para las enanas blancas DAVs G117-B15A y R548 utilizados por Córscico et al. (2012a) y Córscico et al. (2012b) para acotar la masa del axión. En estos modelos, el período al cual se le pudo medir la tasa de cambio corresponde a modos altamente atrapados en la envoltura de H, en los modelos astrosismológicos. Esto hace que los valores de  $\dot{P}$  sean particularmente pequeños, y se requiera masas del axión mayores para compensar el efecto del atrapamiento de modos, y obtener el  $\dot{P}$  observado en las estrellas.

Para obtener modelos con diferentes valores de la constante de acoplamiento entre axiones y electrones,  $g_{ae}$ , tomamos un modelo de la misma secuencia evolutiva de  $M_\star = 0.664 M_\star$  utilizada en Córscico et al. (2014), a una temperatura del orden de 100000 K, y calculamos la evolución de la EB considerando diferentes valores para la constante de acoplamiento  $g_{ae}$ , o, lo que es análogo en el modelo DFSZ, diferentes valores de  $m_a \cos^2 \beta$ . Al incluir la emisión de axiones a altas temperaturas (o luminosidades), la estructura de la EB tiene tiempo de acomodarse al nuevo sumidero de energía bastante antes de llegar a la banda de inestabilidad de las DBV. Los valores de  $m_a \cos^2 \beta$  adoptados fueron de 0 meV a 20 meV con un paso de 2 meV. Como mostramos en la sección anterior, a una temperatura efectiva fija, los períodos





**Figura 5.15.** Tasas de cambio del período de  $\sim 489$  s del modelo astrosismológico para diferentes valores de  $m_a \cos^2 \beta$  (puntos rojos) con su error (líneas punteadas rojas), junto al valor de  $\dot{P}$  estimado de las observaciones (línea llena azul) y su error al 68% de nivel de confianza (líneas punteadas azules).

prácticamente no varían. Por esta razón, para cada valor de  $m_a \cos^2 \beta$  tomamos como el modelo astrosismológico de la estrella, aquél que tenga la misma temperatura efectiva que el modelo encontrado por [Córscico et al. \(2014\)](#). Mostramos los resultados en la figura 5.15 donde se encuentran graficados los valores de  $\dot{P}$  para distintos valores de  $m_a \cos^2 \beta$ . Obtenemos como cota para la interacción entre axiones y electrones el valor:

$$g_{ae} \lesssim 3.2 \times 10^{-13}, \quad m_a \cos^2 \beta \lesssim 11.5 \text{ meV}. \quad (5.3)$$

La incerteza en el valor teórico de  $\dot{P}_i$ ,  $\epsilon_{\dot{P}} = 0.5 \times 10^{-13} \text{ s/s}$ , graficada en la figura 5.15 fue estimada por [Córscico et al. \(2014\)](#) para  $g_{ae} = 0$ , y tiene en cuenta las diferencias entre distintos valores en la grilla de masas estelares utilizada para obtener el modelo astrosismológico. Más específicamente,  $\epsilon_{\dot{P}}$  surge de comparar el valor de  $\dot{P}$  del modelo astrosismológico, con los valores de  $\dot{P}$  correspondientes a modos con período similar a  $\sim 489$  s de modelos con masas  $M_\star = 0.741 M_\odot$  y  $M_\star = 0.609 M_\odot$ , y con la misma temperatura efectiva del modelo astrosismológico. Estos valores de la masa corresponden a los valores más cercanos al valor del modelo astrosismológico ( $M_\star = 0.664 M_\odot$ ) en la grilla utilizada para encontrar dicho modelo (ver figura 5.13). Asumiendo que la incerteza en valor de  $\dot{P}$  del modelo astrosismológico no depende del valor de  $g_{ae}$ , extrapolamos el error derivado en [Córscico et al. \(2014\)](#) para los valores de  $\dot{P}$  calculados con emisión de axiones. Incertezas adicionales al valor teórico de  $\dot{P}$  provienen de varias incertezas en el cálculo de la evolución estelar previa. En particular, como vimos en la sección anterior, los períodos de las EBs son sensibles a los perfiles químicos adoptados para el cálculo de pulsaciones. Por lo tanto, las incertezas en los perfiles químicos se trasladan en incertezas en la estructura del modelo astrosismológico. El perfil químico de una enana blanca, en particular, depende fuertemente de la tasa de la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  y de los detalles de la extramezcla adoptada durante la fase de quema estable de He en el núcleo del progenitor de la EB. Además, cualquier proceso que afecte la tasa de enfriamiento de la EB, afecta también la tasa de cambio de períodos. Por ejemplo, los valores exactos de la tasa de emisión de neutrinos, la masa de la envoltura de He del modelo, y las opacidades conductivas utilizadas, son valores que afectan los tiempos de enfriamiento.

En este trabajo no daremos una estimación robusta de estas incertezas teóricas, puesto que, todavía, no hay una estimación precisa de un valor medido de  $\dot{P}$  en una estrella DBV.

Composición	$T_{\text{ef}}$ [K]	$\log g$ [cm/s <sup>2</sup> ]	Referencia
$\log \text{H}/\text{He} = -3.5$	$22600 \pm 700$	$7.90 \pm 0.03$	Beauchamp et al. (1999)
He puro	$26100 \pm 700$	$7.89 \pm 0.03$	Beauchamp et al. (1999)
$\log \text{H}/\text{He} < -4.37$	$26010 \pm 1536$	$7.91 \pm 0.07$	Bergeron et al. (2011)
$\log \text{H}/\text{He} < -5.32$	$26070 \pm 1522$	$7.91 \pm 0.04$	Rolland et al. (2018)

**Tabla 5.3.** Determinaciones espectroscópicas de la temperatura efectiva y la gravedad superficial de PG 1359+489.

Pero sí daremos una estimación aproximada del impacto en el valor de  $\dot{P}$  de las incertezas en la evolución previa. Para estimar esto, calculamos las diferencias entre el  $\dot{P}$  del modelo astrosismológico, y valores de  $\dot{P}$  de modos con período similar a 419 s, en modelos de temperatura efectiva, masa y períodos similares a aquellos del modelo astrosismológico, pero cambiando artificialmente los perfiles químicos a altas temperaturas. En particular realizamos dos experimentos numéricos. El primero de estos experimentos fue pensado para tener en cuenta los efectos de las incertezas en la tasa de la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ . El valor de la tasa de la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  tiene una incerteza del orden de  $\pm 30\%$  Kunz et al. (2002) y afecta directamente la abundancia relativa de  $^{12}\text{C}$  y  $^{16}\text{O}$  en el núcleo de la EB resultante. Dado que el calor específico de un plasma compuesto por una mezcla de carbono y oxígeno (C-O) es menor cuanto mayor es el contenido de oxígeno, un núcleo compuesto de oxígeno puro se enfriará más rápido que un núcleo compuesto de C-O. Por lo tanto, en el caso extremo en el que se produzca un núcleo de la EB compuesto exclusivamente de O (tasa de la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  extremadamente eficiente), el valor de  $\dot{P}$  será mayor que el obtenido en una mezcla de C-O. Incluso en este caso extremo, obtenemos un valor de  $\dot{P}$  menor al observado en PG 1351+489. El valor obtenido en este experimento es de  $\dot{P} = 1.9 \times 10^{-13}$  s/s, que es  $\Delta\dot{P}_{\text{CO}} = 0.38 \times 10^{-13}$  s/s veces más alto que  $\dot{P}$  del modelo astrosismológico. Concluimos entonces, que incluso en un caso extremo de un núcleo compuesto por oxígeno puro, la variación  $\Delta\dot{P}_{\text{CO}}$  es menor que el valor adoptado del error  $\epsilon_{\dot{P}}$ .

El segundo experimento fue pensado para tener en cuenta la incerteza en el contenido de He del modelo astrosismológico. El contenido total de He en el modelo astrosismológico es de  $M_{\text{He}}/M_{\star} \sim 5.5 \times 10^{-3}$ . A las luminosidades correspondientes a la banda de inestabilidad de las DBVs, los modelos de EBs con envolturas de He más delgadas se enfrían algo más rápido que modelos con envolturas más gruesas (Tassoul et al. 1990; Córscico & Althaus 2004). Por lo tanto, en este experimento reducimos artificialmente el contenido de He por dos órdenes de magnitud, a temperaturas más altas que la banda de inestabilidad de las DBVs. El valor de  $\dot{P}$  obtenido en este experimento a la temperatura del modelo astrosismológico, es mayor que el de este último modelo en  $\Delta\dot{P}_{\text{He}} = 0.27 \times 10^{-13}$  s/s. Esta diferencia sigue siendo menor que el error  $\epsilon_{\dot{P}}$ . En resumen, las incertezas en el contenido de C y O del núcleo, y el contenido de He de la envoltura, están contenidas en la incerteza adoptada para acotar el valor de  $g_{ae}$ ,  $\epsilon_{\dot{P}} = 0.5 \times 10^{-13}$  s/s.

### Cota a la masa del axión considerando datos espectroscópicos

Mientras que la restricción a  $g_{ae}$  obtenida previamente depende únicamente del modelo astrosismológico, es posible obtener otra restricción que dependa principalmente de las propiedades de la estrella inferidas espectroscópicamente (como su temperatura efectiva) y del cálculo de la evolución de estrellas DBV, pero no específicamente del modelo astrosismológico. Los valores de temperatura efectiva inferidos para PG 1351+489 difieren según la composición química adoptada en el modelo de atmósfera utilizado en el análisis espectros-

## 5. Enanas blancas deficientes en hidrógeno

Masa [ $M_{\odot}$ ]	$g$ [ $\text{cm/s}^2$ ]	$T_{\text{ef}}$ [K]	$k$	$P$ [s]	$\dot{P}$ [ $10^{-13}\text{s/s}$ ]	$\epsilon_{\dot{P}}$ [ $10^{-13}\text{s/s}$ ]
0.542	7.89	22600	8	450	0.69	0.07
			9	504	0.79	0.08
0.542	7.88	26100	9	468	1.65	0.17
			10	496	1.64	0.17
0.565	7.92	26000	9	458	1.17	0.17
			10	494	1.51	0.15

**Tabla 5.4.** Temperaturas efectivas, gravedades superficiales, masas estelares junto con las características pulsacionales de los modos empleados en la derivación de un límite a  $g_{ae}$ .  $k$  es el orden radial,  $P$  el período de pulsación,  $\dot{P}$  el cambio secular en el período, y  $\epsilon_{\dot{P}}$  una estimación del error teniendo en cuenta la incerteza en la tasa de la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ .

cópico. En la tabla 5.3 mostramos los distintos valores de temperatura efectiva y gravedad superficial obtenidos para PG 1351+489, que también se encuentran graficados en la figura 5.13, junto con los correspondientes valores del modelo astrosismológico. Las determinaciones más recientes a la temperatura efectiva, que ajustan de mejor manera el contenido de H de la estrella, rondan el valor  $T_{\text{ef}} \sim 26000$  K. Para obtener una cota al valor de  $g_{ae}$  independiente del modelo astrosismológico encontrado por [Córscico et al. \(2014\)](#), utilizamos los valores de temperatura efectiva de la tabla 5.3. Calculamos entonces la evolución incluyendo emisión de axiones de las secuencias que toman los valores más cercanos a las temperaturas efectivas y gravedades superficiales medidas (ver figura 5.13) y nos quedamos con los modelos con temperaturas efectivas más cercanas a las determinadas espectroscópicamente. Las temperaturas efectivas y masas de los modelos, junto con las características de los modos de pulsación empleados en el análisis se encuentran en la tabla 5.4. Puesto que estos modelos no están elegidos para reproducir con precisión los períodos observados en PG 1351+489, ninguno de sus modos normales de pulsación tiene un período de 489 s. Por lo tanto, para cada modelo elegimos dos modos de pulsación que tengan períodos cercanos a 489 s, uno levemente menor, y el otro levemente mayor. Como la incerteza dominante en los tiempos de enfriamiento de las enanas blancas DBV proviene de la incerteza en el valor de la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  ([Fields et al. 2016](#)), estimamos el impacto de esta incerteza en el valor de  $\dot{P}$ . En el marco de la ley de enfriamiento de [Mestel \(1952\)](#), que reproduce cualitativamente muy bien el enfriamiento de una enana blanca, [Kawaler et al. \(1986b\)](#) obtuvieron:

$$\dot{P} = 2 \times 10^{-30} A \left( \frac{\mu}{\mu_e^2} \right)^{0.286} \left( \frac{M_{\star}}{M_{\odot}} \right)^{-1.19} T_{\text{ef}}^{2.857} P, \quad (5.4)$$

donde  $A$  es el número másico,  $\mu$  el peso molecular medio en la envoltura, y  $P$  el período. Para un dado período, la única cantidad afectada por la razón C/O del núcleo es el número másico promedio. Entonces, podemos escribir el cambio de  $\dot{P}$  como

$$d\dot{P} = \dot{P} \frac{dA}{A}. \quad (5.5)$$

En el trabajo de [Córscico et al. \(2012a\)](#) estudiaron cómo se afecta el perfil de una enana blanca al cambiar la tasa de la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  en un factor  $f = 0.5$  y  $f = 1.5$  en el cálculo de la evolución previa. Las abundancias centrales de C y O encontradas en [Córscico et al. \(2012a\)](#) para las EBs resultantes fueron  $X_{\text{C}} = 0.505$  y  $X_{\text{O}} = 0.482$  respectivamente, para  $f = 0.5$ , y  $X_{\text{C}} = 0.193$ ,  $X_{\text{O}} = 0.795$  para  $f = 1.5$ . Utilizando estas abundancias, calculamos el valor medio del número de masa atómica para cada plasma de C-O resultante,  $\langle A_{f=1.5} \rangle$   $\langle A_{f=0.5} \rangle$ ,

y estimamos el cambio relativo en  $A$  como

$$\frac{dA}{A} = 2 \frac{\langle A_{f=1.5} \rangle - \langle A_{f=0.5} \rangle}{\langle A_{f=1.5} \rangle + \langle A_{f=0.5} \rangle} \sim 0.087. \quad (5.6)$$

Esto implica una incerteza en el valor de  $\dot{P}$  de  $\epsilon_{\dot{P}} \simeq 0.1\dot{P}$ . Los valores resultantes de  $\epsilon_{\dot{P}}$  para cada modelo están listados en la tabla 5.4, y son valores pequeños. El resultado de nuestro análisis puede verse en la figura 5.16. Utilizando las últimas determinaciones a la temperatura efectiva de PG 1351+489 (Bergeron et al. 2011; Rolland et al. 2018), obtenemos:

$$g_{ae} \lesssim 2.8 \times 10^{-13}, \quad m_a \cos^2 \beta \lesssim 10 \text{ meV}. \quad (5.7)$$

Si, en cambio, tenemos en cuenta los valores medidos por Beauchamp et al. (1999), obtenemos:

$$g_{ae} \lesssim 5.5 \times 10^{-13}, \quad m_a \cos^2 \beta \lesssim 19.5 \text{ meV}. \quad (5.8)$$

Este último valor nos podría dar una estimación de la incerteza en el contenido de H, dado que el modelo espectroscópico de Beauchamp et al. (1999) con temperatura menor (que es el que determina una cota menos restrictiva), posee un contenido de H mayor al ajustado por los últimos modelos espectroscópicos (Bergeron et al. 2011; Rolland et al. 2018).

#### 5.2.4. Conclusiones

En este trabajo estudiamos el potencial de las estrellas DBV para acotar la física de los axiones. La emisión de axiones impacta directamente en los tiempos de enfriamiento y en los períodos pulsacionales a las temperaturas efectivas correspondientes a la banda de inestabilidad de estas estrellas. Por ende, las estrellas DBV resultan buenas candidatas para acotar la física de los axiones. Utilizamos, además, dos métodos para acotar la masa de los axiones utilizando el valor estimado del cambio secular de uno de los períodos de la estrella PG 1351+489. La cota más conservativa que obtenemos es de  $g_{ae} \lesssim 5.5 \times 10^{-13}$  ( $m_a \cos^2 \beta \lesssim 19.5 \text{ meV}$ ), mientras que si utilizamos únicamente las últimas determinaciones espectroscópicas de la temperatura efectiva de PG 1351+489 obtenemos  $g_{ae} \lesssim 2.8 \times 10^{-13}$  ( $m_a \cos^2 \beta \lesssim 10 \text{ meV}$ ). La principal incerteza en estas determinaciones, sin embargo, proviene del valor estimado del cambio secular de uno de los períodos de PG 1351+489. En el trabajo de Redaelli et al. (2011) aclaran que este valor es sólo una estimación, debido principalmente a que para obtenerlo deben asumir que el período es estable en un largo período de tiempo, y esta hipótesis no puede ser testeada.

Existe en general un buen acuerdo entre las cotas derivadas al acoplamiento de axiones con electrones a partir de los estudios de EBs, excepto, quizás, con el valor derivado por Hansen et al. (2015) que resulta mucho más restrictivo. De todas maneras, estos valores deben ser tomados como cotas superiores estimadas, y no como mediciones de la masa del axión. Lo que es claro, es que si el acoplamiento entre axiones y electrones supera el valor  $1 \times 10^{-12}$ , los modelos de enanas blancas sin emisión de axiones deberían discrepar mucho más con las observaciones (a menos que haya un efecto de cancelación dado porque también falte una fuente extra de energía en un amplio período de tiempo en la vida de las enanas blancas). Por otro lado, el trabajo reciente de Blouin et al. (2020), revisaron los cálculos de las opacidades conductivas de Cassisi et al. (2007), y encuentran diferencias con este trabajo que afectan las edades de EBs a baja temperatura ( $\lesssim 5500 \text{ K}$  para una DA de  $0.6 M_{\odot}$ ), acortando en general los tiempos de enfriamiento. Si bien las estrellas pulsantes DAV poseen temperaturas mayores ( $\gtrsim 10000 \text{ K}$ ) en donde el efecto no es tan marcado, es igualmente de interés estimar cómo afectan las nuevas opacidades conductivas a los valores de  $\dot{P}$  de estas estrellas, ya que, si se

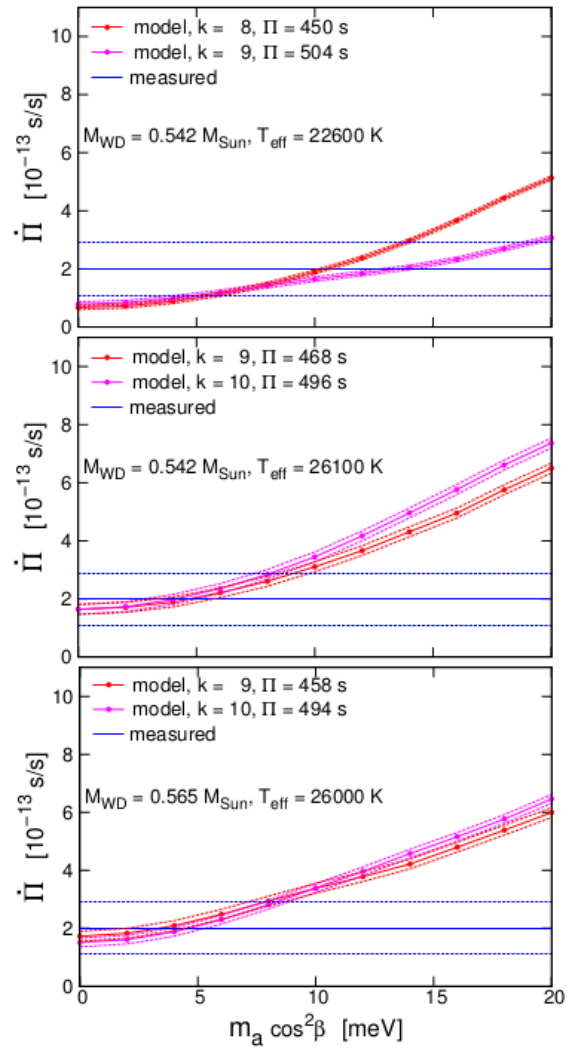


Figura 5.16.

## **5.2. Enanas blancas DB como laboratorios para la física de los axiones**

---

enfrían un poco más rápido que en los modelos actuales, se obtendría un mejor acuerdo entre las tasas de cambio de período medidas y observadas, sin la necesidad de incluir emisión de axiones, o con cotas a la masa del axión más restrictivas.



## CAPÍTULO 6

---

# CONCLUSIONES

“Shed a little light on this,  
help me see.  
Shed a little light on this.  
Underneath the scarring  
from his defiling,  
underneath the pain.”

---

Tori Amos, *Flicker*

El objetivo general del trabajo de doctorado fue realizar estudios teóricos que aporten a nuestro conocimiento sobre la formación de estrellas He-sdOB, basándonos, en particular, en el escenario de hot-flasher, y mediante el estudio de las pulsaciones de estrellas iHe-sdOB y estrellas enanas blancas descendientes de las eHe-sdOB, así como en la relación entre la nucleosíntesis en el interior estelar y los patrones observados de abundancias superficiales en estas estrellas. En lo que sigue resumimos los resultados y conclusiones más generales del trabajo de doctorado, y discutiremos trabajos a futuro que pueden realizarse para seguir estudiando la formación de estas estrellas.

- Durante esta tesis encontramos una nueva banda teórica de inestabilidad pulsacional para las estrellas subenanas calientes, debida al mecanismo  $\epsilon$  actuando en los subflashes del He. Además, mostramos que el mecanismo estocástico actuando en la misma etapa evolutiva, puede excitar pulsaciones en estas estrellas hasta amplitudes de magnitud observables mediante la tecnología actual. Las estrellas candidatas a encontrarse pulsando por alguno de estos mecanismos, en especial por el mecanismo estocástico, son LS IV-14°116 y Feige 46, mientras que KIC 1718290 podría encontrarse pulsando específicamente por el mecanismo estocástico. Nuestros resultados, además, constituyen una base teórica a partir de la cual realizar búsquedas de estrellas He-sdOB pulsantes. Mediante una caracterización detallada de las pulsaciones observadas en estas estrellas, se podría determinar si se encuentran en la etapa evolutiva de los subflashes del He. De confirmarse que esta es la etapa evolutiva en la que se encuentra alguna estrella, constituiría también la confirmación de la existencia de los subflashes del He. El principal observable que nos permitiría discernir la etapa evolutiva de estas estrellas, son las tasas de cambio de período. En esta tesis proporcionamos valores esperados para las tasas de cambio de período de estrellas atravesando los subflashes del He, de manera de contrastarlas con los primeros valores que se puedan ser determinados.
- Las pulsaciones estelares también pueden ser utilizadas para testear el escenario de hot-flasher en la etapa de enana blanca. En esta tesis encontramos que el espectro de períodos



en enanas blancas DB de baja masa que provienen de un hot-flasher muy tardío, y las que provienen de un pulso térmico muy tardío, presentan diferencias potencialmente observables, que podrían ayudar a discernir entre los dos escenarios evolutivos. En particular, la cantidad observable más sensible a las diferencias producidas por las distintas historias evolutivas, es el espaciamiento de períodos a cortos períodos pulsacionales  $P < 500$  s. Esperamos, también, que ajustes astrosismológicos período a período puedan ayudar a distinguir entre ambos escenarios.

- Por otro lado, en esta tesis estudiamos la posibilidad de que los patrones de abundancias en estrellas He-sdOB estén influenciados por material procesado en el interior durante la formación de estos objetos, centrándonos en particular en el escenario de hot-flasher. A continuación resumimos las conclusiones de este estudio:
  - Respecto a las estrellas eHe-sdOB, en este trabajo comparamos sus abundancias con los modelos de hot-flasher calculados en esta tesis, los modelos de [Zhang & Jeffery \(2012\)](#) de coalescencia de enanas blancas con núcleos de He, y abundancias de núcleos de estrellas RGB obtenidas de [Miller Bertolami \(2016\)](#). Concluimos que las estrellas tipo N, que presentan patrones típicos de la quema CNO, podrían formarse por un evento de coalescencia lenta. Sin embargo, las velocidades de rotación de las dos estrellas N de la muestra estudiada son más bajas que lo esperado para objetos post-coalescencia, por lo que se requiere seguir estudiando posibles escenarios para estas estrellas. Respecto a las estrellas C y CN, la comparación de abundancias con las predicciones en modelos de hot-flasher dejan en evidencia que muestran patrones típicos de la quema de He. Sin embargo, dado que cuantitativamente no se puede explicar las abundancias de algunos elementos, como el Ne y el N, que dependen de los detalles de la mezcla convectiva, sería necesario un estudio más detallado incluyendo diferentes tratamientos de la convección y de la mezcla en los bordes convectivos. Por otro lado, el escenario de coalescencia podría potencialmente explicar la formación de estas estrellas con las velocidades de rotación y las masas más altas observadas. La comparación de abundancias medidas en la única estrella de la muestra con estas características, y los resultados de [Zhang & Jeffery \(2012\)](#) discrepan significativamente. Sin embargo, para poder descartar o no el escenario de coalescencia para este tipo de estrellas, es necesario el cálculo de modelos de coalescencia más detallados, abarcando un rango más amplio de relaciones de masas de las estrellas primaria y secundaria.
  - Respecto a las estrellas iHe-sdOB, las cuales presentan sobreabundancias respecto a la solar de elementos pesados, encontramos que en el escenario de hot-flasher es posible la generación de estos elementos en la zona interior del flash de He; y que el material que se mezcla al exterior, si bien representa una fracción mucho menor, podría constituir una base de abundancia sobre la que actúa la levitación radiativa. Sin embargo, tanto la nucleosíntesis como la cantidad de material que se mezcla hacia la superficie, dependen también del tratamiento convectivo. Por lo tanto, para testear la hipótesis de que a los elementos pesados “la nucleosíntesis los crea y la levitación radiativa los amontona” en la región de formación de líneas, simulaciones más detalladas con diferentes tratamientos convectivos serían necesarios. Así como también una estimación de cómo actúa la levitación radiativa sobre estos elementos.<sup>1</sup>

---

<sup>1</sup>Una conclusión del trabajo de tesis, que quizás no está directamente relacionada a los objetivos originales de ésta, es que resulta imposible escribir bien y con cierta velocidad la palabra *abundancias*, al menos en condiciones en las que se tipea utilizando la mayoría de los dedos de las manos, en especial, cuatro dedos de la mano izquierda y sobre teclados qwerty. Si bien esta conclusión se basa en una muestra un tanto pequeña de personas (una sola), creo firmemente que es extrapolable a un grupo más grande. Aunque quizás un estudio más detallado con una muestra más amplia de personas, resultaría algo más apropiado que la firme creencia.

- Finalmente, como un trabajo de revisión y continuación de la tesis de Licenciatura, caracterizamos el potencial de las enanas blancas DB para acotar la física de los axiones, y derivamos una cota a la masa del axión a partir de una estimación de la tasa de cambio de período en una estrella DBV. La existencia de los axiones impacta notablemente en la evolución y las propiedades pulsacionales de las estrellas DBV. En consecuencia, estas estrellas resultan buenas candidatas para acotar la física de los axiones. Sin embargo, sería necesario disponer de una medición más precisa de una tasa de cambio de período en alguna de estas estrellas.

## 6.1. Trabajos a futuro

Algunos estudios a realizar como continuación del trabajo de doctorado son los siguientes:

- Respecto a las pulsaciones de las estrellas iHe-sdOB:
  - Quizás lo más interesante, puesto que nos permitiría determinar si las estrellas se encuentran o no en la etapa de los subflashes del He, sería poder obtener una medición de una tasa de cambio de período.
  - Nuestro trabajo sobre el mecanismo  $\epsilon$  provee una base teórica a partir de la cual buscar nuevas estrellas pulsantes entre las He-sdOB catalogadas. En este sentido, comenzamos una colaboración con el grupo de astrofísica estelar del Instituto de Astrofísica de la Universidad de Potsdam, en Alemania, para la búsqueda de estrellas He-sdOB pulsantes, con quienes llevamos realizadas tres campañas de observación, dos en el telescopio Jorge Sahade, en Casleo, y una en el telescopio de Calar Alto, España.
  - Respecto al mecanismo estocástico, sería interesante obtener el espectro de energía entregada por la convección a los modos  $g$  a partir de simulaciones tri-dimensionales del flash del He, ya que es una de las cantidades de la cual dependen nuestros resultados, y que posee una de las mayores incertezas.
  - En el trabajo preliminar de [Miller Bertolami et al. \(2013\)](#) muestran que el mecanismo  $\epsilon$  puede excitar pulsaciones en modelos estelares 1D de la coalescencia de enanas blancas con núcleos de He. Como continuación de este trabajo, y lo realizado en esta tesis, sería interesante estudiar en detalle tanto el mecanismo  $\epsilon$  como el mecanismo estocástico en modelos estelares pos-coalescencia, basados en resultados de simulaciones hidrodinámicas del evento de coalescencia.
- Respecto a la nucleosíntesis en el interior de estrellas He-sdOB y las abundancias que se observan en éstas:
  - Es claro que la nucleosíntesis durante los flashes de He e H que suceden en el escenario de hot-flasher muy tardío, así como la cantidad de material del interior que se mezcla hacia la superficie, dependen del tratamiento de la convección. Por lo tanto, resulta de interés estudiar diferentes tratamientos de la convección, especialmente aquellos esencialmente diferentes al tratamiento 1D difusivo de la MLT (como por ejemplo, un tratamiento basado en el trabajo de [Cannon 1993](#)), tanto en el código de evolución estelar, como en el de pos-procesado. Dado que las estrellas eHe-sdO presentan abundancias típicas de la quema de He, y las discrepancias con los modelos de hot-flasher calculados en esta tesis pueden deberse al tratamiento convectivo, una posibilidad es

calibrar la mezcla convectiva con las abundancias de elementos livianos e intermedios observadas en estrellas eHe-sdOB, y estudiar así los procesos de captura lenta de neutrones en estrellas iHe-sdOB.

- Por otro lado, sería interesante estudiar la nucleosíntesis (tanto de elementos livianos y pesados) durante el evento de coalescencia de dos estrellas enanas blancas con núcleos de He, utilizando la metodología empleada en [Staff et al. \(2012\)](#), es decir, mediante simulaciones hidrodinámicas del evento de coalescencia, y calculando la nucleosíntesis con el código de pos-procesado sobre modelos 1D de la evolución pos-coalescencia, con perfiles químicos y de temperaturas iniciales que estén basados en la simulación hidrodinámica.
- Respecto al estudio de las enanas blancas descendientes de estrellas He-sdOB, restaría estudiar qué características posee el espectro de períodos de estrellas DB que provengan de una coalescencia de dos EBs con núcleos de He, y determinar si la astrosismología nos puede ayudar a discernir entre este escenario y los dos estudiados en esta tesis, VLHF y VLTP.
- Respecto al escenario de hot-flasher en general, hay todavía mucho por estudiar sobre cómo se pierde la mayor parte de la masa de la envoltura de la estrella en la rama de las gigantes rojas. En particular, el escenario de envoltura común se encuentra poco estudiado para estas estrellas, debido principalmente a que resulta el más complicado de modelar. En el trabajo de [Kramer et al. \(2020\)](#) estudian la masa mínima de la estrella compañera de la gigante roja, que puede llevar al desprendimiento de la envoltura de ésta. Pero sería interesante, también, estudiar cuál es la distribución de masas remanentes de H esperadas luego de un evento de coalescencia, tanto con estrellas compañeras enanas blancas o de secuencia principal de baja masa. Dado que la ocurrencia de un DM o un SM depende de la masa de la envoltura de H remanente, de esta manera podríamos determinar cuántas estrellas He-sdOB esperamos que se formen por cada uno de estos tipos de hot-flasher, que predicen diferentes patrones de abundancias en la superficie de estas estrellas.

# BIBLIOGRAFÍA

- Adams, W. S. 1914, *PASP*, 26, 198
- . 1915, *PASP*, 27, 236
- . 1925, *Proceedings of the National Academy of Science*, 11, 382
- Ahmad, A. & Jeffery, C. S. 2005, *A&A*, 437, L51
- Akerib, D. S., Alsum, S., Aquino, C., et al. 2017, *Phys. Rev. Lett.*, 118, 261301
- Alastuey, A. & Jancovici, B. 1978, *ApJ*, 226, 1034
- Althaus, L. G., Córscico, A. H., Isern, J., & García-Berro, E. 2010, *A&A Rev.*, 18, 471
- Althaus, L. G., De Gerónimo, F., Córscico, A., Torres, S., & García-Berro, E. 2017, *A&A*, 597, A67
- Althaus, L. G., García-Berro, E., Isern, J., Córscico, A. H., & Rohrmann, R. D. 2007, *A&A*, 465, 249
- 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. 2005, *A&A*, 435, 631
- Anders, E. & Grevesse, N. 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 53, 197
- Ando, S., Cyburt, R. H., Hong, S. W., & Hyun, C. H. 2006, *Phys. Rev. C*, 74, 025809
- Angulo, C., Arnould, M., Rayet, M., et al. 1999, *Nuc. Phys. A*, 656, 3
- Arnett, D. 1996, *Supernovae and Nucleosynthesis: An Investigation of the History of Matter from the Big Bang to the Present*
- Arp, H. C. 1955, *AJ*, 60, 317
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, *ARA&A*, 47, 481
- Bader, G. & Deuffhard, P. 1983, *Numerische Mathematik*, 41, 373
- Baglin, A., Auvergne, M., Barge, P., et al. 2007, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 895, *Fifty Years of Romanian Astrophysics*, ed. C. Dumitrache, N. A. Popescu, M. D. Suran, & V. Mioc, 201–209

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Baglin, A., Michel, E., & Noels, A. 2013, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 479, *Recent CoRoT Achievements in Stellar Physics*, ed. H. Shibahashi & A. E. Lynas-Gray, 461
- Baraffe, I., Homeier, D., Allard, F., & Chabrier, G. 2015, *A&A*, 577, A42
- Battich, T., Althaus, L. G., & Córscico, A. r. H. 2020, *A&A*, 638, A30
- Battich, T., Córscico, A. H., Althaus, L. G., & Miller Bertolami, M. M. 2016, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2016, 062
- Battich, T., Miller Bertolami, M. M., Córscico, A. H., & Althaus, L. G. 2018, *A&A*, 614, A136
- Beauchamp, A., Wesemael, F., Bergeron, P., et al. 1999, *ApJ*, 516, 887
- Beck, P. G., Bedding, T. R., Mosser, B., et al. 2011, *Science*, 332, 205
- Bergeron, P., Wesemael, F., Dufour, P., et al. 2011, *ApJ*, 737, 28
- Bianchi, L., Shiao, B., & Thilker, D. 2017, *ApJS*, 230, 24
- Biermann, L. 1932, *ZAp*, 5, 117
- Bildsten, L., Paxton, B., Moore, K., & Macias, P. J. 2012, *ApJ*, 744, L6
- Bischoff-Kim, A., Montgomery, M. H., & Winget, D. E. 2008, *ApJ*, 675, 1512
- Blanton, M. R., Bershady, M. A., Abolfathi, B., et al. 2017, *AJ*, 154, 28
- Bloemen, S., Hu, H., Aerts, C., et al. 2014, *A&A*, 569, A123
- Blouin, S., Shaffer, N. R., Saumon, D., & Starrett, C. E. 2020, *arXiv e-prints*, arXiv:2006.16390
- Borucki, W. J. 2016, *Reports on Progress in Physics*, 79, 036901
- Brassard, P., Fontaine, G., Wesemael, F., Kawaler, S. D., & Tassoul, M. 1991, *ApJ*, 367, 601
- Brickhill, A. J. 1983, *MNRAS*, 204, 537
- Brown, T. M., Landsman, W. B., Randall, S. K., Sweigart, A. V., & Lanz, T. 2013, *ApJ*, 777, L22
- Brown, T. M., Sweigart, A. V., Lanz, T., Land sman, W. B., & Hubeny, I. 2001, *ApJ*, 562, 368
- Byrne, C. M., Jeffery, C. S., Tout, C. A., & Hu, H. 2018, *MNRAS*, 475, 4728
- 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
- Caloi, V. 1972, *A&A*, 20, 357
- Caloi, V. & D'Antona, F. 2007, *A&A*, 463, 949
- Camisassa, M. E., Córscico, A. H., Althaus, L. G., & Shibahashi, H. 2016, *A&A*, 595, A45

- Cannon, R. C. 1993, *MNRAS*, 263, 817
- Cassisi, S., Potekhin, A. Y., Pietrinferni, A., Catelan, M., & Salaris, M. 2007, *ApJ*, 661, 1094
- Cassisi, S., Schlattl, H., Salaris, M., & Weiss, A. 2003, *ApJ*, 582, L43
- Castellani, M. & Castellani, V. 1993, *ApJ*, 407, 649
- Castellani, M., Castellani, V., & Prada Moroni, P. G. 2006, *A&A*, 457, 569
- Caughlan, G. R. & Fowler, W. A. 1988, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 40, 283
- Chandrasekhar, S. 1931, *ApJ*, 74, 81
- . 1939, *An introduction to the study of stellar structure*
- Charpinet, S., Fontaine, G., & Brassard, P. 2001, *PASP*, 113, 775
- Charpinet, S., Fontaine, G., Brassard, P., et al. 1997, *ApJ*, 483, L123
- Charpinet, S., Fontaine, G., Brassard, P., & Dorman, B. 1996, *ApJ*, 471, L103
- Charpinet, S., Giammichele, N., Zong, W., et al. 2018, *Open Astronomy*, 27, 112
- Chavira, E. 1958, *Boletín de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya*, 3, 15
- . 1959, *Boletín de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya*, 2, 3
- Chieffi, A., Domínguez, I., Limongi, M., & Straniero, O. 2001, *ApJ*, 554, 1159
- Clayton, D. D. 1983, *Principles of stellar evolution and nucleosynthesis*
- Copperwheat, C. M., Morales-Rueda, L., Marsh, T. R., Maxted, P. F. L., & Heber, U. 2011, *MNRAS*, 415, 1381
- Córsico, A. H. 2003, PhD thesis, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata. Tesis de Doctorado.
- . 2006, PhD thesis, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata
- . 2019, arXiv e-prints, arXiv:1912.06738
- Córsico, A. H. & Althaus, L. G. 2004, *A&A*, 428, 159
- . 2014, *ApJ*, 793, L17
- Córsico, A. H., Althaus, L. G., García-Berro, E., & Romero, A. D. 2013, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2013, 032
- Córsico, A. H., Althaus, L. G., & Miller Bertolami, M. M. 2006, *A&A*, 458, 259
- Córsico, A. H., Althaus, L. G., Miller Bertolami, M. M., Kepler, S. O., & García-Berro, E. 2014, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2014, 054
- Córsico, A. H., Althaus, L. G., Miller Bertolami, M. M., et al. 2012a, *MNRAS*, 424, 2792
- Córsico, A. H., Althaus, L. G., Romero, A. D., et al. 2012b, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2012, 010

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Córsico, A. H., Benvenuto, O. G., Althaus, L. r. G., Isern, J., & García-Berro, E. 2001, *New A*, 6, 197
- Córsico, A. H., Romero, A. D., Althaus, L. r. G., et al. 2016, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2016, 036
- Cowling, T. G. 1941, *MNRAS*, 101, 367
- Cruz, M. A., Serenelli, A., & Weiss, A. 2013, *A&A*, 559, A4
- Cui, X.-Q., Zhao, Y.-H., Chu, Y.-Q., et al. 2012, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 12, 1197
- Cyburt, R. H., Amthor, A. M., Ferguson, R., et al. 2010, *ApJS*, 189, 240
- Dan, M., Rosswog, S., Guillochon, J., & Ramirez-Ruiz, E. 2011, *ApJ*, 737, 89
- D'Antona, F. & Mazzitelli, I. 1990, *ARA&A*, 28, 139
- D'Cruz, N. L., Dorman, B., Rood, R. T., & O'Connell, R. W. 1996, *ApJ*, 466, 359
- De Gerónimo, F. C., Althaus, L. G., Córsico, A. H., Romero, A. D., & Kepler, S. O. 2017, *A&A*, 599, A21
- Deheuvels, S. & Belkacem, K. 2018, *A&A*, 620, A43
- Deupree, R. G. 2004, in *IAU Symposium, Vol. 215, Stellar Rotation*, ed. A. Maeder & P. Eens, 378
- Dewitt, H. E., Graboske, H. C., & Cooper, M. S. 1973, *ApJ*, 181, 439
- Di Luzio, L., Giannotti, M., Nardi, E., & Visinelli, L. 2020, arXiv e-prints, arXiv:2003.01100
- Dillmann, I., Heil, M., Käppeler, F., et al. 2006, in *American Institute of Physics Conference Series, Vol. 819, Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics*, ed. A. Woehr & A. Aprahamian, 123–127
- Dine, M., Fischler, W., & Srednicki, M. 1981, *Phys. Lett. B*, 104, 199
- Dorsch, M., Latour, M., & Heber, U. 2019, *A&A*, 630, A130
- Downes, R. A. 1986, *ApJS*, 61, 569
- Dziembowski, W. 1977, *Acta Astron.*, 27, 203
- Eddington, A. S. 1924, *MNRAS*, 84, 308
- Faulkner, J. 1966, *ApJ*, 144, 978
- Ferguson, J. W., Alexander, D. R., Allard, F., et al. 2005, *ApJ*, 623, 585
- Fields, C. E., Farmer, R., Petermann, I., Iliadis, C., & Timmes, F. X. 2016, *ApJ*, 823, 46
- Fleming, W. P. 1908, *Project PHAEDRA: Preserving Harvard's Early Data and Research in Astronomy* (<https://library.cfa.harvard.edu/project-phaedra>). Harvard College Observatory observations, 19, 820
- Fontaine, G. & Brassard, P. 2008, *PASP*, 120, 1043

- Fontaine, G., Brassard, P., Charpinet, S., et al. 2003, *ApJ*, 597, 518
- . 2012, *A&A*, 539, A12
- Fontaine, G., Brassard, P., Green, E. M., et al. 2008, *A&A*, 486, L39
- Fontaine, G., Green, E., Brassard, P., Latour, M., & Chayer, P. 2014, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 481, 6th Meeting on Hot Subdwarf Stars and Related Objects, ed. V. van Grootel, E. Green, G. Fontaine, & S. Charpinet, 83
- Fowler, R. H. 1926, *MNRAS*, 87, 114
- Freytag, B., Ludwig, H. G., & Steffen, M. 1996, *A&A*, 313, 497
- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2018, *A&A*, 616, A1
- García-Berro, E., Lorén-Aguilar, P., Torres, S., Althaus, L. G., & Isern, J. 2011, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2011, 021
- García-Berro, E., Torres, S., Althaus, L. r. G., et al. 2010, *Nature*, 465, 194
- Geier, S. 2020, arXiv e-prints, arXiv:2002.10896
- Geier, S. & Heber, U. 2012, *A&A*, 543, A149
- Geier, S., Heber, U., Podsiadlowski, P., et al. 2010, *A&A*, 519, A25
- Geier, S., Hirsch, H., Tillich, A., et al. 2011a, *A&A*, 530, A28
- Geier, S., Kupfer, T., Heber, U., et al. 2015a, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 493, *The Population of White Dwarf Binaries with Hot Subdwarf Companions*, ed. P. Dufour, P. Bergeron, & G. Fontaine, 475
- . 2015b, *A&A*, 577, A26
- . 2017a, *A&A*, 602, C2
- Geier, S., Østensen, R. H., Nemeth, P., et al. 2017b, *A&A*, 600, A50
- Geier, S., Schaffenroth, V., Drechsel, H., et al. 2011b, *ApJ*, 731, L22
- Genest-Beaulieu, C. & Bergeron, P. 2019, *ApJ*, 882, 106
- Gentile Fusillo, N. P., Tremblay, P.-E., Gänsicke, B. T., et al. 2019, *MNRAS*, 482, 4570
- Gesicki, K., Zijlstra, A. A., & Miller Bertolami, M. M. 2018, *Nature Astronomy*, 2, 580
- Giannotti, M., Irastorza, I., Redondo, J., & Ringwald, A. 2016, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2016, 057
- Giannotti, M., Irastorza, I. G., Redondo, J., Ringwald, A., & Saikawa, K. 2017, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2017, 010
- Gingold, R. A. & Monaghan, J. J. 1977, *MNRAS*, 181, 375
- Goldreich, P. & Kumar, P. 1990, *ApJ*, 363, 694
- Graboske, H. C., Dewitt, H. E., Grossman, A. S., & Cooper, M. S. 1973, *ApJ*, 181, 457



## BIBLIOGRAFÍA

---

- Grauer, A. D. & Bond, H. E. 1984, *ApJ*, 277, 211
- Green, E. M., Fontaine, G., Reed, M. D., et al. 2003, *ApJ*, 583, L31
- Green, E. M., Guvenen, B., O'Malley, C. J., et al. 2011, *ApJ*, 734, 59
- Green, E. M., Liebert, J., & Saffer, R. A. 2001, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 226, *On The Origin Of Subdwarf B Stars and Related Metal-Rich Binaries*, ed. J. L. Provencal, H. L. Shipman, J. MacDonald, & S. Goodchild, 192
- Green, R. F., Schmidt, M., & Liebert, J. 1986, *ApJS*, 61, 305
- Greenstein, J. L. 1939, *ApJ*, 90, 387
- Greenstein, J. L. 1956, in *Third Berkeley Symposium on Mathematical Statistics and Probability*, 11–29
- Greenstein, J. L. 1971, in *IAU Symposium*, Vol. 42, *White Dwarfs*, ed. W. J. Luyten, 46
- Greenstein, J. L. 1987, in *IAU Colloq. 95: Second Conference on Faint Blue Stars*, ed. A. G. D. Philip, D. S. Hayes, & J. W. Liebert, 3–18
- Greenstein, J. L. & Sargent, A. I. 1974, *ApJS*, 28, 157
- Greggio, L. & Renzini, A. 2011, *Stellar Populations. A User Guide from Low to High Redshift*
- 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
- Haft, M., Raffelt, G., & Weiss, A. 1994, *ApJ*, 425, 222
- Hagen, H. J., Groote, D., Engels, D., & Reimers, D. 1995, *A&AS*, 111, 195
- Hall, P. D. & Jeffery, C. S. 2016, *MNRAS*, 463, 2756
- Han, Z. 2008, *A&A*, 484, L31
- Han, Z., Podsiadlowski, P., Maxted, P. F. L., & Marsh, T. R. 2003, *MNRAS*, 341, 669
- Hansen, B. M. S., Richer, H., Kalirai, J., et al. 2015, *ApJ*, 809, 141
- Haro, G. & Luyten, W. J. 1962, *Boletín de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya*, 3, 37
- Harris, W. E. 2010, arXiv e-prints, arXiv:1012.3224
- Heber, U. 1986, *A&A*, 155, 33
- . 2009, *ARA&A*, 47, 211
- . 2016, *PASP*, 128, 082001
- Hertzsprung, E. 1915, *ApJ*, 42, 111
- . 1923, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 2, 15
- Herwig, F. 2005, *ARA&A*, 43, 435

- Herwig, F., Bloeker, T., Schoenberner, D., & El Eid, M. 1997, *A&A*, 324, L81
- Herwig, F., Pignatari, M., Woodward, P. R., et al. 2011, *ApJ*, 727, 89
- Herwig, F., Woodward, P. R., Lin, P.-H., Knox, M., & Fryer, C. 2014, *ApJ*, 792, L3
- Hirsch, H. A. 2009, PhD thesis, Friedrich-Alexander University Erlangen-Nürnberg
- Holberg, J. B. 2007, *Sirius – Brightest Diamond in the Night Sky*
- Hoof, S., Kahlhoefer, F., Scott, P., Weniger, C., & White, M. 2019, *Journal of High Energy Physics*, 2019, 191
- Hoyle, F. & Schwarzschild, M. 1955, *ApJS*, 2, 1
- Hu, H., Tout, C. A., Glebbeek, E., & Dupret, M. A. 2011, *MNRAS*, 418, 195
- Hu, J., Webb, J. K., Ayres, T. R., et al. 2019, *MNRAS*, 485, 5050
- Hulke, G., Rolfs, C., & Trautvetter, H. P. 1980, *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 297, 161
- Iben, Jr., I., Kaler, J. B., Truran, J. W., & Renzini, A. 1983, *ApJ*, 264, 605
- Iben, Jr., I. & Renzini, A. 1983, *ARA&A*, 21, 271
- Iben, I., J. 1976, *ApJ*, 208, 165
- Iben, Icko, J. & Rood, R. T. 1970, *ApJ*, 161, 587
- Iglesias, C. A. & Rogers, F. J. 1996, *ApJ*, 464, 943
- Iliadis, C. 2015, *Nuclear physics of stars* (Weinheim, Germany: Wiley-VCH)
- Imbriani, G., Costantini, H., Formicola, A., et al. 2005, *European Physical Journal A*, 25, 455
- Iriarte, B. & Chavira, E. 1957, *Boletín de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya*, 2, 3
- Isern, J., Catalán, S., García-Berro, E., & Torres, S. 2009, in *Journal of Physics Conference Series*, Vol. 172, *Journal of Physics Conference Series*, 012005
- Isern, J., García-Berro, E., Torres, S., & Catalán, S. 2008, *ApJ*, 682, L109
- Isern, J., Hernanz, M., & Garcia-Berro, E. 1992, *ApJ*, 392, L23
- Itoh, N., Hayashi, H., Nishikawa, A., & Kohyama, Y. 1996, *ApJS*, 102, 411
- Ivanova, N., Justham, S., Chen, X., et al. 2013, *A&A Rev.*, 21, 59
- Jeffery, C. S., Baran, A. S., Behara, N. T., et al. 2017, *MNRAS*, 465, 3101
- Jeffery, C. S. & Miszalski, B. 2019, *MNRAS*, 489, 1481
- Jeffery, C. S. & Saio, H. 2006a, *MNRAS*, 371, 659
- . 2006b, *MNRAS*, 372, L48
- . 2007, *MNRAS*, 378, 379

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Karakas, A. I. & Lattanzio, J. C. 2014, *PASA*, 31, e030
- Kawaler, S. D., Winget, D. E., Hansen, C. J., & Iben, I., J. 1986a, *ApJ*, 306, L41
- Kawaler, S. D., Winget, D. E., Iben, I., J., & Hansen, C. J. 1986b, *ApJ*, 302, 530
- Kepler, S. O. 2012, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 462, *Progress in Solar/Stellar Physics with Helio- and Asteroseismology*, ed. H. Shibahashi, M. Takata, & A. E. Lynas-Gray, 322
- Kepler, S. O., Pelisoli, I., Koester, D., et al. 2015, *MNRAS*, 446, 4078
- . 2016, *MNRAS*, 455, 3413
- . 2019, *MNRAS*, 486, 2169
- Kilkenny, D., Heber, U., & Drilling, J. S. 1988, *South African Astronomical Observatory Circular*, 12, 1
- Kilkenny, D., Koen, C., O'Donoghue, D., & Stobie, R. S. 1997, *MNRAS*, 285, 640
- Kilkenny, D., O'Donoghue, D., Hambly, N., & MacGillivray, H. 2010, *Ap&SS*, 329, 49
- Kim, J. E. 1979, *Phys. Rev. Lett.*, 43, 103
- Kippenhahn, R., Weigert, A., & Hofmeister, E. 1967, *Meth.Comput.Phys*, 7, 129
- Kippenhahn, R., Weigert, A., & Weiss, A. 2012, *Stellar Structure and Evolution*
- Kitsikis, A. 2008, PhD thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München
- Koester, D. & Kepler, S. O. 2015, *A&A*, 583, A86
- Kramer, M., Schneider, F. R. N., Ohlmann, S. T., et al. 2020, arXiv e-prints, arXiv:2007.00019
- Kumar, P. & Quataert, E. J. 1997, *ApJ*, 475, L143
- Kunz, R., Fey, M., Jaeger, M., et al. 2002, *ApJ*, 567, 643
- Kupfer, T., Bauer, E. B., Burdge, K. B., et al. 2019, *ApJ*, 878, L35
- Kupfer, T., Bauer, E. B., Marsh, T. R., et al. 2020, *ApJ*, 891, 45
- Kupfer, T., Geier, S., Heber, U., et al. 2015, *A&A*, 576, A44
- Landolt, A. U. 1968, *ApJ*, 153, 151
- Lanz, T., Brown, T. M., Sweigart, A. V., Hubeny, I., & Landsman, W. B. 2004, *ApJ*, 602, 342
- Latour, M., Dorsch, M., & Heber, U. 2019a, *A&A*, 629, A148
- Latour, M., Green, E. M., & Fontaine, G. 2019b, *A&A*, 623, L12
- Latour, M., Randall, S. K., Calamida, A., Geier, S., & Moehler, S. 2018, *A&A*, 618, A15
- Lecoanet, D. & Quataert, E. 2013, *MNRAS*, 430, 2363
- Ledoux, P. J. & Sauvenier-Goffin, E. 1950, *ApJ*, 111, 611

- Lee, T. D. 1950, *ApJ*, 111, 625
- Lee, U. & Bradley, P. A. 1993, *ApJ*, 418, 855
- Lei, Z., Zhao, J., Németh, P., & Zhao, G. 2018, *ApJ*, 868, 70
- . 2019, *ApJ*, 881, 135
- . 2020, *ApJ*, 889, 117
- Longland, R., Lorén-Aguilar, P., José, J., et al. 2011, *ApJ*, 737, L34
- Lorén-Aguilar, P., Isern, J., & García-Berro, E. 2009, *A&A*, 500, 1193
- Luo, Y., Németh, P., Deng, L., & Han, Z. 2019, *ApJ*, 881, 7
- Luyten, W. J. 1953, *AJ*, 58, 75
- Luyten, W. J. & Miller, W. C. 1951, *ApJ*, 114, 488
- Lynas-Gray, A. E. 2004, *Ap&SS*, 291, 197
- Maeda, K. & Shibahashi, H. 2014, *PASJ*, 66, 76
- Magni, G. & Mazzitelli, I. 1979, *A&A*, 72, 134
- Malaney, R. A. & Fowler, W. A. 1988, *ApJ*, 333, 14
- Marino, A. F., Milone, A. P., Yong, D., et al. 2017, *ApJ*, 843, 66
- Marshak, R. E. 1940, *ApJ*, 92, 321
- Maxted, P. F. L., Heber, U., Marsh, T. R., & North, R. C. 2001, *MNRAS*, 326, 1391
- McGraw, J. T. 1977, PhD thesis, Texas Univ., Austin.
- McGraw, J. T., Starrfield, S. G., Liebert, J., & Green, R. 1979, in *IAU Colloq. 53: White Dwarfs and Variable Degenerate Stars*, ed. H. M. van Horn, V. Weidemann, & M. P. Savedoff, 377
- Mengel, J. G., Norris, J., & Gross, P. G. 1976, *ApJ*, 204, 488
- Mestel, L. 1952, *MNRAS*, 112, 583
- Michaud, G., Richer, J., & Richard, O. 2011, *A&A*, 529, A60
- Mihalas, D. 1978, *Stellar atmospheres*
- Miller Bertolami, M. M. 2009, PhD thesis, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata
- 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., Serenelli, A. M., & Panei, J. A. 2006, *A&A*, 449, 313

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Miller Bertolami, M. M., Althaus, L. G., Unglaub, K., & Weiss, A. 2008, *A&A*, 491, 253
- Miller Bertolami, M. M., Battich, T., Córscico, A. H., Christensen-Dalsgaard, J., & Althaus, L. G. 2020, *Nature Astronomy*, 4, 67
- Miller Bertolami, M. M., Córscico, A. H., & Althaus, L. G. 2011, *ApJ*, 741, L3
- Miller Bertolami, M. M., Córscico, A. H., Zhang, X., Althaus, L. G., & Jeffery, C. S. 2013, in *European Physical Journal Web of Conferences*, Vol. 43, *European Physical Journal Web of Conferences*, 04004
- Miller Bertolami, M. M., Melendez, B. E., Althaus, L. G., & Isern, J. 2014, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2014, 069
- Milone, A. P., Marino, A. F., Cassisi, S., et al. 2012, *ApJ*, 754, L34
- Mocák, M., Müller, E., Weiss, A., & Kifonidis, K. 2009, *A&A*, 501, 659
- Moehler, S. 1999, *Reviews in Modern Astronomy*, 12, 281
- Morales-Rueda, L., Maxted, P. F. L., Marsh, T. R., North, R. C., & Heber, U. 2003, *MNRAS*, 338, 752
- Moravveji, E., Moya, A., & Guinan, E. F. 2012, *ApJ*, 749, 74
- Münch, G. 1958, *ApJ*, 127, 642
- Nakagawa, M., Adachi, T., Kohyama, Y., & Itoh, N. 1988, *ApJ*, 326, 241
- Nakagawa, M., Kohyama, Y., & Itoh, N. 1987, *ApJ*, 322, 291
- Napiwotzki, R., Karl, C. A., Nelemans, G., et al. 2005, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 334, *New Results from the Supernova Ia Progenitor Survey*, ed. D. Koester & S. Moehler, 375
- Naslim, N., Geier, S., Jeffery, C. S., et al. 2012, *MNRAS*, 423, 3031
- Naslim, N., Jeffery, C. S., Ahmad, A., Behara, N. T., & Şahin, T. 2010, *MNRAS*, 409, 582
- Naslim, N., Jeffery, C. S., Behara, N. T., & Hibbert, A. 2011, *MNRAS*, 412, 363
- Naslim, N., Jeffery, C. S., Hibbert, A., & Behara, N. T. 2013, *MNRAS*, 434, 1920
- Naslim, N., Jeffery, C. S., & Woolf, V. M. 2020, *MNRAS*, 491, 874
- Nelemans, G. 2010, *Ap&SS*, 329, 25
- Németh, P., Kawka, A., & Vennes, S. 2012, *MNRAS*, 427, 2180
- Østensen, R. H. 2006, *Baltic Astronomy*, 15, 85
- Østensen, R. H., Degroote, P., Telting, J. H., et al. 2012, *ApJ*, 753, L17
- Østensen, R. H. & van Winckel, H. 2011, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 447, *Hot Subdwarf Stars as Tracers of Binary Stellar Evolution*, ed. L. Schmid-tobreick, M. R. Schreiber, & C. Tappert, 171

- Østensen, R. H. & Van Winckel, H. 2012, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 452, *Radial-velocity Monitoring of Long-period Hot-subdwarf + Main-sequence Binaries with HERMES@Mercator*, ed. D. Kilkeny, C. S. Jeffery, & C. Koen, 163
- Paczynski, B. 1976, in *IAU Symposium*, Vol. 73, *Structure and Evolution of Close Binary Systems*, ed. P. Eggleton, S. Mitton, & J. Whelan, 75
- Palla, F. & Baraffe, I. 2005, *A&A*, 432, L57
- Paquette, C., Pelletier, C., Fontaine, G., & Michaud, G. 1986, *ApJS*, 61, 177
- Peccei, R. 2008, *Lect.Notes Phys.*, 741, 3
- Peccei, R. D. 2010, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1274, *American Institute of Physics Conference Series*, ed. D. B. Tanner & K. A. van Bibber, 7–13
- Peccei, R. D. & Quinn, H. R. 1977, *Physical Review Letters*, 38, 1440
- Pels, G. & Blaauw, A. 1953, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 12, 7
- Pietrinferni, A., Cassisi, S., Salaris, M., & Castelli, F. 2006, *ApJ*, 642, 797
- Pietrinferni, A., Cassisi, S., Salaris, M., Cordier, D., & Castelli, F. 2007, in *IAU Symposium*, Vol. 241, *Stellar Populations as Building Blocks of Galaxies*, ed. A. Vazdekis & R. Peletier, 39–40
- Podsiadlowski, P. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 401, *RS Ophiuchi (2006) and the Recurrent Nova Phenomenon*, ed. A. Evans, M. F. Bode, T. J. O’Brien, & M. J. Darnley, 63
- Podsiadlowski, P., Rappaport, S., & Pfahl, E. D. 2002, *ApJ*, 565, 1107
- Preskill, J., Wise, M. B., & Wilczek, F. 1983, *Physics Letters B*, 120, 127
- Raffelt, G. & Weiss, A. 1995, *Phys. Rev.*, D51, 1495
- Raffelt, G. G. 1986, *Phys. Rev. D*, 33, 897
- . 1996, *Stars as laboratories for fundamental physics : the astrophysics of neutrinos, axions, and other weakly interacting particles*
- Randall, S. K., Bagnulo, S., Ziegerer, E., Geier, S., & Fontaine, G. 2015, *A&A*, 576, A65
- Randall, S. K., Calamida, A., Fontaine, G., et al. 2016, *A&A*, 589, A1
- Rauscher, T., Applegate, J. H., Cowan, J. J., Thielemann, F.-K., & Wiescher, M. 1994, *ApJ*, 429, 499
- Rauscher, T. & Thielemann, F.-K. 2000, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 75, 1
- Redaelli, M., Kepler, S. O., Costa, J. E. S., et al. 2011, *MNRAS*, 415, 1220
- Reid, J., Duff, I., & Erisman, A. 1986, *Evans, DJ, éditeur: Software for Numerical Mathematics*, 29
- Reindl, N., Rauch, T., Werner, K., et al. 2014a, *A&A*, 572, A117
- Reindl, N., Rauch, T., Werner, K., Kruk, J. W., & Todt, H. 2014b, *A&A*, 566, A116

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Renzini, A. 1979, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 75, Stars and star systems, ed. B. E. Westerlund, 155–171
- Renzini, A. 1981, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 89, IAU Colloq. 59: Effects of Mass Loss on Stellar Evolution, ed. C. Chiosi & R. Stalio, 319–336
- Ricker, G. R., Winn, J. N., Vanderspek, R., et al. 2015, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 1, 014003
- Rodríguez-López, C., Lynas-Gray, A. E., Kilkenny, D., et al. 2010a, *MNRAS*, 401, 23
- Rodríguez-López, C., MacDonald, J., Amado, P. J., Moya, A., & Mullan, D. 2014, *MNRAS*, 438, 2371
- Rodríguez-López, C., Moya, A., Garrido, R., et al. 2010b, *MNRAS*, 402, 295
- Rogers, F. J. & Nayfonov, A. 2002, *ApJ*, 576, 1064
- Rogers, F. J., Swenson, F. J., & Iglesias, C. A. 1996, *ApJ*, 456, 902
- Rogers, T. M., Lin, D. N. C., McElwaine, J. N., & Lau, H. H. B. 2013, *ApJ*, 772, 21
- Rolland, B., Bergeron, P., & Fontaine, G. 2018, *ApJ*, 857, 56
- Romero, A. D. 2012, PhD thesis, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata. Tesis de doctorado.
- Romero, A. D., Córscico, A. H., & Althaus, L. G. 2007, *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, 50, 141
- Russell, H. N. 1914, *Popular Astronomy*, 22, 275
- . 1944, *AJ*, 51, 13
- Saio, H. & Jeffery, C. S. 2002, *MNRAS*, 333, 121
- . 2019, *MNRAS*, 482, 758
- Salaris, M. & Cassisi, S. 2005, *Evolution of Stars and Stellar Populations*
- Salpeter, E. E. 1954, *Australian Journal of Physics*, 7, 373
- Salpeter, E. E. & van Horn, H. M. 1969, *ApJ*, 155, 183
- Samadi, R., Belkacem, K., Goupil, M. J., et al. 2010, *Ap&SS*, 328, 253
- Samadi, R., Belkacem, K., & Sonoi, T. 2015, in *EAS Publications Series*, Vol. 73-74, *EAS Publications Series*, 111–191
- Sandage, A. & Wallerstein, G. 1960, *ApJ*, 131, 598
- Schaffneroth, V., Barlow, B. N., Drechsel, H., & Dunlap, B. H. 2015, *A&A*, 576, A123
- Schaffneroth, V., Barlow, B. N., Geier, S., et al. 2019, *A&A*, 630, A80
- Schaffneroth, V., Classen, L., Nagel, K., et al. 2014a, *A&A*, 570, A70
- Schaffneroth, V., Geier, S., Heber, U., et al. 2014b, *A&A*, 564, A98

- Schindewolf, M. 2018, PhD thesis, Der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Friedrich-Alexander-Universität, Erlangen-Nürnberg.
- Schindewolf, M., Németh, P., Heber, U., et al. 2018, *A&A*, 620, A36
- Schoenberner, D. 1979, *A&A*, 79, 108
- Schröder, K. P. & Cuntz, M. 2005, *ApJ*, 630, L73
- Schwab, J. 2018, *MNRAS*, 476, 5303
- Schwab, J., Shen, K. J., Quataert, E., Dan, M., & Rosswog, S. 2012, *MNRAS*, 427, 190
- Segretain, L., Chabrier, G., Hernanz, M., et al. 1994a, *ApJ*, 434, 641
- . 1994b, *ApJ*, 434, 641
- Serenelli, A. 2006, *Nucleosynthesis in Low Mass Very Metal Poor AGB Stars*, 322
- Sevior, M. E., Mitchell, L. W., Tingwell, C. I. W., & Sargood, D. O. 1986, *Nucl. Phys. A*, 454, 128
- Shifman, M. A., Vainshtein, A. I., & Zakharov, V. I. 1980, *Nuc. Phys. B*, 166, 493
- Shiode, J. H., Quataert, E., Cantiello, M., & Bildsten, L. 2013, *MNRAS*, 430, 1736
- Siess, L. 2007, *A&A*, 476, 893
- Silva Aguirre, V., Catelan, M., Weiss, A., & Valcarce, A. A. R. 2008, *A&A*, 489, 1201
- Silvotti, R., Ostensen, R. H., & Telting, J. H. 2020, arXiv e-prints, arXiv:2002.04545
- Soker, N. 2004, in *IAU Symposium, Vol. 219, Stars as Suns : Activity, Evolution and Planets*, ed. A. K. Dupree & A. O. Benz, 323
- Sonoi, T. & Shibahashi, H. 2012, *MNRAS*, 422, 2642
- Staff, J. E., Menon, A., Herwig, F., et al. 2012, *ApJ*, 757, 76
- Stobie, R. S., Kilkenny, D., O'Donoghue, D., et al. 1997, *MNRAS*, 287, 848
- Stoner, E. 1930, *The London*, 9, 944
- Stroeer, A., Heber, U., Lisker, T., et al. 2007, *A&A*, 462, 269
- Sullivan, P. W., Winn, J. N., Berta-Thompson, Z. K., et al. 2015, *ApJ*, 809, 77
- Sweigart, A. V. 1997, *ApJ*, 474, L23
- Tailo, M., D'Antona, F., Vesperini, E., et al. 2015, *Nature*, 523, 318
- Tailo, M., Di Criscienzo, M., D'Antona, F., Caloi, V., & Ventura, P. 2016, *MNRAS*, 457, 4525
- Takahashi, K. & Yokoi, K. 1987, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 36, 375
- Tassoul, M. 1980, *ApJS*, 43, 469
- Tassoul, M., Fontaine, G., & Winget, D. E. 1990, *ApJS*, 72, 335



## BIBLIOGRAFÍA

---

- Thielemann, F., Arnould, M., Truran, J., & Vangioni-Flam, E. 1987, *Frontiere*, Gif sur Yvette
- Timmes, F. X. 1999, *ApJS*, 124, 241
- Tremblay, P. E., Cukanovaite, E., Gentile Fusillo, N. P., Cunningham, T., & Hollands, M. A. 2019, *MNRAS*, 482, 5222
- Unno, W., Osaki, Y., Ando, H., & Shibahashi, H. 1979, *Nonradial oscillations of stars*
- van Wormer, L., Görres, J., Iliadis, C., Wiescher, M., & Thielemann, F. K. 1994, *ApJ*, 432, 326
- Vennes, S., Kawka, A., & Németh, P. 2011, *MNRAS*, 410, 2095
- Vos, J., Bobrick, A., & Vuckovic, M. 2020, arXiv e-prints, arXiv:2003.05665
- Vos, J., Németh, P., Vučković, M., Østensen, R., & Parsons, S. 2018, *MNRAS*, 473, 693
- Vos, J., Østensen, R., & Van Winckel, H. 2014, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 481, *Long Period sdB + MS Binaries with Mercator*, ed. V. van Grootel, E. Green, G. Fontaine, & S. Charpinet, 265
- Vos, J., Østensen, R. H., Marchant, P., & Van Winckel, H. 2015, *A&A*, 579, A49
- Vos, J., Østensen, R. H., Vučković, M., & Van Winckel, H. 2017, *A&A*, 605, A109
- Vos, J., Vučković, M., Chen, X., et al. 2019, *MNRAS*, 482, 4592
- Wagoner, R. V. 1969, *ApJS*, 18, 247
- Wallace, R. K., Woosley, S. E., & Weaver, T. A. 1982, *ApJ*, 258, 696
- Webbink, R. F. 1984, *ApJ*, 277, 355
- Weinberg, S. 1978, *Physical Review Letters*, 40, 223
- Weiss, A. & Ferguson, J. W. 2009, *A&A*, 508, 1343
- Werner, K. & Herwig, F. 2006, *PASP*, 118, 183
- Winget, D. E., Hansen, C. J., & van Horn, H. M. 1983a, *Nature*, 303, 781
- Winget, D. E. & Kepler, S. O. 2008, *ARA&A*, 46, 157
- Winget, D. E., Robinson, E. L., Nather, R. D., & Fontaine, G. 1982, *ApJ*, 262, L11
- Winget, D. E., Sullivan, D. J., Metcalfe, T. S., Kawaler, S. D., & Montgomery, M. H. 2004, *ApJ*, 602, L109
- Winget, D. E., van Horn, H. M., Tassoul, M., Hansen, C. J., & Fontaine, G. 1983b, *ApJ*, 268, L33
- Wisotzki, L., Koehler, T., Groote, D., & Reimers, D. 1996, *A&AS*, 115, 227
- Worthey, G. 1994, *ApJS*, 95, 107
- Woudt, P. A., Kilkenny, D., Zietsman, E., et al. 2006, *MNRAS*, 371, 1497
- Wu, Y., Chen, X., Chen, H., Li, Z., & Han, Z. 2020, *A&A*, 634, A126

- Xiong, H., Chen, X., Podsiadlowski, P., Li, Y., & Han, Z. 2017, *A&A*, 599, A54
- Yungelson, L. R. & Tutukov, A. V. 2005, *Astronomy Reports*, 49, 871
- Zhang, X. & Jeffery, C. S. 2012, *MNRAS*, 419, 452
- Zhitnitsky, A. 1980, *Sov.J.Nucl.Phys.*, 31, 260
- Zwicky, F. 1965, in *First Conference on Faint Blue Stars*, ed. W. J. Luyten, 3