



Universidad Nacional de La Plata  
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis de Licenciatura en Astronomía  
INCERTEZAS EN LA ESTRATIFICACIÓN QUÍMICA  
DEL NÚCLEO DE LAS ENANAS BLANCAS

Francisco C. De Gerónimo

Director: Dr. Leandro G. Althaus  
Co-Director: Dr. Alejandro H. Córscico

LA PLATA, ARGENTINA  
- MARZO DE 2013 -



A mis padres Irene y Dippy, por haberme fomentado las ganas de investigar y estudiar una carrera que me guste. Por la paciencia, el apoyo y el cariño que siempre tuvieron.

A mis hermanos Nicolás y Angeles, que también los considero mis amigos, por toda la buena onda y todos los momentos excelentes que siempre me esperaban en Balcarce.

A mis hermanos del alma que conocí en La Plata Fede, Maxi y Ale, grandes personas que agradezco haberme cruzado en la vida.

A mi tía Elena por todo el apoyo que me diste junto con tu familia.

A Leandro, Alejandro y Marcelo por toda la paciencia y buena predisposición para atender mis dudas.

A Fede B. y Juan, por la gran ayuda que me han dado cada vez que lo necesité.

A todos los chicos de Inti y amigos que hice en esta Facultad.

A Marina, mi amor, por haberme ayudado tanto. Que estés conmigo hizo que todo fuese mucho más fácil.

A AC/DC por el rock...



# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Contexto general de la Tesis . . . . .	1
1.2. Diagrama Hertzsprung Russell . . . . .	1
1.3. Motivación y objetivos . . . . .	2
<b>2. Ecuaciones de evolución y descripción del LPCODE</b>	<b>7</b>
2.1. Ecuaciones de evolución estelar . . . . .	7
2.1.1. Evolución química . . . . .	8
2.2. Física incluida en el código de evolución . . . . .	9
2.3. Breve descripción numérica . . . . .	11
<b>3. Procesos de Mezcla</b>	<b>13</b>
3.1. Procesos de Mezcla durante la quema de He . . . . .	14
3.1.1. Mezcla en estrellas de masa baja e intermedia . . . . .	14
3.1.2. Breathing Pulse . . . . .	16
3.1.3. Teoría de mezcla utilizada . . . . .	16
<b>4. La tasa de la reacción <math>^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}</math></b>	<b>19</b>
4.1. Captura $3\alpha$ . . . . .	19
4.2. Captura $\alpha+^{12}\text{C}$ . . . . .	19
4.2.1. Tasa de reacción utilizada . . . . .	21
<b>5. Resultados de las simulaciones</b>	<b>27</b>
5.1. Consideraciones preliminares . . . . .	27
5.2. Secuencia principal . . . . .	28
5.3. Evolución post secuencia principal . . . . .	32
5.4. Etapa de quema central de Helio y AGB temprana . . . . .	33
5.5. Pulsos térmicos . . . . .	41
<b>6. Conclusiones</b>	<b>51</b>



# Índice de figuras

1.1. Diagrama HR . . . . .	3
3.1. Comportamiento del gradiente de temperatura. . . . .	15
3.2. Región de semi-convección Sweigart (1990). . . . .	16
4.1. Esquema de los niveles del núcleo de $^{16}\text{O}$ . . . . .	22
4.2. Comparación tasas de Kunz y Angulo (NACRE) entre las temperaturas de interés. . . . .	24
4.3. Valores adoptados de los coeficientes de la expresión analítica de Kunz. . . . .	25
5.1. Diagrama HR para estrellas de 2.5, 4 y $6M_{\odot}$ . . . . .	27
5.2. Abundancia de He contra el tiempo. . . . .	28
5.3. Diagrama HR $M = 4M_{\odot}$ tomando ambas tasas de reacción. . . . .	29
5.4. Diagrama HR $M = 4M_{\odot}$ evaluando el impacto de los BP. . . . .	29
5.5. Diagrama HR $4M_{\odot}$ . . . . .	30
5.6. Evolución temporal de la temperatura central. . . . .	31
5.7. Gradientes adiabático y radiativo etapa de quema de H. . . . .	32
5.8. Perfiles químicos al final de la quema de H. . . . .	33
5.9. Luminosidades $L_{\text{pp}}$ , $L_{\text{CNO}}$ y $L_{\text{He}}$ . . . . .	34
5.10. Quema central de He para distintas tasas de reacción. . . . .	36
5.11. Quema central de He considerando BP. . . . .	37
5.12. Quema central de He. . . . .	38
5.13. Perfil químico $2.5M_{\odot}$ . . . . .	40
5.14. Perfil químico $4M_{\odot}$ . . . . .	41
5.15. Perfil químico $6M_{\odot}$ . . . . .	42
5.16. $L_{\text{He}}$ vs. t. . . . .	44
5.17. $L_{\text{He}}$ vs. t. . . . .	44
5.18. Perfil químico $2.5M_{\odot}$ . . . . .	45
5.19. Perfil químico $4M_{\odot}$ . . . . .	46
5.20. Perfil químico $6M_{\odot}$ . . . . .	47
5.21. Perfil de oxígeno. . . . .	48
5.22. Perfiles de oxígeno. . . . .	49



# Índice de tablas

5.1. Tiempos de la etapa de quema de H. . . . .	31
5.2. Tabla comparativa tiempos de quema de He. . . . .	35
5.3. Tabla de tiempos en el BL. . . . .	38
5.4. Tabla comparativa abundancia CO. . . . .	43



# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. Contexto general de la Tesis

Las estrellas son los bloques fundamentales que conforman las galaxias y, por extensión, el Universo. La comprensión de la estructura estelar es sumamente importante cuando se quiere estudiar las distintas ramas de la astrofísica, ya que estas se basan en modelos estelares detallados.

Muchas de las técnicas desarrolladas en los últimos tiempos hacen uso de modelos de evolución estelar y son empleadas para estimar distancias, edades, historias de formación estelar y evolución química de las galaxias; obtener este tipo de información es un paso necesario para enfrentar problemas cosmológicos fundamentales como el estado dinámico y estructura del universo, formación de la Galaxia y mecanismos de evolución. Debido a esto, la descripción del interior estelar en forma realista es de crucial importancia para poder analizar eficientemente los datos provistos por telescopios y misiones espaciales.

Cabe destacar también que la mayoría de los elementos químicos que conocemos han sido creados en el interior de las estrellas. Así, el entendimiento de la evolución química del universo se basa en nuestra habilidad de describir los detalles de la estructura interna de las mismas.

Las estrellas también pueden ser utilizadas como laboratorios de física de partículas (Rafelt, 1996). Debido a las temperaturas y presiones extremas que son alcanzadas en algunas de sus etapas evolutivas, las estrellas son un marco adecuado para la descripción de procesos que no se pueden replicar en los laboratorios terrestres. Finalmente, una detallada descripción de la estructura estelar es de primordial importancia para entender el evento de supernova (Althaus et al., 2010a).

Los trabajos de Chandrasekhar, Fowler, Bethe, Iben y muchos más, crearon la base de la teoría moderna de estructura estelar. El advenimiento de las computadoras y técnicas numéricas avanzadas ayudaron a desarrollar una teoría consistente, coherente y muy detallada que hizo posible la comparación entre modelos teóricos con una enorme cantidad de información adquirida observacionalmente.

### 1.2. Diagrama Hertzsprung Russell

Repasemos un poco el conocido *Diagrama Hertzsprung Russell* (HR). Las propiedades de las estrellas que son más directas de inferir son su luminosidad (potencia emitida) y temperatura superficial. En particular nos interesan la potencia emitida en todo el espectro de longitudes de onda, llamada *luminosidad bolométrica*  $L$ , y la *temperatura efectiva*  $T_{\text{eff}}$ , que es la temperatura de un cuerpo negro que emite con la misma luminosidad.

## 1. Introducción

---

El diagrama HR nos muestra el resultado de observaciones sobre la relación existente entre la luminosidad y la temperatura efectiva de la estrella. Este diagrama es valioso porque muestra que las estrellas no tienen temperaturas superficiales y luminosidades al azar; ambos factores están correlacionados. La figura 1.1 muestra un diagrama HR típico. Cada punto representa una estrella cuya luminosidad y temperatura han sido determinadas.

Se puede esquematizar la distribución de estrellas de la siguiente manera:

- **Secuencia principal (MS):** La mayor parte de las estrellas se distribuye a lo largo de esta secuencia que se extiende diagonalmente en el diagrama HR, desde las estrellas calientes brillantes azuladas, en la esquina superior izquierda del diagrama, hasta las tenues y frías ubicadas en la esquina inferior derecha. El 91 % de las estrellas que rodean el sistema solar caen en esta categoría. Las observaciones muestran que el número de estrellas en la secuencia principal decae con el incremento de la temperatura superficial.
- **Rama de las gigantes rojas (RG):** Ubicadas a la derecha de la secuencia principal, se caracterizan por tener gran tamaño y brillo, y bajas temperaturas superficiales.
- **Rama horizontal (HB):** Desde la rama de las gigantes rojas se extiende hacia la izquierda otro grupo de estrellas brillantes y escasas: la *rama horizontal*. Muchas de las mismas son estrellas variables intrínsecas.
- **Enanas Blancas (WD):** Finalmente, en la parte inferior del diagrama hay un grupo de estrellas de baja luminosidad pero de altas temperaturas, y pequeñas comparadas con el Sol. Son remanentes de estrellas de masa baja e intermedia.

Este diagrama será muy importante cuando analicemos los tracks evolutivos.

### 1.3. Motivación y objetivos

Una de las predicciones más importantes de la teoría de evolución estelar está relacionada a la evolución y estructura química de las estrellas. Aún así, en la actualidad, existen cuestiones físicas que no están completamente resueltas (tales como procesos de mezcla, reacciones nucleares, etc) que impiden tener una teoría totalmente precisa.

Determinar la estructura química de las estrellas es sumamente importante para conocer la evolución química de la galaxia, entre otras cosas. Durante su evolución, las estrellas progenitoras de enanas blancas pasan por etapas de pérdida de masa expulsando capas externas ricas en carbono, nitrógeno y oxígeno, enriqueciendo así el material interestelar. Estrellas más masivas finalizarán su evolución explotando como supernovas, aportando de esta manera nuevos elementos químicos al entorno.

Particularmente, estrellas de masas baja<sup>1</sup> e intermedia<sup>2</sup> finalizarán su evolución como enanas blancas. El perfil químico interno de este tipo de estrellas es el producto de diversos procesos físicos que ocurren durante distintas etapas de su evolución. A lo largo de la etapa de gigante roja, las estrellas progenitoras transforman una parte de su núcleo de helio (que es el residuo de la etapa previa de quema de hidrógeno) en carbono y oxígeno, además de una pequeña cantidad de neón. Durante esta etapa de quema central, el perfil químico de

---

<sup>1</sup>Se definen como estrellas de baja masa a aquellas que desarrollan un núcleo de helio degenerado inmediatamente después de la fase de secuencia principal, lo que impone un límite superior en la masa de las estrellas de  $2-2.3M_{\odot}$ , y uno inferior de  $0.8-1.0M_{\odot}$  en la secuencia principal (Iben and Renzini, 1983).

<sup>2</sup>Se definen como estrellas de masa intermedia a aquellas que encienden el helio en condiciones no degeneradas, pero desarrollan un núcleo de carbono-oxígeno (C-O) degenerado luego de la quema del helio en el centro, esto nos da un límite superior para la masa de la estrella de  $8-9M_{\odot}$  (Iben and Renzini, 1983).

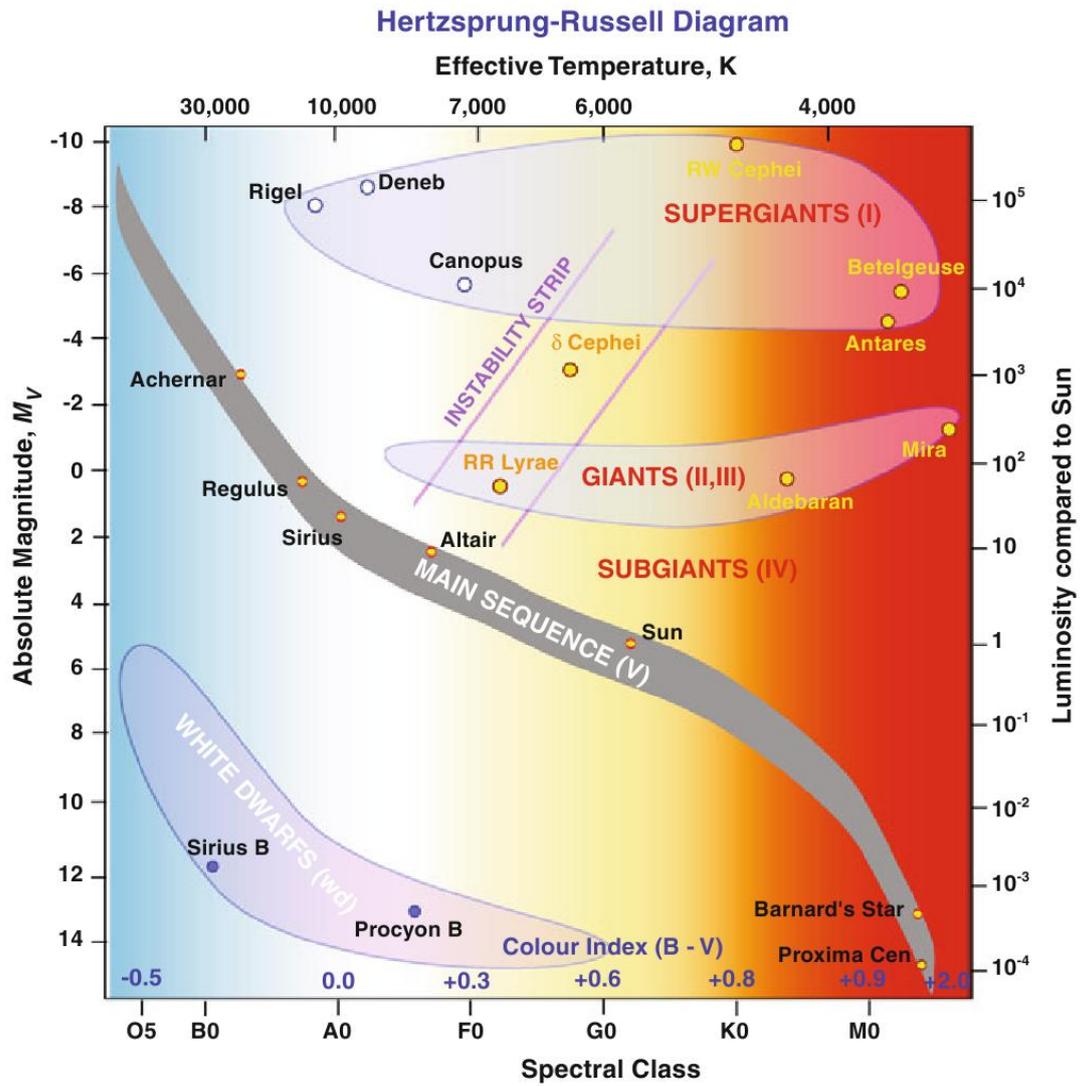


Figura 1.1. Diagrama Hertzsprung Russell (R. Hollow, CSIRO).

lo que será en un futuro una enana blanca, es creado. La creación de un núcleo convectivo, fomentado por las reacciones nucleares, determinará la estructura química del núcleo.

En la primera etapa de quema de helio (temperaturas del núcleo estelar  $T > 10^8 K$ ) la reacción triple- $\alpha$  es el proceso dominante, mientras que luego de haberse generado una abundancia significativa de carbono, la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  pasa a controlar esta etapa. Una de las mayores incertezas en la estructura química interna de las estrellas evolucionadas está vinculada a la falta de conocimiento en el tratamiento de la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ . Esta reacción es probablemente la más importante en la astrofísica nuclear y afecta fuertemente la producción de todos los elementos químicos más pesados que el oxígeno como así también la evolución estelar desde la quema de helio hasta las últimas etapas. En particular, a temperaturas estelares, la eficiencia de esta reacción relativa a la de captura triple- $\alpha$  determina cuánto carbono es convertido a oxígeno y, por lo tanto, la abundancia de carbono-oxígeno en las gigantes rojas. Los procesos de quema en etapas evolutivas siguientes a la quema de helio son sensibles a la tasa de esta reacción, por lo que la evolución final de estrellas masivas está directamente relacionada con nuestro conocimiento de la misma. Además de este aspecto, la fracción de oxígeno esperada al final de la quema de helio depende de las condiciones específicas de los modelos estelares tales como la convección y episodios de mezcla adicionales, como por ejemplo *overshooting* (OV) y semiconvección.

La gran cantidad de información obtenida observacionalmente ha hecho posible usar las secuencias de enfriamiento de las enanas blancas como indicadores de edad y distancias para una amplia variedad de poblaciones estelares, incluyendo el disco (García-Berro et al., 1988a,b; Winget and van Horn, 1987), y cúmulos globulares y abiertos (García-Berro et al., 2010; Jeffery et al., 2010; Richer et al., 1997; von Hippel and Gilmore, 2000).

Las enanas blancas también juegan un rol importante en algunos tipos de binarias interactuantes, ya que son candidatas a ser progenitores de supernovas tipo Ia. Se piensa que estas son el resultado de la explosión de una enana blanca que excede el límite de Chandrasekhar debido a la acreción de masa proveniente de su compañera.

La rama de la astronomía conocida como Astrosismología aprovecha las propiedades pulsacionales de estas estrellas para explorar las regiones internas que, de otra manera, permanecerían inaccesibles a la observación directa. Gracias a esta técnica, se han podido abordar problemas tales como el de la composición química nuclear de estrellas de baja masa, la teoría de cristalización a altas densidades (Althaus et al., 2010a), la restricción de los valores de las tasas de reacción como por ejemplo la del  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  (Metcalf et al., 2002), e inclusive determinar propiedades de partículas elementales (Córscico et al., 2012).

La presente tesis está orientada a determinar la incerteza en los perfiles químicos de C/O esperado en las estrellas enanas blancas como consecuencia de las actuales incertezas en la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  y en los procesos extra mezcla durante la quema central de helio. Específicamente se investigaron las incertezas en los perfiles químicos de C/O para un amplio rango de masas estelares desde la etapa de secuencia principal, pasando por la etapa de gigante roja y quema central de helio, hasta llegar a los llamados pulsos térmicos. Se analizaron las secuencias evolutivas para estrellas de 2.5, 4 y 6  $M_{\odot}$ , con metalicidad tipo solar ( $X_H = 0.725$ ,  $Z=0.01$ ). Decidimos no calcular la evolución completa de estrellas de  $M \simeq 1M_{\odot}$ , debido a que, para calcular la evolución total hay que calcular el flash central de helio. Si bien el LPCODE puede hacerlo, el tiempo de cómputo es mucho mayor. Para analizar las incertezas se consideró una nueva tasa más actualizada para la reacción  $^{12}\text{C}(^4\text{He}, \gamma)^{16}\text{O}$  (Kunz et al., 2002). Las secuencias obtenidas con esta tasa fueron comparadas con las obtenidas utilizando la provista por Angulo et al. (1999). Además, como ya se comentó, el perfil final de oxígeno es afectado por la ocurrencia de procesos extra mezcla como el OV y los llamados *breathing pulses* (BP).

En las secuencias evolutivas se incluyó el fenómeno de OV tanto en las etapas de quema central de hidrógeno, como en la quema central de helio, excepto en los casos que se indique lo contrario. Hacia el final de la quema de helio, cuando la abundancia central del helio se ha reducido a un 10 %, ocurren los BP. Los tracks evolutivos precursores tuvieron en cuenta este fenómeno que, se cree, puede estar relacionado con la aproximación de mezcla instantánea cuando la convección toma lugar (Salaris and Cassisi, 2005). La evidencia observacional sugeriría que la ocurrencia de este fenómeno es muy baja, por lo que además se consideraron secuencias sin este fenómeno. Esto será analizado más profundamente en el Capítulo 3.

El cálculo de cada secuencia se realizó con el código de evolución estelar LPCODE, el cual posee una descripción física actualizada y apropiada. Recientemente se le ha incorporado una nueva ecuación de estado (OPAL) y un set de opacidades moleculares para distintas abundancias de C/O y metalicidad.



## Capítulo 2

# Ecuaciones de evolución y descripción del LPCODE

En este capítulo introduciremos las ecuaciones de evolución estelar de manera resumida, así como también la base del tratamiento numérico empleado por el código de evolución LPCODE. Además describiremos la física incluida en el código.

Se considerará a la estrella como un objeto esférico, teniendo en cuenta que esta aproximación ha sido de gran utilidad y ha brindado resultados exitosos en estudios teóricos y simulaciones numéricas.

### 2.1. Ecuaciones de evolución estelar

Para poder describir el interior estelar necesitaremos ecuaciones matemáticas que expliquen el comportamiento del gas. Las expresiones analíticas que son usadas en la teoría de evolución estelar se basan en algunas suposiciones:

- Las estrellas son sistemas con simetría esférica. Los efectos de rotación y campos magnéticos son despreciables.
- La evolución temporal de la estructura estelar puede ser descrita por una secuencia de modelos en equilibrio hidrostático, lo que implica que la presión y densidad crecen hacia el centro.
- La materia en cada capa está cerca del equilibrio termodinámico local. La radiación puede ser descrita por la función de Planck en cada punto de la estrella. Cada capa estelar puede tomarse como un cuerpo negro.
- Los mecanismos de transporte de elementos químicos dentro de la estrella son la convección y procesos extramezcla como el OV.

Las ecuaciones que determinan la estructura y evolución estelar, escritas en formulación lagrangiana (usando  $m$  como variable independiente) resultan (Kippenhahn and Weigert, 1990):

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

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

$$\frac{\partial l}{\partial m} = \epsilon_{\text{nuc}} - \epsilon_{\nu} - c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\delta}{\rho} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (2.3)$$

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

donde las cantidades involucradas son: variable masa ( $m$ ), tiempo ( $t$ ), distancia desde el centro de la estrella ( $r = r(m, t)$ ), presión ( $P = P(m, t)$ ), luminosidad ( $l = l(m, t)$ ), temperatura ( $T = T(m, t)$ ), densidad de masa ( $\rho$ ), energía nuclear liberada por unidad de masa y de tiempo ( $\epsilon_{\text{nuc}}$ ), energía liberada por neutrinos por unidad de masa y de tiempo ( $\epsilon_{\nu}$ ), calor específico a presión constante por unidad de masa ( $c_p$ ), gradiente adimensional de temperatura ( $\nabla = \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P}\right)$ ) y el coeficiente de expansión térmica ( $\delta = \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T}\right)_P$ ). Además  $G$  es la constante de gravitación universal,  $c$  la velocidad de la luz en el vacío,  $a$  la constante de densidad de radiación.

Las ecuaciones numeradas anteriormente expresan leyes físicas conocidas: la primera corresponde a la definición de la masa, la segunda a la ecuación de Euler en simetría esférica y, la tercera, la conservación de la energía. La cuarta ecuación determina el valor de  $\nabla$ , por lo que fijará el transporte de energía dentro del interior estelar.

La cantidad  $\nabla$  en la ecuación de transporte de energía (2.4) es una cantidad fundamental, que determina la estratificación de la temperatura en el interior estelar. Cuando el transporte es por radiación o conducción,  $\nabla$  toma la forma:

$$\nabla_{\text{rad}} = \frac{3}{16\pi acG} \frac{\kappa l P}{m T^4} \quad (2.5)$$

donde  $\kappa$  es la opacidad radiativa y/o conductiva. En el caso en que el transporte de energía ocurre por convección, la expresión funcional de  $\nabla$  debe obtenerse a partir de la teoría de convección utilizada.

### 2.1.1. Evolución química

El cambio de composición química dentro de la estrella es uno de los puntos más importantes de análisis al que está orientada esta tesis.

Podemos pensar que la evolución química en las capas de la estrellas tiene dos contribuciones importantes: una debido a las reacciones nucleares (causantes de convertir unos elementos químicos en otros dentro de la misma capa) y la segunda causada por los procesos de mezcla (convección, semiconvección, difusión microscópica, etc)<sup>1</sup>, los cuales son los encargados de producir un acoplamiento entre los cambios químicos de las diferentes capas.

Tomando  $n_i$  como el número de partículas por unidad de volumen de la especie  $i$ , tenemos que:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \left(\frac{\partial n_i}{\partial t}\right)_{\text{nuc}} + \left(\frac{\partial n_i}{\partial t}\right)_{\text{mezcla}} \quad (2.6)$$

teniendo en cuenta que el subíndice  $i$  se refiere a la especie química,  $i = 1, \dots, I$ , donde  $I$  es el número de especies químicas distintas consideradas. Por cada capa hay  $I$  ecuaciones diferenciales acopladas, las cuales a su vez están acopladas con las ecuaciones de las capas vecinas por el término de mezcla.

Consideremos el primer término de la ecuación anterior. Dada una especie nuclear, esta puede ser creada y destruida por medio de varias reacciones nucleares con otras especies.

<sup>1</sup>En capítulos posteriores profundizaremos sobre algunos de estos procesos.

Si denotamos a  $\langle\sigma v\rangle_{ij}$  como la tasa de reacciones nucleares por par de partículas entre las especies  $i$  y  $j$ , tenemos:

$$\left(\frac{\partial n_i}{\partial t}\right)_{\text{nuc}} = -\sum_j \langle\sigma v\rangle_{ij} n_i n_j + \sum_{k,m} \langle\sigma v\rangle_{km} n_k n_m \quad (2.7)$$

donde el primer término refleja las reacciones que destruyen a las partículas de la especie, mientras el segundo término las reacciones que crean partículas de esa especie.

El segundo término de la ecuación (2.6) representa una variedad muy amplia de procesos de mezcla que pueden modificar la composición química en la capa analizada. Sin embargo, los fenómenos de mezcla pueden modelarse como procesos de difusión de la composición química. De la simetría esférica adoptada desde un principio, resulta:

$$\left(\frac{\partial n_i}{\partial t}\right)_{\text{mezcla}_j} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 D_{\text{mezcla}_j} \frac{\partial n_i}{\partial r} \right) \quad (2.8)$$

donde  $D_{\text{mezcla}_j}$  representa el coeficiente de difusión que describe el proceso de mezcla  $j$ . Debido a la linealidad de estas ecuaciones respecto a  $D_{\text{mezcla}_j}$ , si opera más de un proceso de mezcla simultáneamente podemos escribir  $D_{\text{mezcla}_j} = \sum_n D_{\text{mezcla}_j}$ .

Este tratamiento nos da una visión más realista que la suposición de mezcla instantánea debido a que en algunas fases de la evolución, la escala de tiempo de las reacciones nucleares se vuelve comparable a la escala de tiempo de la mezcla convectiva, por lo que suponer una mezcla instantánea resulta completamente inadecuado para enfrentar el problema.

En general las ecuaciones para el cambio de abundancias están desacopladas del conjunto de ecuaciones que representan los cambios térmicos y mecánicos. Esta suposición es válida sólo en el caso en que la escala de tiempo nuclear sea mucho mayor que los otras escalas de tiempos relevantes. Esto permite tratar el problema resolviendo el conjunto de ecuaciones (2.1) - (2.4), para un  $t_0$  dado y para una composición química dada.

Finalmente se deben especificar las funciones que describen las propiedades del material estelar

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

que se calculan a través de una ecuación de estado para la materia estelar.

## 2.2. Física incluida en el código de evolución

El código de evolución estelar que se utilizó para calcular las simulaciones numéricas de esta tesis es el LPCODE. Desarrollado íntegramente en la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, el LPCODE ha sido empleado para calcular modelos detallados de enanas blancas (Althaus et al., 2010b; Renedo et al., 2010). LPCODE también se usó para la formación de estrellas subenanas (Miller Bertolami et al., 2008), procesos de mezcla en estrellas gigantes rojas (Wachlin et al., 2011) y pre-enanas blancas PG1159 (Althaus et al., 2003). Asimismo el código se ha usado para analizar aspectos de la evolución de estrellas de baja masa, tales como la formación y evolución de estrellas deficientes en hidrógeno PG1159 (Althaus et al., 2005;

## 2. Ecuaciones de evolución y descripción del LPCODE

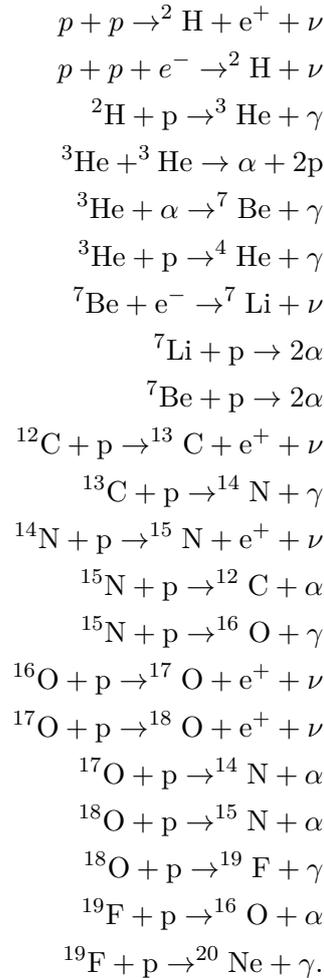
---

Miller Bertolami and Althaus, 2006). También ha sido utilizado para estudiar la formación de enanas blancas DQ calientes (Althaus et al., 2009) entre otros trabajos.

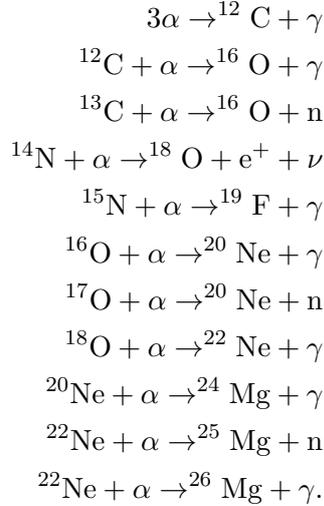
El LPCODE emplea opacidades radiativas OPAL (incluyendo el caso de composiciones ricas en carbono y oxígeno), para un amplio rango de metalicidades (Iglesias and Rogers, 1996). Para los regímenes de baja temperatura se utilizan las opacidades dadas por Alexander and Ferguson (1994). La ecuación de estado para los regímenes de baja densidad incluye los fenómenos de ionización parcial para composiciones de hidrógeno y helio, presión de radiación y contribuciones iónicas. Para los regímenes de alta densidad también se tiene en cuenta degeneración electrónica parcial e interacciones Coulombianas. Las tasas de emisión de neutrinos han sido extraídas de los trabajos de Itoh y colaboradores, ver por ejemplo Itoh et al. (1989) e Itoh et al. (1992).

Se considera una red de reacciones nucleares que contempla 34 tasas de reacciones ternucleares y 16 isótopos ( $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^7\text{Be}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{15}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{17}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ) para describir la quema de hidrógeno y helio, y el encendido de C:

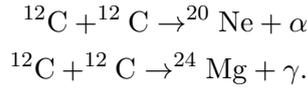
Para el hidrógeno:



Para la quema de helio las reacciones tomadas en cuenta son:



Mientras que para la quema de C tomamos:



Las tasas de reacción son tomadas de trabajos de Caughlan and Fowler (1988), excepto por las reacciones  ${}^{15}\text{N}(\text{p}, \gamma){}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{15}\text{N}(\text{p}, \alpha){}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{18}\text{O}(\text{p}, \alpha){}^{15}\text{N}$ ,  ${}^{18}\text{O}(\text{p}, \gamma){}^{19}\text{F}$ ,  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{16}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{20}\text{Ne}$ ,  ${}^{13}\text{C}(\alpha, \text{n}){}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{18}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{22}\text{Ne}$ ,  ${}^{22}\text{Ne}(\alpha, \text{n}){}^{25}\text{Mg}$  y  ${}^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma){}^{26}\text{Mg}$ , que son tomadas del trabajo de Angulo et al. (1999). En esta tesis se considerará además, para la reacción  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ , la tasa provista por Kunz et al. (2002) como se mencionó anteriormente.

Los detalles sobre cómo se implementa el OV y la evolución de la composición química serán analizados en el capítulo siguiente, por lo que no ahondaremos aquí en dichos temas.

## 2.3. Breve descripción numérica

A grandes rasgos este código se basa en el método descrito por Kippenhahn, que esta fundamentado en un esquema de tipo Henyey implícito para la integración de las ecuaciones del interior, lo que permite tener una mayor estabilidad numérica. En el LPCODE se implementa un cambio de variables, a saber:

$$\xi = \ln(1 - m/M_\star) \quad (2.9)$$

$$\theta = \ln T/T_o \quad T_o \equiv 10^6 \text{K} \quad (2.10)$$

$$p = \ln P/P_o \quad P_o \equiv 10^{15} \text{ din/cm}^2 \quad (2.11)$$

$$x = \ln r/r_o \quad r_o \equiv 10^{10} \text{ cm} \quad (2.12)$$

$$\lambda = l/\Delta L_o \quad L_o \equiv 10^{33} \text{ erg/s.} \quad (2.13)$$

Ahora la variable independiente utilizada por el código pasa a ser  $\xi$ , mientras que las variables que dependen de  $\xi$  pasan a ser los logaritmos de las cantidades físicas importantes. En el caso de la luminosidad, el tamaño de  $\lambda$  se controla mediante la cantidad  $\Delta$ , la cual se reajusta automáticamente para mantener  $\lambda$  por debajo de 10. El manejo especial que lleva la

luminosidad se debe a que ésta puede ser negativa, pues el gradiente de temperatura puede serlo también y, por lo tanto, aparecer un flujo neto de energía hacia el interior de la estrella. Este panorama usualmente ocurre en los interiores estelares ya sea debido a enfriamiento por neutrinos o cuando combustiones violentas suceden en algunas de las capas de la estrella (por ejemplo en el final de la AGB). Las soluciones a las ecuaciones (2.1), (2.2), (2.3) y (2.4) permiten determinar los valores de  $r$ ,  $P$ ,  $L_r$  y  $T$  en cualquier instante y para cualquier punto.

Estas ecuaciones no tienen solución analítica, por lo que es imprescindible recurrir a métodos numéricos para poder resolverlas. Para algunas etapas evolutivas la elección del esquema de discretización y linearización de las ecuaciones es de vital importancia para asegurar estabilidad. El esquema de Henyey centrado de segundo orden, utilizado generalmente en evolución estelar, puede no ser estable durante fases rápidas de la evolución (Sugimoto, 1970). La utilización de un método descentrado provee una mejora en la estabilidad durante las fases rápidas (como los pulsos térmicos), respecto del método centrado. Esta mejora se hace a expensas de la precisión que, en principio, puede compensarse con un grillado espacial más fino. Además, este método permite elegir el esquema que mejor se adapte a cada región de la estrella. El lector que quiera una descripción más detallada de cómo se aplica el método, puede dirigirse a la tesis doctoral de Miller Bertolami (2009).

Queremos mencionar que en el LPCODE los cambios químicos no se tratan de una manera consistente con los cambios en la estructura estelar, las ecuaciones no son resueltas de manera simultánea. De todas formas esto no es necesario debido a que, si se utiliza un paso pequeño, no habría grandes transformaciones en las variables estructurales entre dos pasos consecutivos. Esto se implementa en el código pidiendo que los cambios en  $T$ ,  $P$ ,  $r$ ,  $L_r$  de un modelo a otro permanezcan por debajo de valores prefijados.

## Capítulo 3

# Procesos de Mezcla

Antes de comenzar con los procesos de mezcla en la etapa que nos importa, la quema de He, veamos un brevísimos repaso del fenómeno de convección.

Para que el transporte de energía sea radiativo se necesita un cierto gradiente de temperatura

$$\frac{dT}{dm} = -\frac{3}{64\pi^2 a c r} \frac{\kappa l}{r^4 T^3}. \quad (3.1)$$

Cuanto mayor es el flujo de energía que debe ser transportado, se necesita un gradiente mayor. Sin embargo, existe un límite superior al valor del gradiente de temperatura dentro de la estrella. Si este valor límite es excedido se establece una inestabilidad convectiva.

La convección es un mecanismo de transporte de energía y elementos químicos en el interior estelar entre las capas calientes y frías, en una región inestable que involucra movimientos a gran escala de materia (“burbujas”, “elementos convectivos”) donde los elementos más calientes que su entorno se mueven “hacia arriba” y los más fríos “hacia abajo”. Este fenómeno está basado en las fuerzas de flotación.

Para poder incluir el transporte convectivo en los cálculos de los modelos estelares, se necesita encontrar un criterio para que ocurra el comienzo de la convección y expresiones para el gradiente de la temperatura en la zona convectiva. Es importante tener en cuenta que el tratamiento de la convección en los interiores estelares es extremadamente complicado y necesita de la introducción de varias aproximaciones.

El modelo adoptado en los estudios de evolución estelar es muy simple: el flujo de gas está compuesto por elementos con cierto tamaño característico, el mismo en todas direcciones, que se mueven por un cierto camino libre antes de disolverse. Consideramos que todos los elementos de gas tienen las mismas propiedades físicas a una distancia  $r$  del centro de la estrella. Las burbujas de gas se mueven hacia arriba un camino libre medio hasta que son disueltas, liberando el exceso de calor en el gas circundante y son reemplazadas por los elementos que se mueven hacia abajo, que se templan con la materia que los rodea.

El camino libre medio y el tamaño característico de los elementos convectivos se toman iguales (denotados como  $\Lambda$ , llamado *longitud de mezcla*), e igual a un múltiplo del factor de escala de la presión  $H_p$  local definido como:

$$\frac{1}{H_p} = -\frac{1}{P} \frac{dP}{dr} = -\frac{d \ln P}{dr}. \quad (3.2)$$

En general  $\Lambda = \alpha_{ml} H_p$ , siendo  $\alpha_{ml}$  una constante que se calibra empíricamente. Usando la ecuación de equilibrio hidrostático y tomando  $g = Gm_r/r^2$  como la aceleración de la gravedad, nos queda  $H_p = P/(g\rho)$ . Luego de una distancia  $\Lambda$ , del orden de  $H_p$ , parte del material se detiene e invierte su movimiento. Este modelo para la convección es llamado Teoría de Longitud de Mezcla o MLT (*Mixing Length Theory*).

Usando este modelo simple podemos ahora determinar un criterio local para el comienzo de la convección. Con “local” nos referimos a que puede ser aplicado capa a capa para chequear su estabilidad e involucra solo cantidades físicas y químicas evaluadas en la capa misma.

No desarrollaremos aquí el tratamiento, sólo daremos los resultados. El lector interesado puede dirigirse al libro de Salaris and Cassisi (2005). En una región de composición química uniforme, el criterio para el inicio de la convección está dado por:

$$\nabla_{\text{rad}} > \nabla_{\text{ad}}. \quad (3.3)$$

Como ya se mencionó, estos criterios para el inicio de la convección son locales. Los bordes de las regiones convectivas están fijados por la capa donde  $\nabla_{\text{rad}}$  se hace menor que  $\nabla_{\text{ad}}$ .

Un efecto que normalmente sucede es que las burbujas que provienen del interior de la región convectiva, al llegar al límite del núcleo convectivo, todavía son capaces de cruzar el borde convencional de Schwarzschild (lo que se llama *overshoot* (OV)) debido a que estas pueden tener velocidades no nulas al llegar allí y sólo después de haber cruzado el límite son frenadas hasta que su movimiento se detiene.

Estimaciones aproximadas basadas en la MLT dan una distancia de OV  $\lambda_{\text{OV}}$  (expresada en términos del factor de escala de la presión  $H_p$ , en el borde convectivo de Schwarzschild) o bien despreciable (por ejemplo  $\lambda_{\text{OV}} < 0.01H_p$ ), o mucho más extendido ( $\lambda_{\text{OV}} \sim 0.5H_p$ ).

## 3.1. Procesos de Mezcla durante la quema de He

### 3.1.1. Mezcla en estrellas de masa baja e intermedia

Durante la fase de quema central de He, dentro del núcleo convectivo ocurren procesos físicos muy importantes que determinan el tiempo que pasa la estrella en la etapa de quema de He, su camino en el diagrama HR y el tiempo de vida en las etapas evolutivas siguientes.

En esta etapa de quema el He es convertido en C primero y luego en O. El incremento en las abundancias de C y O en el núcleo convectivo aumenta la opacidad libre-libre (siendo  $\kappa_{\text{ff}} \propto X_i Z_i^2$ , donde  $X_i$  y  $Z_i$  representan las abundancias y la carga atómica del elemento  $i$ ), por lo que el gradiente radiativo,

$$\nabla_{\text{rad}} = \frac{3}{16\pi acG} \frac{\kappa l P}{m T^4} \quad (3.4)$$

tendrá un salto en el borde del núcleo convectivo ya que el aumento de la opacidad núcleo incrementa el valor de este gradiente.

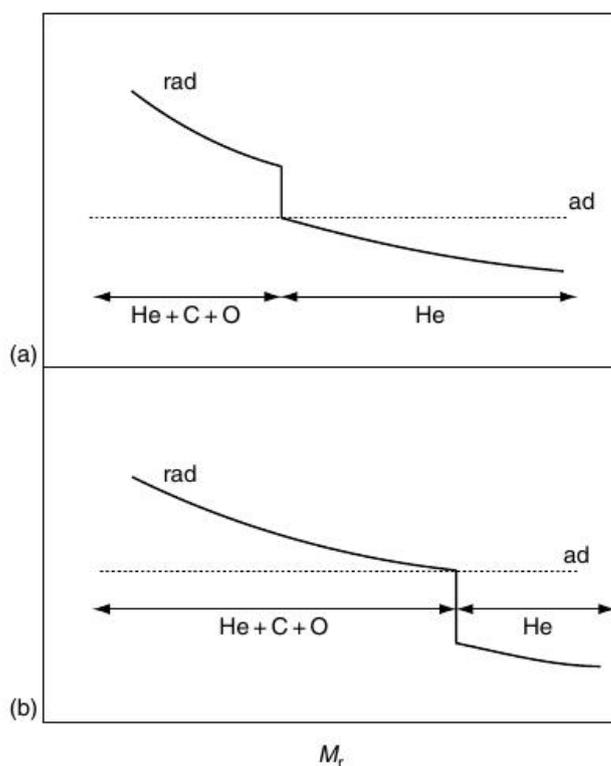
Debido a la presencia de la discontinuidad química y la creciente opacidad dentro del núcleo convectivo la mezcla de una capa radiativa (que rodea al núcleo) causada por una mínima extensión del mismo, provoca un incremento local de la opacidad y, a su vez, un contorno convectivo inestable. Como resultado se espera que ocurra un mecanismo autónomo para la extensión del núcleo convectivo: cualquier capa radiativa que sea mezclada como consecuencia de esta situación inestable, se volverá parte del núcleo convectivo. Debido a este proceso, en el borde del núcleo ampliado, el gradiente radiativo se iguala al adiabático (ver figura 3.1).

Este fenómeno es llamado usualmente *overshooting inducido*<sup>1</sup>.

El proceso de crecimiento del núcleo está completamente controlado por el requerimiento que se anule la diferencia entre los gradientes radiativos y adiabáticos. El término *inducido* se refiere al hecho de que el fenómeno es inducido por la conversión de He en C y O. Cuando la

---

<sup>1</sup>En algunos trabajos este fenómeno es llamado semiconvección, que no debe confundirse con la semiconvección que ocurre en estrellas de alta masa.



**Figura 3.1.** Comportamiento del gradiente de temperatura cerca del borde del núcleo convectivo durante la fase de quema de helio: a) con una discontinuidad química en crecimiento; b) cuando se permite *overshooting* (Salaris and Cassisi, 2005).

abundancia central del He cae por debajo de  $\simeq 0.6$  por fracción de masa, el gradiente radiativo deja de decrecer monótonamente (moviéndonos hacia afuera) y se forma un mínimo dentro de la frontera del núcleo convectivo. Esto provoca la formación de una región (fuera de donde se localiza el mínimo) en la cual la materia está sólo parcialmente mezclada: la condición que controla el grado de mezcla en esta región es que el gradiente radiativo iguala al adiabático (esta igualdad es controlada por la opacidad, la cual depende de las abundancias locales de C y O en esas capas). Esta es la región llamada *semiconvectiva* (Imbriani et al., 2001).

La región semiconvectiva para estrellas de masa intermedia es una fracción muy pequeña del núcleo convectivo. La ubicación del mínimo del gradiente radiativo cambia su posición (en coordenada de masa), debido a la evolución de las abundancias químicas causadas por la quema nuclear.

La existencia real de este fenómeno en estrellas de baja masa está principalmente apoyada por los conteos estelares en los cúmulos globulares galácticos: en particular el cociente entre estrellas que queman He y aquellas que ascienden por la rama de las gigantes, puede ser explicado sólo si el tiempo de escala de la quema de He es el obtenido por la inclusión de estos dos fenómenos (Castellani et al., 1985). En estrellas más masivas, como la temperatura es mayor, la opacidad proviene del *scattering* electrónico que no depende del  $Z_i$  por lo que no hay una discontinuidad en el gradiente.

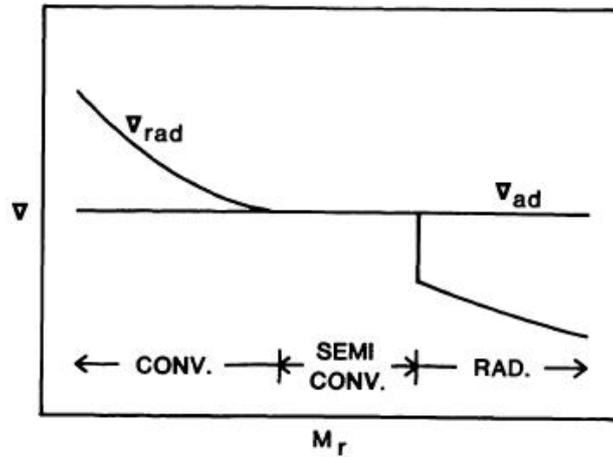


Figura 3.2. Región de semi-convección Sweigart (1990).

### 3.1.2. Breathing Pulse

Cuando la abundancia de helio en el núcleo llega a aproximadamente  $Y \sim 0.10$ , la captura de partículas  $\alpha$  por núcleos de  $^{12}\text{C}$  supera la producción de  $^{12}\text{C}$  por la reacción  $3\alpha$ , por lo que la quema de helio se convierte básicamente en producción de oxígeno por la reacción  $^{12}\text{C} + \alpha$  cuya opacidad es mayor que la del  $^{12}\text{C}$ . Esto causa un incremento en el tamaño de la región semiconvectiva y, a su vez, helio fresco es transferido al interior del núcleo. Este enriquecimiento de la abundancia de helio en el núcleo aumenta la tasa de producción de energía por quema de helio, por lo que aumenta la luminosidad, llevando a un incremento en el gradiente radiativo además de prolongar la vida en la etapa de quema central de helio. Como consecuencia, comienza una fase en que se amplía la zona de convección, el llamado *breathing pulse*.

Los BP incrementan significativamente la cantidad de helio que es quemado durante la fase de rama horizontal (HB) de estrellas de baja masa y por lo tanto decrece la cantidad de combustible que queda disponible para la próxima fase (AGB). Esto reduce el valor teórico  $R_2$  que es el cociente entre la cantidad de estrellas en la fase AGB y en la fase HB. Modelos sin BP predicen  $R_2 \sim 0.12 - 0.15$ , mientras que la inclusión de los mismos da  $R_2 \sim 0.08$ . El valor observado  $R_2 = 0.14 \pm 0.05$  en muestras de cúmulos globulares galácticos, sugiere que la ocurrencia de este fenómeno es poco probable, si no es cero. La aparición de los BP en modelos estelares teóricos podría estar relacionado con la aproximación de mezcla instantánea cuando se establece la convección (Salaris and Cassisi, 2005). Al momento de eliminar los BP en el modelado numérico, existen varios métodos, pero no hay razón evidente para preferir un método sobre otro (Straniero et al., 2003).

### 3.1.3. Teoría de mezcla utilizada

La Teoría de Longitud de Mezcla es usualmente aplicada en los cálculos de evolución estelar, pero no describe la mezcla adicional (posiblemente parcial) más allá del borde de Schwarzschild debido a que es una formulación local para la convección, mientras que los procesos extramezcla son, en su naturaleza, puramente no locales. Para respaldar las observaciones de estrellas en la secuencia principal, la mezcla instantánea del núcleo convectivo es extendida mas allá que el límite clásico de Schwarzschild por una fracción del factor de

escala de presión. Esto es lo que llamamos *overshoot*. El método de mezcla utilizado en esta práctica está basado en el descrito por Herwig et al. (1997), el cual está fundamentado en consideraciones hidrodinámicas, que tiene consecuencias similares al OV.

No entraremos en detalle aquí, el lector puede referirse al trabajo antes citado. Sin embargo precisaremos algunas ideas. En el código de evolución utilizado, LPCODE, diversos procesos de mezcla química son considerados dependiendo de la teoría de convección utilizada. Los cambios químicos resultantes en estos procesos son tratados mediante un esquema difusivo y están completamente acoplados con los cambios químicos provocados por reacciones nucleares. Estos cambios están descritos por la siguiente ecuación:

$$\frac{dX_i}{dt} = \left( \frac{\partial X_i}{\partial t} \right)_{\text{muc}} + \frac{\partial}{\partial M_r} \left[ (4\pi r^2 \rho)^2 D \frac{\partial X_i}{\partial M_r} \right] \quad (3.5)$$

donde  $X_i$  es la fracción de masa del isótopo respectivo. El coeficiente de difusión  $D$  depende de la teoría de convección utilizada. En la presente tesis, en las regiones convectivas dentro de los límites de Schwarzschild,  $D$  es derivado de MLT. En particular, seguimos la formulación de Langer et al. (1985):  $D_c = 1/3 v_c l$ , con  $l$  siendo la longitud de mezcla y  $v_c$  la velocidad promedio de los elementos convectivos de acuerdo a MLT, mientras que para las regiones radiativas  $D_r = 0$ . El coeficiente de difusión resulta:

$$D_c = \frac{1}{3} \alpha^{2/3} H_p \left[ \frac{c}{\kappa \rho} g \beta (1 - \beta) \nabla_{\text{ad}} (\nabla_{\text{rad}} - \nabla_{\text{ad}}) \right]^{1/3} \quad (3.6)$$

donde  $H_p$  es el factor de escala de la presión,  $\kappa$  la opacidad,  $\alpha$  el parámetro de longitud de mezcla,  $c$  la velocidad de la luz,  $\rho$  la densidad,  $g$  la aceleración gravitacional,  $\nabla_{\text{rad}}$  y  $\nabla_{\text{ad}}$  los gradientes de temperaturas radiativo y adiabático respectivamente y  $\beta$  la fracción de presión de gas.

Para las regiones de OV, esto es, para las regiones inmediatamente adyacentes a las zonas convectivas inestables, se adopta el coeficiente de difusión derivado de las simulaciones hidrodinámicas de Freytag et al. (1996) que dependen de la profundidad. Estas simulaciones muestran que el campo de velocidad de los elementos convectivos decae exponencialmente en las regiones exteriores a la zona convectiva. El coeficiente de difusión es parametrizado como:

$$D_{\text{os}} = D_0 \exp\left(\frac{-2z}{H_v}\right), \quad D_0 = v_0 \cdot H_p, \quad H_v = f \cdot H_p, \quad (3.7)$$

donde  $z = |r_{\text{edge}} - r|$  es la distancia desde el borde de la zona convectiva, siendo  $r$  el radio y  $H_v$  es el factor de escala de la velocidad de los elementos convectivos del *overshooting* evaluados en  $r_{\text{edge}}$ .  $D_0$  tiene que ser tomado cerca del borde de la zona convectiva,  $v_0$  es obtenido de MLT en las capas inestables que siguen inmediatamente al borde de Schwarzschild.

En particular el LPCODE no considera el proceso de OV inducido en sí, pero resultados encontrados por Straniero et al. (2003) muestran que si utilizamos un OV mecánico, como el que propone Herwig, el perfil químico resultante es similar a aquel que nos quedaría si usamos el criterio de Schwarzschild más el efecto del OV inducido. Esto es, quizás, algo esperado ya que al considerar OV uno permite una mezcla adicional con las capas externas, que luego se vuelven convectivas por la mayor opacidad y se obtiene una situación similar a la del OV inducido.



## Capítulo 4

# La tasa de la reacción $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$

A medida que el hidrógeno se quema en la estrella se forma un núcleo denso y caliente de helio que alimenta la nucleosíntesis de los elementos más pesados. El primer estadio de este proceso es el llamado captura triple- $\alpha$  ( $3\alpha$ ) para formar  $^{12}\text{C}$ , seguido de la posterior captura de partículas  $\alpha$  para formar  $^{16}\text{O}$ . Esencialmente la quema de helio termina ahí, porque nuevas capturas (para formar  $^{20}\text{Ne}$ , por ejemplo) ocurren muy lentamente a estas temperaturas y densidades para ser significativas. Fowler et al. (1975) mostraron que la tasa de reacción para  $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$ , está muy por debajo que la de  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  para  $T_9^1 < 0.2$ . Por lo tanto, podemos concentrarnos en las reacciones  $3\alpha$  y  $\alpha + ^{12}\text{C}$ .

### 4.1. Captura $3\alpha$

La reacción ocurre en dos etapas:



El  $^8\text{Be}$  actúa como un elemento secundario, involucrado simultáneamente en procesos de destrucción y creación. A medida que la temperatura del interior se incrementa, la probabilidad de la segunda reacción también crece debido a dos efectos combinados:

- el número de reacciones  $\alpha + \alpha$  aumenta y, como el tiempo de vida de  $^8\text{Be}$  permanece constante, aumenta también significativamente la concentración de  $^8\text{Be}$ ,
- la sección eficaz nuclear de la reacción  $^8\text{Be} + \alpha$  se intensifica fuertemente.

Esto aumenta la probabilidad de que un núcleo de carbono sea producido antes que  $^8\text{Be}$  decaiga.

La estimación de las secciones eficaces nucleares para ambas reacciones es complicada debido a la presencia de varias resonancias nucleares. Sin embargo la tasa de esta reacción está relativamente bien determinada para la región de temperaturas de interés.

### 4.2. Captura $\alpha + ^{12}\text{C}$

La tasa de esta reacción es la responsable de una de las más importantes incertezas en la astrofísica nuclear. Esta tasa, a temperaturas similares a la de la captura  $3\alpha$ , determina

---

<sup>1</sup>Temperatura en miles de millones grados Kelvin.

cuánto del  $^{12}\text{C}$  formado es convertido en  $^{16}\text{O}$  y, por lo tanto, la proporción de abundancia carbono/oxígeno en el material expulsado por estrellas masivas y en el interior de las enanas blancas, formadas por estrellas menos masivas que  $10M_{\odot}$ . Las cantidades relativas de carbono y oxígeno al final de la fase de quema de helio establecen las condiciones iniciales para la próxima fase en las estrellas masivas, que es la quema de metales más pesados. En este proceso, muchos de los elementos más pesados hasta el hierro, son sintetizados. Se ha descubierto que todos estos procesos son muy sensibles a la tasa de captura de  $\alpha+^{12}\text{C}$  por lo que las abundancias e incluso la evolución final de las estrellas masivas que explotan como supernovas, dependen críticamente de su determinación.

La tasa de reacción  $\langle\sigma v\rangle$  se obtiene pesando la sección eficaz con la distribución de velocidad de las partículas que intervienen que, en el caso de un gas estelar no degenerado en equilibrio termodinámico, está descrito por la distribución de Maxwell-Boltzmann

$$\langle\sigma v\rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{(k_b T)^{3/2}} \int_0^{\infty} E\sigma(E) \exp\left(\frac{-E}{k_b T}\right) dE, \quad (4.3)$$

donde  $E$  es la energía del centro de masas,  $\mu$  es la masa reducida de las partículas,  $k_b$  la constante de Boltzmann y  $T$  la temperatura del gas.

Para reacciones nucleares de partículas cargadas, se puede obtener:

$$\sigma = \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta)S(E), \quad (4.4)$$

con

$$2\pi\eta = 31.29Z_1Z_2 \left(\frac{\mu}{E}\right)^{1/2}, \quad (4.5)$$

donde la energía del centro de masas  $E$ , está dada en KeV, y la masa reducida en uma.

La función  $S(E)$  retiene toda la información nuclear y es conocida como el factor  $S$ . Esta es una función de la energía que es más fiable para extrapolar a energías bajas

$$S(E) = E\sigma \exp(-2\pi\eta). \quad (4.6)$$

Usando el factor  $S$ , la tasa de reacción puede ser escrita como:

$$\langle\sigma v\rangle = \sqrt{\frac{8}{\pi\mu}} \frac{1}{(k_b T)^{3/2}} \int_0^{\infty} S(E) \exp\left(\frac{-E}{k_b T} - \frac{b}{E^{1/2}}\right) dE, \quad (4.7)$$

donde

$$b = 0.989Z_1Z_2\mu^{1/2}. \quad (4.8)$$

El integrando de la ecuación (4.7) está dominado por la competencia entre dos términos en la exponencial. El término de la distribución de Maxwell-Boltzmann  $\exp(-E/k_b T)$  se anula a altas energías y el término de penetrabilidad de Coulomb  $\exp(-b/E^{1/2})$ , es muy pequeño a bajas energías. La convolución de estos dos términos conduce a un pico, conocido como pico de Gamow, a una energía mucho mayor que  $k_b T$ .

El valor de la energía liberada por la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  es  $Q = 7.16$  MeV y la región donde esta reacción toma lugar (pico de Gamow) es sobre los 300 keV, que corresponde a temperaturas del orden de  $2 \times 10^8$  K en la quema de helio.

La sección eficaz de  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  en las energías relevantes es muy pequeña ( $\sigma(E_0) = 10^{-17}$  barn), e inaccesible para medir directamente con las técnicas actuales. Esta ha sido medida hasta energías de alrededor de 1 MeV y necesita ser extrapolada para las energías involucradas en la quema de helio. Esta extrapolación se hace difícil debido a que esta sección eficaz está compuesta mayormente de tres partes: transiciones del estado fundamental E1, E2 y transiciones de cascada.

### 4.2.1. Tasa de reacción utilizada

Existen grandes inconsistencias entre los valores de los factores  $S$  compilados de varios experimentos. Los errores citados en estos valores para cada experimento no cubren las discrepancias entre los factores  $S$  o las tasas de reacción para los distintos trabajos. Si uno toma los valores de la década de 1990, los factores  $S_{E1}^{300}$  y  $S_{E2}^{300}$  varían en un amplio rango. Los valores publicados del factor  $S_{E1}^{300}$  varían de 1 a 288 keV barns y el factor  $S_{E2}^{300}$  de 7 a 120 keV barns, causando variaciones similares de la tasa de reacción. Los valores máximos y mínimos correspondientes a tal extensión de los valores del factor  $S$  corresponden a tasas de (en  $\text{T}_9$ )  $0.5 \times 10^{-15}$  y  $2.2 \times 10^{-15} \text{cm}^3/(\text{mol} \cdot \text{s})$ , que puede ser comparado con la información recopilada por Caughlan and Fowler (1988) ( $N_A \sigma v = 0.8 \times 10^{-15} \text{cm}^3/(\text{mol} \cdot \text{s})$ ) y por Caughlan et al. (1985), ( $N_A \sigma v = 1.9 \times 10^{-15} \text{cm}^3/(\text{mol} \cdot \text{s})$ ). Los valores de cotas inferior y superior publicados por Angulo et al. (1999) fueron de  $0.9 \times 10^{-15} \text{cm}^3/(\text{mol} \cdot \text{s})$ , y  $2.1 \times 10^{-15} \text{cm}^3/(\text{mol} \cdot \text{s})$ , con  $1.5 \times 10^{-15} \text{cm}^3/(\text{mol} \cdot \text{s})$  como el valor recomendado.

Las razones para estas variaciones e incertezas son varias: insuficiente precisión en el experimento, evidencia pobre en los datos o interpretación inadecuada y evaluación de los datos y subestimación de los errores.

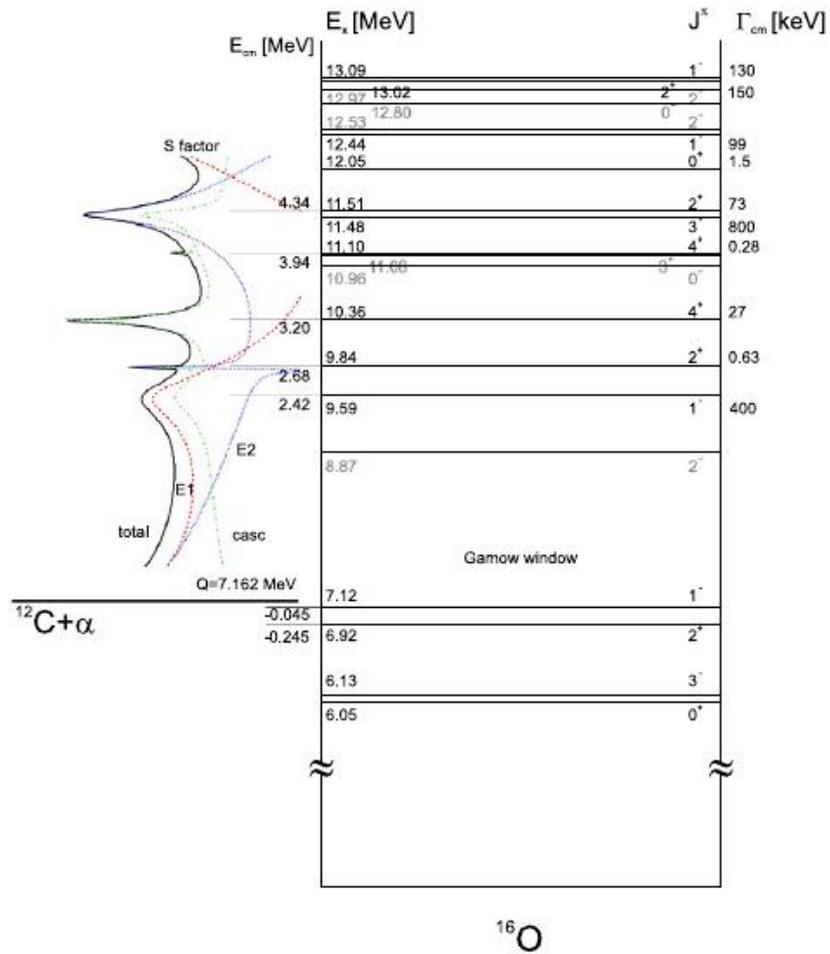
Experimentos recientes han confirmado que la tasa de reacción del proceso  $3\alpha$  es conocida con una precisión del 10% para temperaturas del orden de  $10^8$  K. Una precisión similar se necesita para la tasa de reacción de  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  para proveer una descripción adecuada. Los esfuerzos experimentales hechos en la última década centraron la atención en la observación de rayos  $\gamma$  producidas por capturas  $\alpha$ . Debido a la baja sección eficaz y varias fuentes de fondo, que dependen de la naturaleza del experimento, los datos de los experimentos de rayos  $\gamma$  todavía eran de precisión inadecuada donde las energías del centro de masa eran limitadas de 1.0 a 3.2 MeV. En el rango de bajas energías los datos eran limitados, por ejemplo, por radiación cósmica y en el rango de altas energías limitado por reacciones intensas como  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ .

Se espera que la sección eficaz  $\sigma(E_0)$  esté dominada por capturas de ondas-p (E1) y ondas-d (E2) al estado fundamental del  $^{16}\text{O}$ . Dos estados ligados en 6.92 MeV y 7.12 MeV, que corresponden a las resonancias del subumbral en  $E_R = -245$  keV y  $E_R = -45$  keV, parecen proporcionar la mayor parte de la intensidad de la captura  $\sigma(E_0)$  a través de sus anchos finitos que se extienden en el continuo. Para modelar la dependencia de la sección eficaz con la energía se realiza un análisis en términos de la matriz R. En estos análisis la contribución de cada amplitud a la sección eficaz total es expresada en términos de un número pequeño de resonancias y una contribución de captura directa. Los parámetros del modelo son determinados por un ajuste a los datos experimentales. La extrapolación a  $E_0 = 0.3$  MeV es sensible a las propiedades de los niveles cercanos, pero también es sensible a las propiedades de las altas resonancias debido a que sus colas se extienden a bajas energías. El efecto de estas resonancias es generalmente incluido por una única resonancia de fondo de alta energía, una por cada amplitud; estas resonancias son necesarias para obtener un buen ajuste en los datos.

El análisis de la información disponible junto con datos sobre el *scattering* elástico  $\alpha-^{12}\text{C}$  y el decaimiento de  $^{16}\text{N}$  siguen manteniendo grandes incertezas en la extrapolación a  $E_0$ . Esto es parcialmente causado por grandes errores estadísticos y sistemáticos que afectan los datos de las capturas de baja energía y parcialmente debido a las débiles restricciones experimentales de las resonancias de fondo (Schürmann et al., 2005).

Una expresión analítica con una parametrización apropiada es necesaria para el cálculo de modelos estelares. En esta práctica, se han considerado dos parametrizaciones distintas, una debida a Angulo et al. (1999) y otra, más reciente y actualizada, obtenida por Kunz et al. (2002).

4. La tasa de la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$



**Figura 4.1.** Esquema de los niveles del núcleo de  $^{16}\text{O}$ . A la izquierda se muestra la dependencia con la energía del factor  $S$  y sus componentes individuales (Schürmann et al., 2005).

La parametrización para la tasa de Angulo es:

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{gs} = N_A \langle \sigma v \rangle_{E1} + N_A \langle \sigma v \rangle_{E2} + N_A \langle \sigma v \rangle_{res}, \quad (4.9)$$

donde

$$\begin{aligned} N_A \langle \sigma v \rangle_{E1} = & 6.66 \times 10^7 T_9^{-2} \exp(-32.123 T_9^{-1/3} - (T_9/4.6)^2) \times \\ & \times (1 + 2.54 T_9 + 1.04 T_9^2 - 0.226 T_9^3) + \\ & + 1.39 \times 10^3 T_9^{(-3/2)} \exp(-28.930/T_9), \end{aligned} \quad (4.10)$$

$$\begin{aligned} N_A \langle \sigma v \rangle_{E2} = & 6.56 \times 10^7 T_9^{-2} \exp(-32.123 T_9^{-1/3} - (T_9/1.3)^2) \times \\ & (1 + 9.23 T_9 - 13.7 T_9^2 + 7.4 T_9^3), \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{res} = 19.2 T_9^2 \exp(-26.9/T_9). \quad (4.12)$$

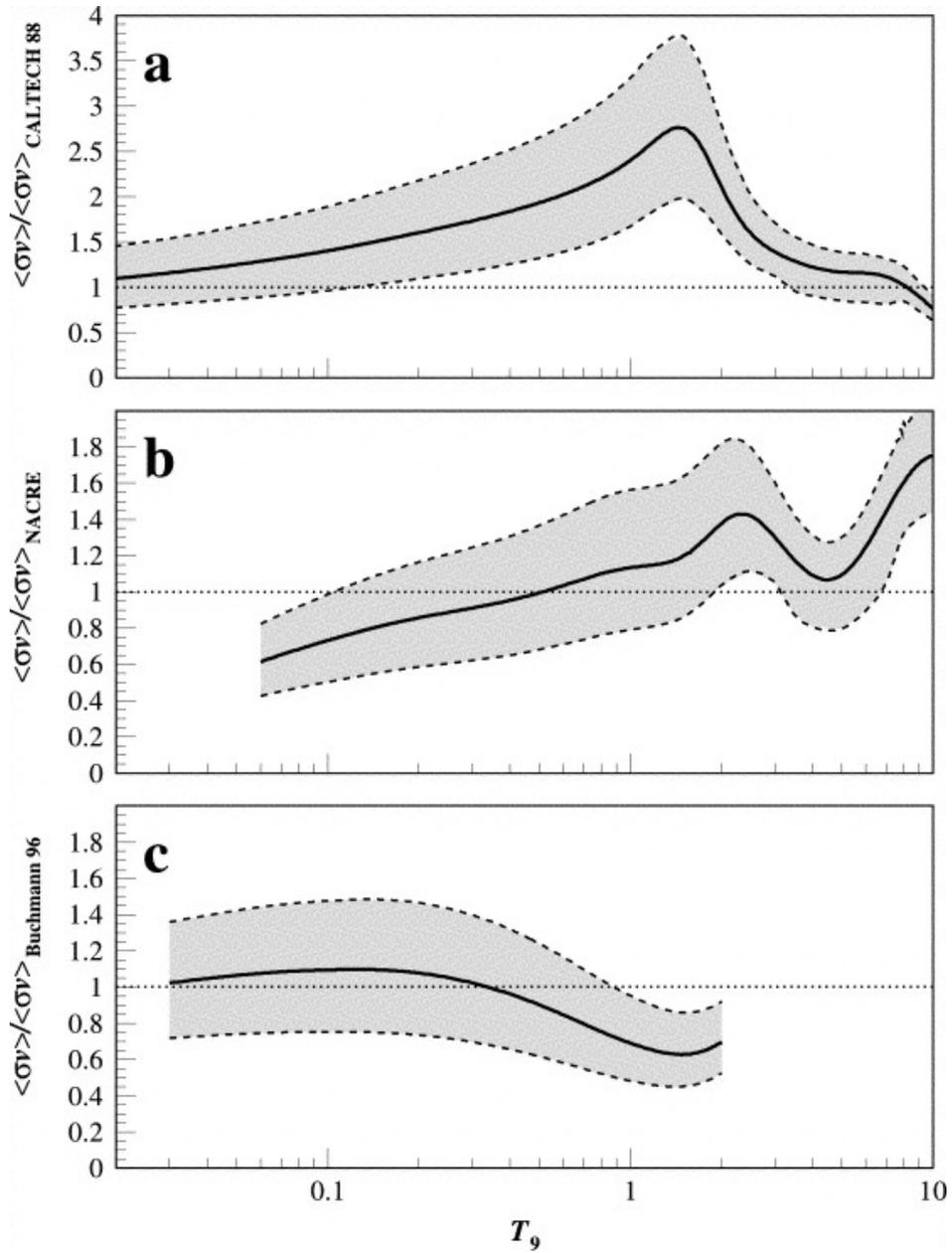
Para la tasa de Kunz:

$$\begin{aligned} N_A \langle \sigma v \rangle = & \exp(b_0 + b_1 \times 10^{-2} T_9^{-1} + b_2 T_9^{-1/3} + b_3 T_9^{1/3} + \\ & + b_4 T_9 + b_5 T_9^{5/3} + b_6 \ln(T_9)), \end{aligned} \quad (4.13)$$

donde  $N_A$  es el número de Avogadro.

En esta tesis de licenciatura se tuvo que modificar una parte de la subrutina de reacciones nucleares, donde se programó la tasa de la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  provista por Kunz et al. (2002) para calcular las secuencias evolutivas que fueron comparadas con aquellas calculadas con la tasa dada por Angulo et al. (1999) la cual ya estaba programa en el código de evolución.

De la figura 4.2 podemos observar que la nueva expresión considerada provee una tasa de reacción que es, como máximo, un factor 2 más pequeño que la dada por Angulo. Esto será muy importante cuando calculemos los perfiles finales de oxígeno.



**Figura 4.2.** Comparación de las tasas de reacción de Kunz y Angulo (NACRE) entre las temperaturas de interés. El cociente no supera el factor 2. Además se contrasta la tasa de Kunz et al. (2002) con las de Buchmann (1996) y Caughlan and Fowler (1988) (CALTECH 88) (Kunz et al., 2002). Tener en cuenta que para la quema de helio, en estrellas de masa intermedia,  $T \sim 0.1 T_9$

COEFFICIENT	ACCURACY OF FIT		
	Adopted (12%)	High (10%)	Low (18%)
$b_0$ .....	27.61	27.92	23.27
$b_1$ .....	$3.3 \times 10^{-2}$	$3.0 \times 10^{-2}$	$-2.9 \times 10^{-2}$
$b_2$ .....	-33.55	-33.28	-30.9
$b_3$ .....	-8.63	-8.78	-6.538
$b_4$ .....	2.7	2.562	1.946
$b_5$ .....	-0.275	-0.254	-0.188
$b_6$ .....	-1.01	-0.795	-0.13

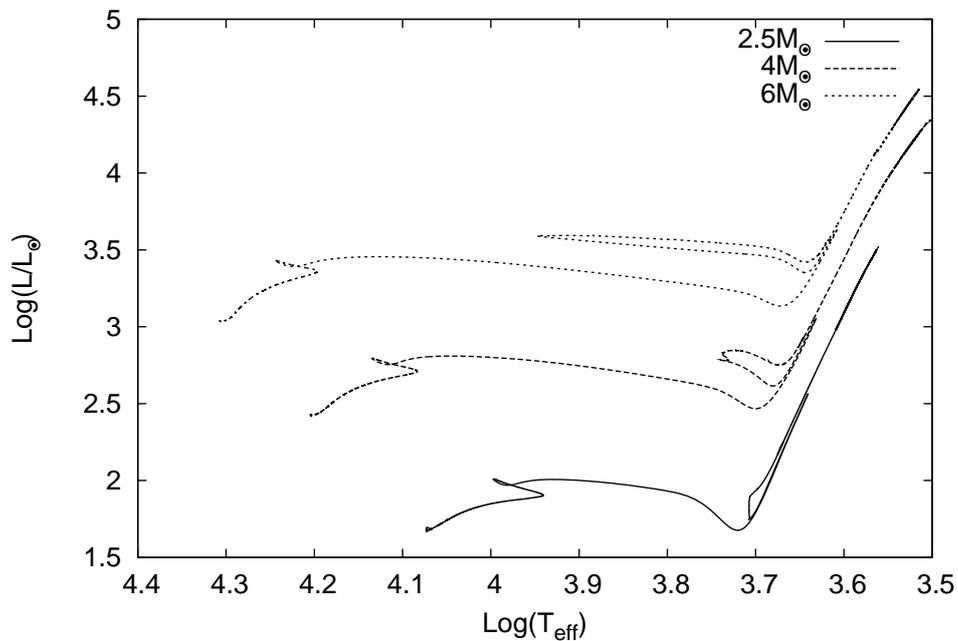
**Figura 4.3.** Valores adoptados para la expresión analítica para la tasa de reacción de Kunz (Kunz et al 2002).



## Capítulo 5

# Resultados de las simulaciones

### 5.1. Consideraciones preliminares

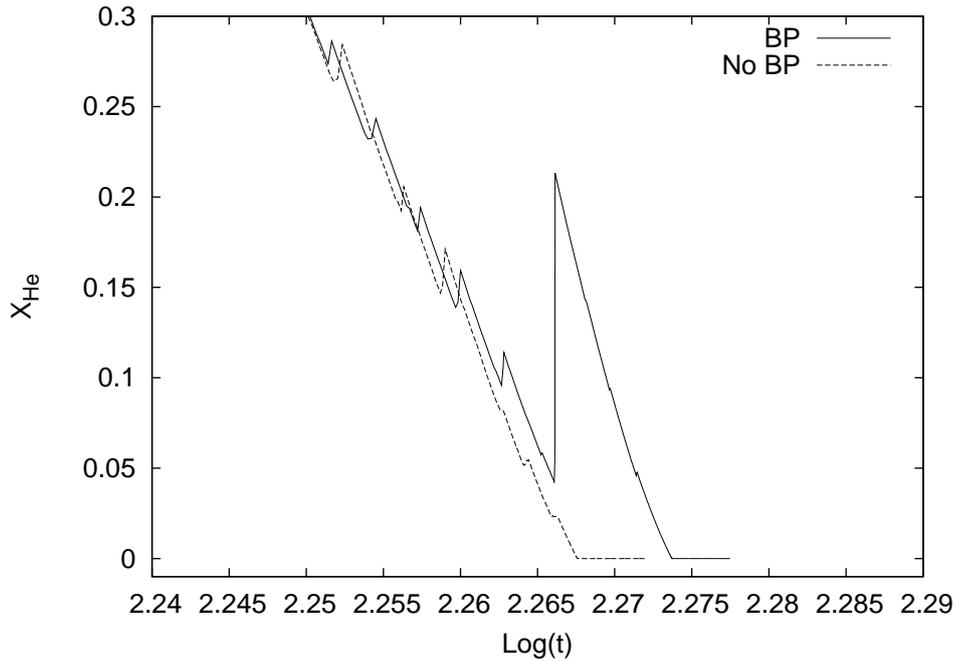


**Figura 5.1.** Diagrama HR para estrellas de 2.5, 4 y 6  $M_{\odot}$ .

En este capítulo presentaremos los resultados de las simulaciones realizadas con el código LPCODE. Se realizaron un total de 21 simulaciones para estrellas progenitoras de masas  $2.5M_{\odot}$ ,  $4M_{\odot}$  y  $6M_{\odot}$  con una abundancia inicial común de  $X_H = 0.725$  y  $X_Z = 0.01$ . Todos los modelos fueron calculados desde la secuencia principal, pasando por las etapas de quema central de hidrógeno y helio, hasta llegar a los pulsos térmicos. En su totalidad las secuencias se calcularon hasta llegar al tercer pulso térmico. Se espera que estos modelos, durante la fase de pulsos térmicos, pierdan su envoltura rica en hidrógeno. En esta práctica no seguimos esa fase evolutiva debido a que sólo estamos interesados en la composición del núcleo de carbono/oxígeno.

Las cantidades de referencia se toman como aquellas calculadas según la tasa de la reacción de  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  provista por Angulo et al. (1999).

Respecto al esquema de mezcla utilizado queremos resaltar dos puntos:



**Figura 5.2.** La figura muestra la abundancia de He en el tiempo para una estrella de  $4M_{\odot}$ . Si se considera BP, aumenta la abundancia central de He.

- Para todos los modelos calculados se tomó longitud de mezcla 1.66 y un parámetro de OV  $f = 0.015$ ,
- para la supresión de los BP se optó por reducir el parámetro de OV en un factor 2 y en ocasiones se llegó hasta un factor 4 (ver figura 5.2).

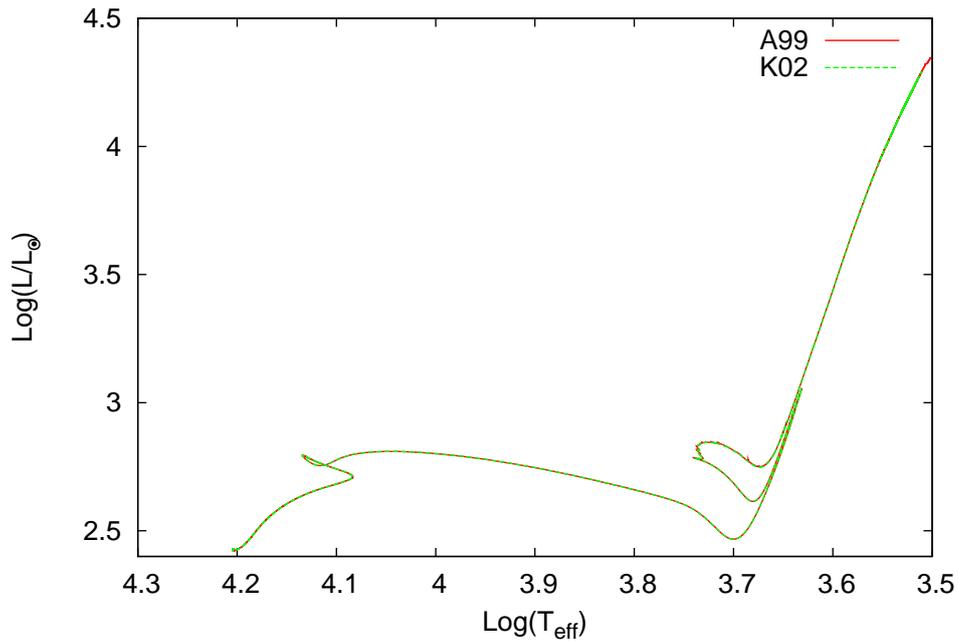
En la figura 5.1 se muestran los diagramas HR para las distintas masas consideradas. En una primera observación podemos apreciar lo siguiente:

- El hecho de considerar dos tasas distintas para la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  no modifica significativamente su camino en el diagrama Hertzsprung Russel (ver figura 5.3),
- El efecto de considerar el BP puede verse en el diagrama HR como un bucle en la región final de quema de He. Para  $M = 4M_{\odot}$  se observa el mayor efecto. Para  $M = 6M_{\odot}$  se aprecia un apartamiento en la región final de la AGB un poco más pronunciado que el obtenido para  $M = 4M_{\odot}$  (ver figura 5.4).

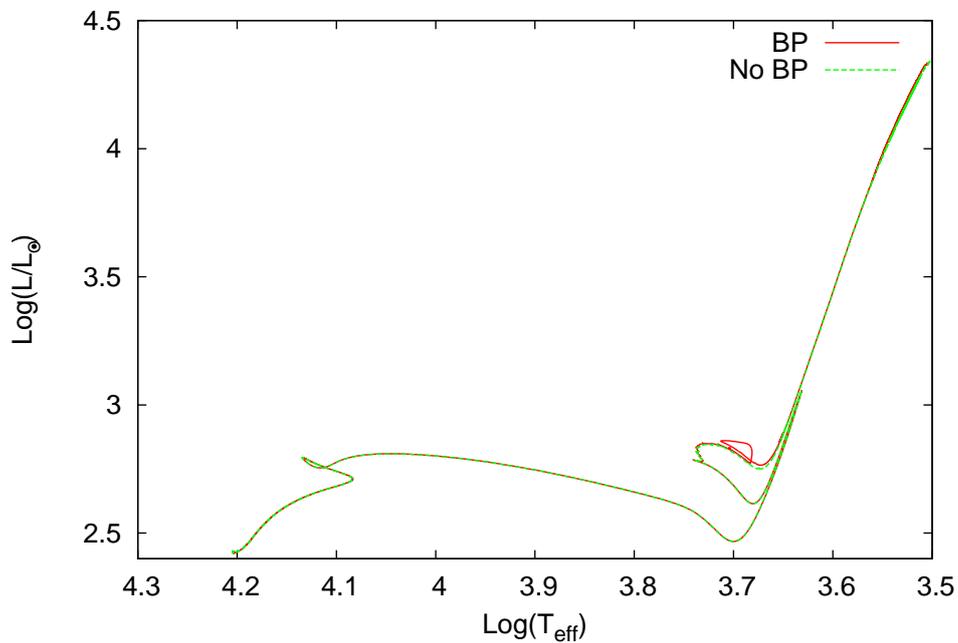
## 5.2. Secuencia principal

Para el cálculo de los modelos iniciales en la ZAMS se utilizó el método de *shooting* (Clayton, 1968) el cual, para esta etapa evolutiva, es aceptable y presenta la ventaja de no depender de un modelo previo como sí ocurre con el método de Henyey.

La fase de quema de H es una de las más importantes debido a que, entre otras cosas, es la más duradera de la vida de la estrella. Todas las propiedades estructurales y evolutivas de la estrella durante la quema central y en capa de H determinan sus características en las



**Figura 5.3.** La figura muestra el diagrama HR para una estrella de  $4M_{\odot}$ . Se puede ver que la tasa adoptada (Angulo et al. (1999) (A99) y Kunz et al. (2002) (K02)) no modifica significativamente el camino por el diagrama (sin BP). Este comportamiento se repite para las demás estrellas consideradas.

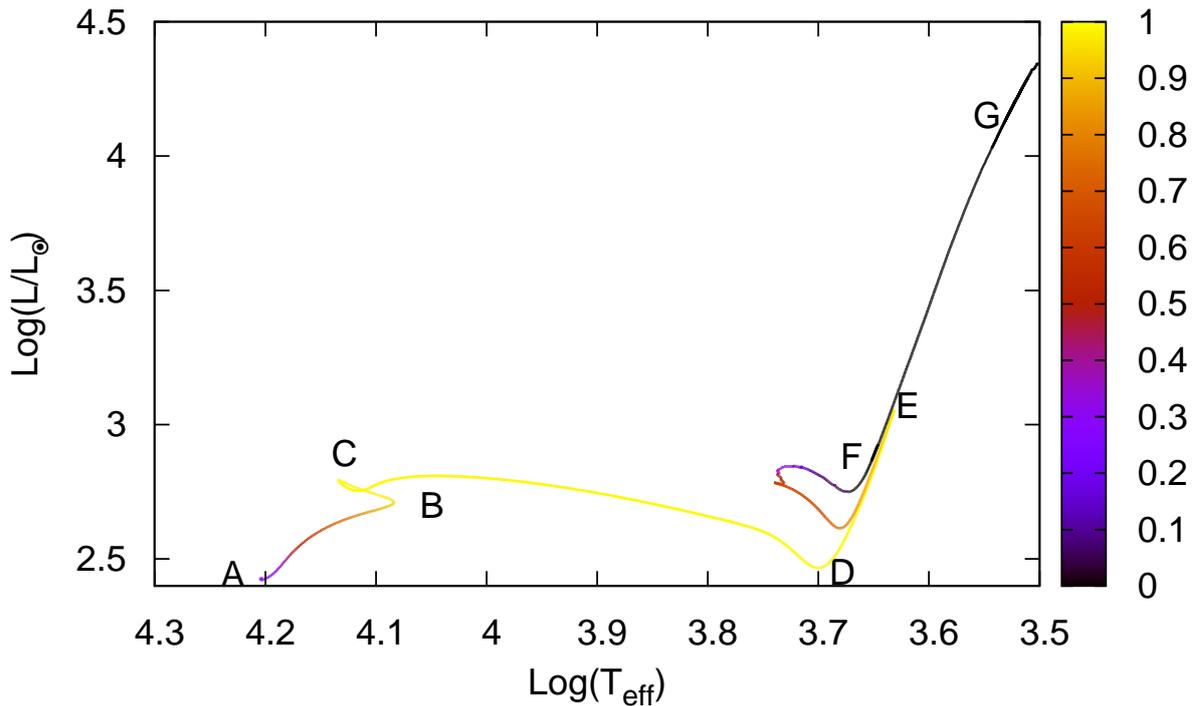


**Figura 5.4.** Diagrama HR para una estrella de  $4M_{\odot}$ . Las diferencias entre el modelo que tiene en cuenta el BP y aquel que no, se manifiesta en un bucle hacia finales de la quema de He.

## 5. Resultados de las simulaciones

fases siguientes. El hecho de considerar *overshooting* en la región convectiva central produce un aumento del combustible disponible para la quema de H y como consecuencia se obtiene un aumento en el tiempo de vida de la estrella respecto del caso en que no se lo considera. Es fundamental tener en cuenta la importancia del OV durante la quema central de H ya que los perfiles de CO al comienzo del pulso térmico están determinados por el valor de la masa del núcleo de He al comienzo de la etapa de quema de helio, no por la masa total de la estrella (Salaris et al., 2010).

La figura 5.5 muestra el diagrama HR de una estrella de  $4M_{\odot}$ , la paleta de colores refleja la abundancia central de He. Se puede apreciar cómo durante la quema de H aumenta la abundancia central de He. El camino en el diagrama HR se caracteriza por un incremento monótono de la luminosidad y un decrecimiento en la temperatura efectiva.

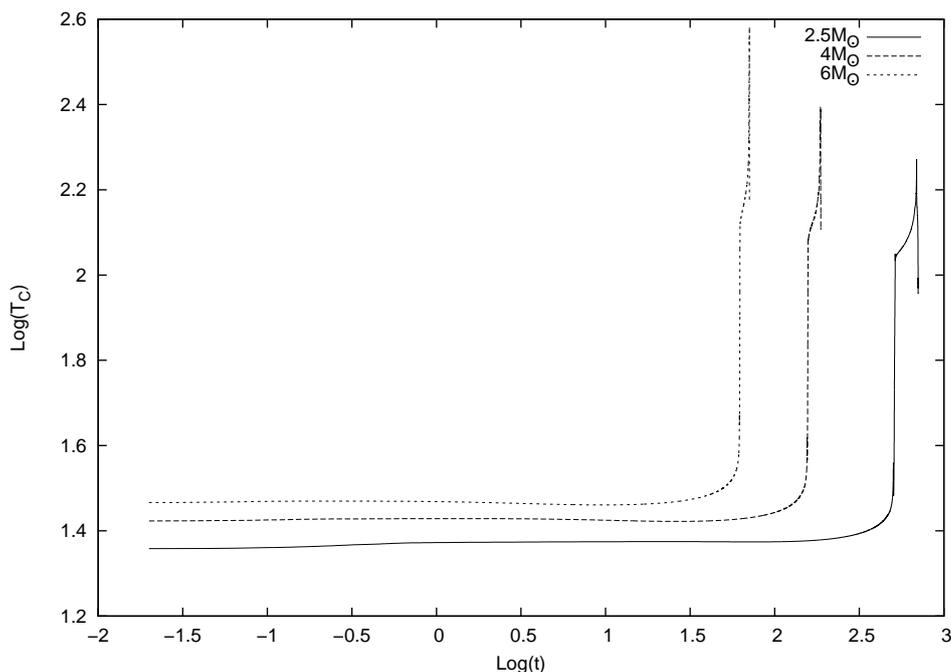


**Figura 5.5.** Diagrama HR para una estrella de  $4M_{\odot}$ , los colores reflejan la abundancia central de He.

El mecanismo de quema de H es esencialmente la fusión nuclear de cuatro protones en un núcleo de He. La energía producida por el conjunto de reacciones es de 26.731 MeV lo que, a la luz de ser la mayor cantidad de energía liberada en cualquiera de las reacciones nucleares, hace que el hidrógeno sea consumido a una velocidad menor que en cualquier otra fase evolutiva.

Como puede verse en la figura 5.6, el efecto de incrementar la masa progenitora se traduce en un aumento de la temperatura interior, por lo que el ciclo CNO pasa a ser la reacción dominante en la quema de H. La fuerte dependencia de  $\epsilon_{\text{CNO}}$  con la temperatura hace que los procesos de quema nuclear estén más localizados en el centro y que la concentración de producción de energía cause un gran incremento en el gradiente radiativo hacia el núcleo debido al gran flujo de energía en la parte interior de la estructura. Esto nos permite, debido al criterio de Schwarzschild, asegurar que el interior de la estrella se vuelve convectivo.

En la figura 5.7 podemos observar el comportamiento de los gradientes adiabático y radiativo para dos masas distintas cuando la abundancia de hidrógeno es  $X_H = 0.254$ . Además,



**Figura 5.6.** Evolución temporal del logaritmo de la temperatura central (en millones de grados Kelvin) a lo largo de la vida de la estrella (en millones de años). Se puede apreciar la relación de la temperatura con la masa de la estrella.

los tiempos en la secuencia principal y masa de núcleo convectivo hacia el final de la quema de H obtenidos en las simulaciones pueden verse en la tabla 5.1. Allí se puede apreciar que a medida que aumenta la masa de la estrella progenitora lo mismo sucede con el tamaño del núcleo convectivo. Esto puede explicarse teniendo en cuenta que a medida que tomamos masas mayores, la temperatura interior aumenta lo que conduce a un mayor flujo de energía.

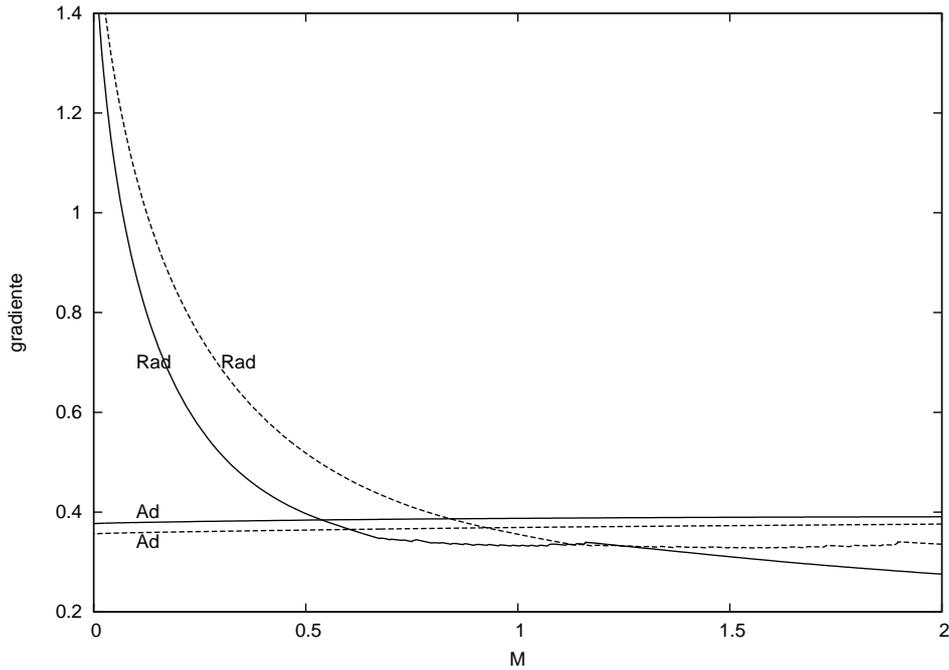
$M$	$t_H$	% núcleo convectivo ( $X_H = 0.10$ )
$2.5M_{\odot}$	500,4	11.375
$4M_{\odot}$	154.2	12.809
$6M_{\odot}$	61.1	14.907

**Tabla 5.1.** En la tabla se muestran los valores del tiempo de vida de la etapa de quema de hidrógeno y el porcentaje de núcleo convectivo cuando la abundancia del H cae a 0.1. El tiempo está dado en millones de años.

Cualquiera sea la razón física (OV, cambios en la opacidad, etc.) por la cual se induce un incremento en el tamaño del núcleo convectivo, los efectos evolutivos y propiedades estructurales se reflejan en que la estrella se vuelve más brillante debido al incremento del peso molecular medio ( $L_{\mu} \propto \mu^7$ ), aumenta el tiempo de vida de quema central de H y al final de la fase de MS la masa del núcleo de He es mayor.

Luego del final de la quema de H (punto C figura 5.5), la región central de la estrella empieza a contraerse mientras que las capas externas se expanden, enfriándose.

Los perfiles químicos de las estrellas al final de la quema de H se muestran en la figura



**Figura 5.7.** Gradientes adiabático y radiativo para una estrella de  $4M_{\odot}$  (línea llena) y una de  $6M_{\odot}$  (línea punteada) en etapa de quema de H, para una abundancia central, en ambos casos, de  $X_H \sim 0.254$ .

5.8.

### 5.3. Evolución post secuencia principal

Luego del final de la etapa de quema de H (punto C de la figura 5.5) mientras que la región central de la estrella se contrae, las capas externas se expanden lo que produce un incremento en el radio estelar y un enfriamiento de las capas. Esto produce un incremento en la opacidad.

En el interior de la estrella queda un núcleo de He, el cual no contiene ninguna fuente de producción de energía (la temperatura todavía no es suficiente para desencadenar la quema de He). Este núcleo está rodeado por una envoltura rica en H, la cual en la base tiene una capa en la que se está quemando H. La luminosidad generada en la capa es básicamente mediante el ciclo CNO (ver figura 5.9).

Durante esta etapa, la envoltura se vuelve convectiva a medida que las capas exteriores se enfrían por la expansión. La convección frena la expansión de la estrella y evita la completa disolución. Esto marca el comienzo de la fase de RG, señalada en el punto D de la figura 5.5.

Al llegar al punto E de la figura 5.5 la contracción del núcleo provoca un incremento de la temperatura interior tal que es posible para la estrella quemar He ( $T \sim 10^8 K$ ). En este momento la estructura de la estrella está soportada por la quema nuclear y el núcleo detiene su contracción. Al ir incrementando el valor de la masa total, el núcleo se contrae más rápido y la temperatura requerida para la quema de He se alcanza antes (ver figura 5.6) (Salaris and Cassisi, 2005). En este punto termina la fase de RG y comienza la de quema de helio, que es en la que estamos mayormente interesados.

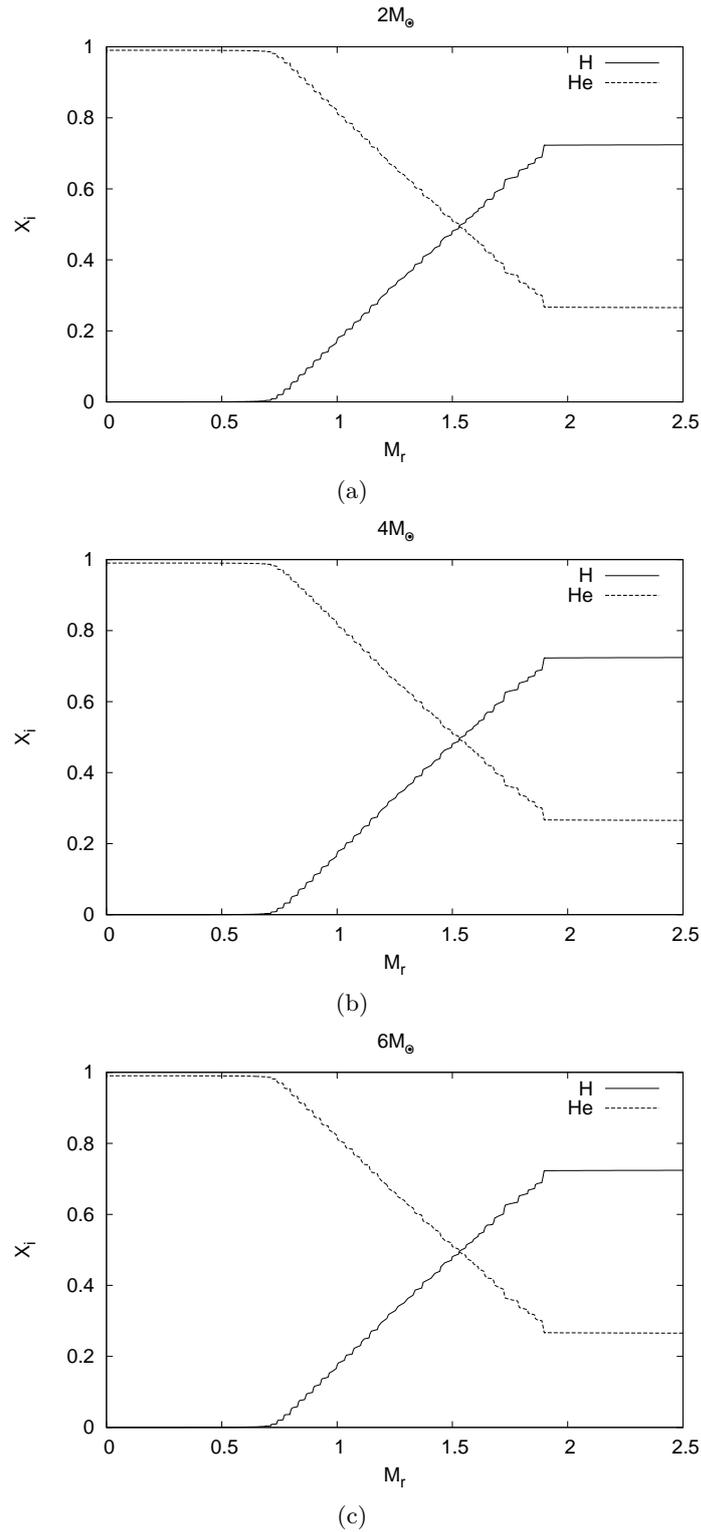
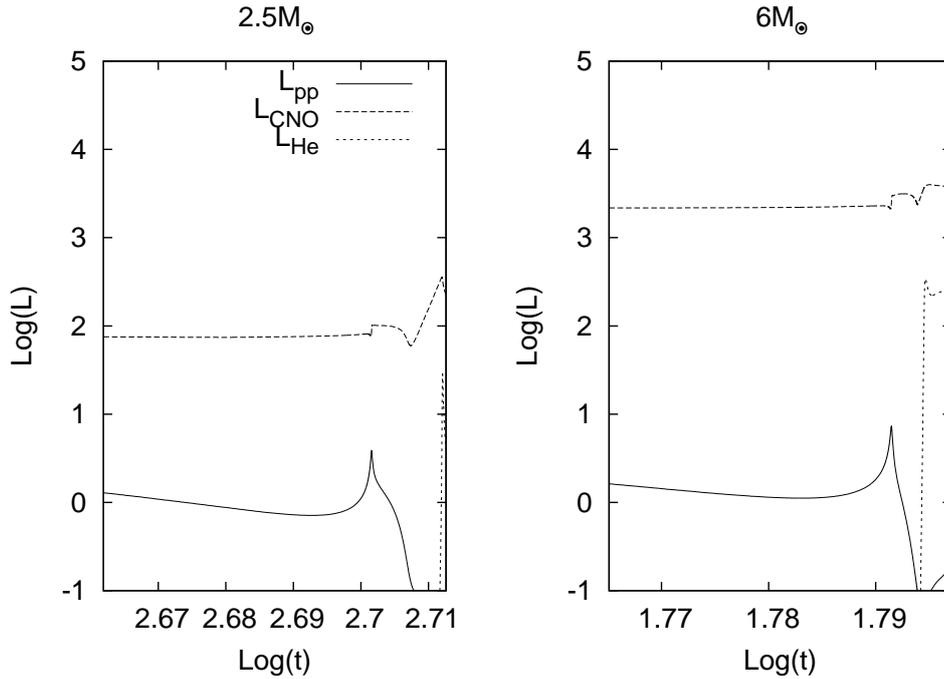


Figura 5.8. Perfiles químicos al final de la quema de H para las masas consideradas.

## 5.4. Etapa de quema central de Helio y AGB temprana

Como vimos en los capítulos anteriores, la importancia de esta fase reside en que durante la quema de He se determina cómo será la composición química, estratificación y el



**Figura 5.9.** Se muestra la luminosidad generada por las distintas reacciones en la capa de hidrógeno para estrellas de  $2.5M_{\odot}$  y de  $6M_{\odot}$ , entre finales de la etapa de quema de H y principio de la quema central de He.

tamaño del núcleo de lo que será en un futuro una enana blanca. Estas características son sumamente importantes, como ya se mencionó, para determinar propiedades de enfriamiento y pulsacionales de estas estrellas.

La composición química al final de esta fase depende de la competencia entre las reacciones principales de esta etapa: la reacción  $3\alpha$  que produce carbono a partir de 3 núcleos de helio y la  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  que produce oxígeno a partir del carbono. Tanto la composición como la estratificación química del núcleo de la estrella dependen también del esquema de mezcla utilizado (Imbriani et al., 2001). En esta sección analizaremos cómo afecta en la evolución del tipo de estrellas consideradas en este trabajo, la indeterminación en la tasa de la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  y la inclusión de los BP.

En la figura 5.10 podemos ver los tracks evolutivos en el diagrama HR de las estrellas consideradas en este trabajo durante la quema central de He. Allí se compara el comportamiento según la tasa de reacción de  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  adoptada. Podemos observar que no hay grandes diferencias al considerar distintas tasas. Esto está de acuerdo con los resultados encontrados en investigaciones previas realizadas por Chin and Stothers (1991). Sin embargo, como veremos más adelante, el impacto de la tasa de reacción utilizada se advertirá en los perfiles químicos finales.

En cambio, cuando se tiene en cuenta el fenómeno de BP sí pueden observarse cambios en los recorridos evolutivos. La figura 5.11 refleja el impacto en el diagrama HR de la consideración de este fenómeno para la tasa de Angulo et al. (1999). Puede advertirse la aparición de un lazo hacia el final de la quema de He. Esto se debe a que el BP lleva helio fresco de la envoltura hacia el interior de la estrella. Como consecuencia la vida de la estrella en la fase de quema de helio y las abundancias centrales de oxígeno y carbono se ven afectadas notablemente.

Los resultados numéricos muestran que la adopción de la tasa provista por Kunz lleva a reducciones en el tiempo de vida durante la etapa de quema de helio ( $t_{\text{He}}$ ). Las disminuciones encontradas son del orden de 1 % a 2 % respecto a las calculadas con la tasa dada por Angulo. Esto nos dice que, junto con los resultados obtenidos respecto al diagrama HR, las propiedades “observables” de la estrella no se ven afectadas dramáticamente debido a la incerteza en  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ . Mencionamos aquí resultados de un trabajo publicado por Imbriani et al. (2001). En este trabajo se consideraron las tasas proporcionadas por Caughlan et al. (1985) y Caughlan and Fowler (1988), y se encontraron cambios en los tiempos de quema central de helio desde un 5 % a un 9 % aproximadamente.

En lo que respecta al fenómeno de BP se encontró que la inclusión del mismo lleva a aumentos<sup>1</sup> de  $t_{\text{He}}$  entre 4 % y 9 % para la tasa de Angulo y 3 % y 9 % para la de Kunz. La máxima variación se observa para la estrella de  $4M_{\odot}$  mientras que la menor se advierte para la de  $6M_{\odot}$ . Notamos también que en el diagrama HR la estrella de  $4M_{\odot}$  es la que se ve más afectada por la inclusión del BP efectuando un bucle más importante que en las otras estrellas examinadas. Se advierte que este comportamiento no se ve modificado por la tasa de la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  utilizada. Si no tomamos en cuenta el OV durante la quema central de He, los tiempos se ven mayormente afectados encontrándose tiempos de quema desde un 22 % a un 39 % menores. Estos datos pueden verse en la tabla 5.2.

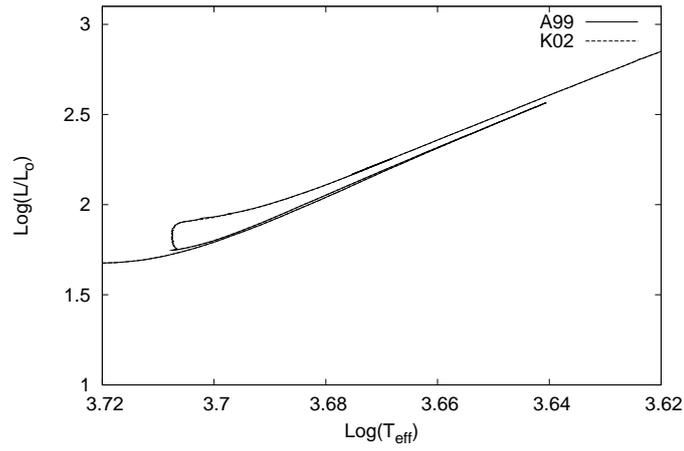
La figura 5.12 muestra en detalle cómo varía la abundancia central de He a lo largo de esta etapa.

Sin Breathing Pulses				
$M$	$t_{A99}$	$t_{K02}$	$\frac{t_{A99}-t_{K02}}{t_{A99}}$	
$2.5M_{\odot}$	175.1	173.3	0.0102	
$4M_{\odot}$	27.9	27.5	0.0143	
$6M_{\odot}$	8.1	8.0	0.0123	
Con Breathing Pulses				
$2.5M_{\odot}$	191.0	188.0	0.0157	
$4M_{\odot}$	30.5	30.1	0.0131	
$6M_{\odot}$	8.5	8.3	0.0235	
Sin OV durante quema central He				
$2.5M_{\odot}$		125.0		
$4M_{\odot}$		18.3		
$6M_{\odot}$		6.24		

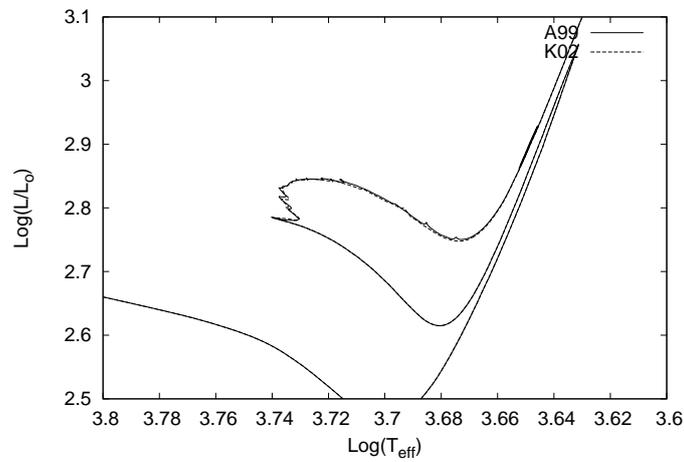
**Tabla 5.2.** Tabla comparativa de los tiempos de quema central de He, para las tasas de Angulo y Kunz. Las edades están dadas en millones de años. En el caso que no se consideró *overshooting* en la quema central de helio, solo se calcularon las secuencias para la tasa de Kunz.

Observando la región del track que corresponde a la etapa de quema central de He, puntos E a F (figura 5.5), podemos ver que la estrella se mueve desde la RGB hacia la parte azul del diagrama. Durante el período anterior a llegar al punto más alejado de la rama de las gigantes rojas, la liberación de energía de la capa de quema de H fue aumentando en forma constante. Luego de este punto, la energía producida por quema de H decrece sostenidamente produciendo un bucle en el diagrama HR llamado “vuelta azul” o *blue loop* (BL). Este efecto es muy importante por que ocurre durante una fase evolutiva prolongada en la cual la estrella

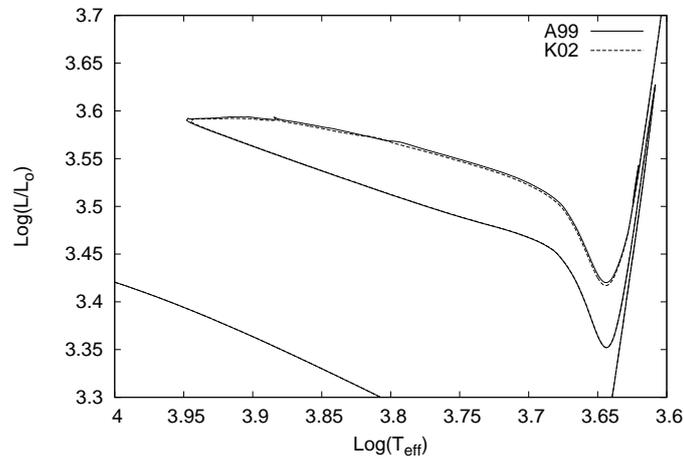
<sup>1</sup>En la comparación se toma como referencia las cantidades calculadas sin BP.



(a)  $M = 2.5 M_{\odot}$



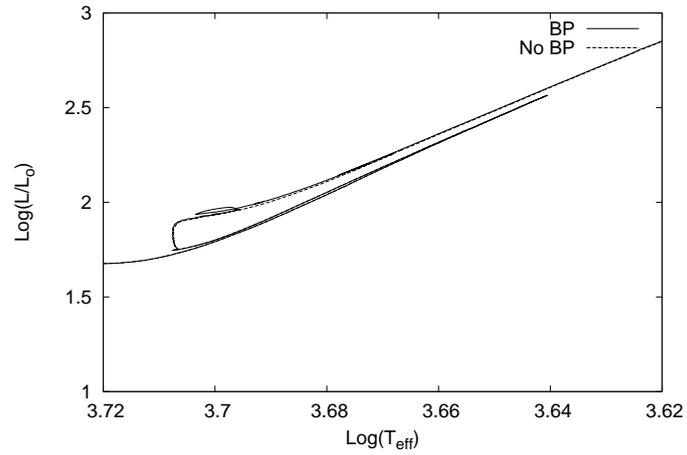
(b)  $M = 4 M_{\odot}$



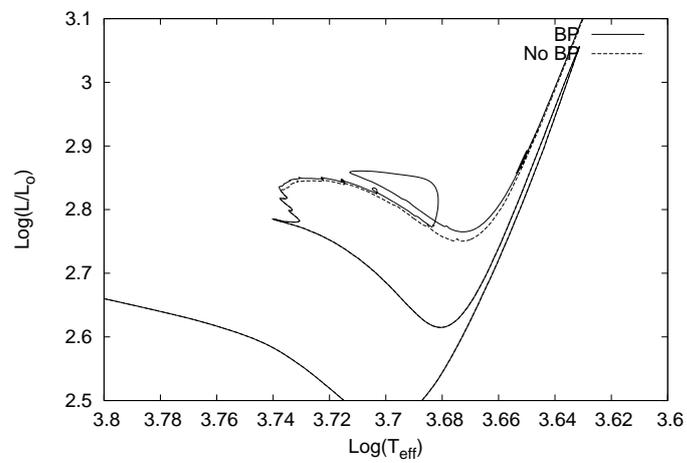
(c)  $M = 6 M_{\odot}$

**Figura 5.10.** Ampliación de la región de la quema central de He del diagrama HR, modelos calculados eliminando los BP. Se ve que considerar la tasa de Angulo *et al.* (A99) o el de Kunz *et al.* (K02) no afecta considerablemente su camino por el diagrama.

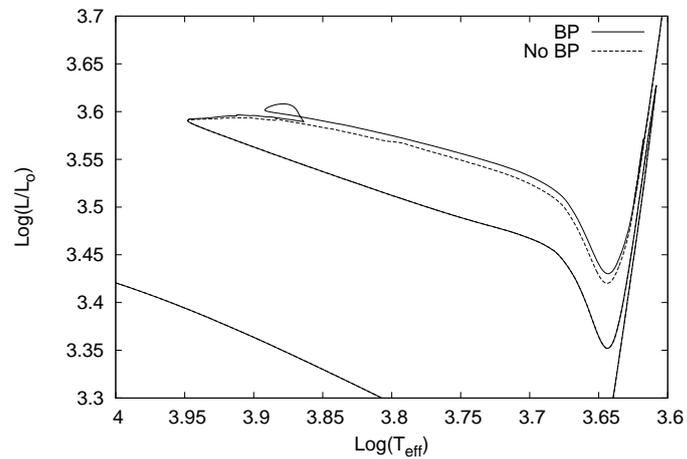
#### 5.4. Etapa de quema central de Helio y AGB temprana



(a)  $M = 2.5M_{\odot}$



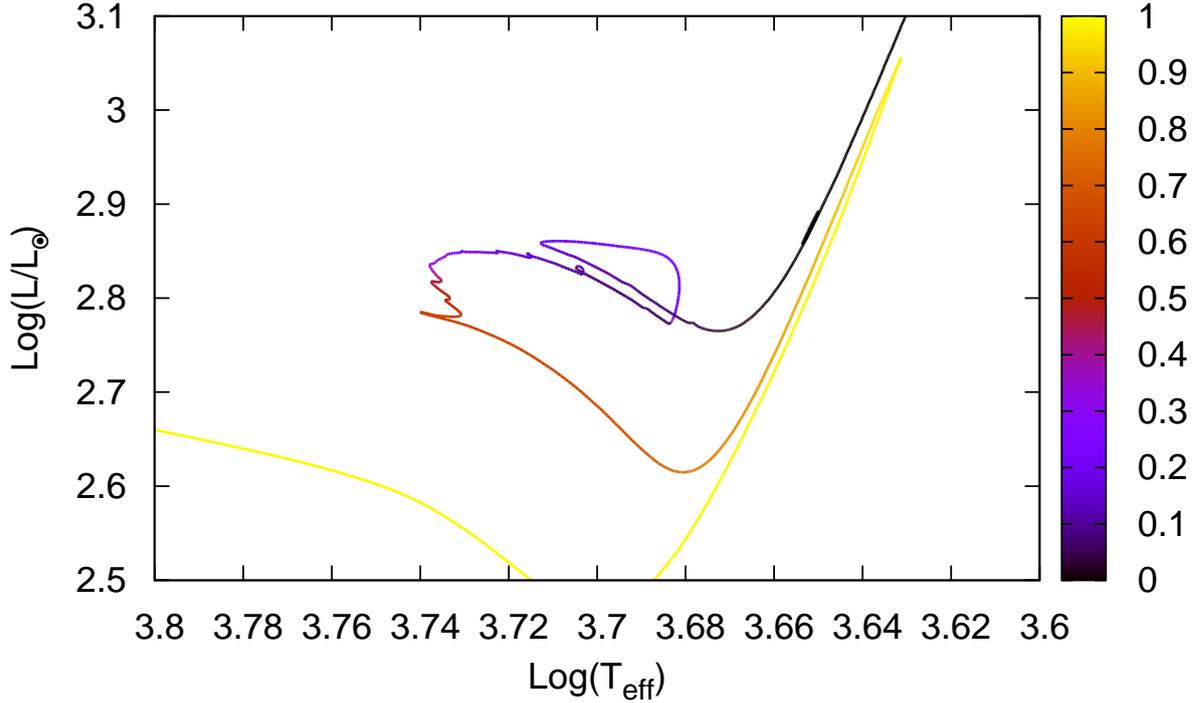
(b)  $M = 4M_{\odot}$



(c)  $M = 6M_{\odot}$

**Figura 5.11.** Ampliación de la región de la quema central de He del diagrama HR considerando los BP. Se observa la aparición de un bucle debido a los BP.

tiene una gran probabilidad de ser observada (como ocurre en cúmulos galácticos jóvenes y



**Figura 5.12.** Podemos ver cómo varía la abundancia central de He para el modelo de  $4M_{\odot}$ . Cuando ocurre el BP, aumenta la abundancia de dicho elemento.

cúmulos de edad intermedia en las nubes de Magallanes) (Salaris and Cassisi, 2005).

Los datos correspondientes al tiempo transcurrido en el BL pueden verse en la tabla 5.3. El criterio adoptado para la delimitación del mismo fue  $\log(T_{\text{eff}}) \geq 3.80$  tomada del trabajo de Imbriani et al. (2001). De las estrellas tomadas en cuenta, solo la correspondiente a  $6M_{\odot}$  cumplió este requisito por lo que la tabla se refiere solo a esa estrella. Allí podemos ver que el tiempo que pasa la estrella en el BL es una fracción importante del tiempo que pasa en la quema central de helio. Para el caso en que no se considera BP no se observa un cambio significativo por la consideración de dos tasas distintas, ambos tiempos son aproximadamente un 36% del  $t_{\text{He}}$  respectivo. Por otro lado, si tomamos en cuenta este fenómeno podemos apreciar que existe una diferencia, siendo el modelo calculado con la tasa de Kunz el que menos tiempo pasa en el BL.

	$t_{A99}$	$t_{K02}$	$\frac{t_{A99}-t_{K02}}{t_{A99}}$	$\left(\frac{t_b}{t_{He}}\right)_{A99}$	$\left(\frac{t_b}{t_{He}}\right)_{K02}$
No BP	2.94	2.88	0.0204	0.3634	0.36
BP	3.35	3.13	0.0656	0.394	0.377
No OV He		0.0			0.0

**Tabla 5.3.** En la tabla se muestran los tiempos de vida en el “blue loop” para una estrella de  $6M_{\odot}$ . También se exponen los cocientes con el tiempo de la fase de quema central de helio.

Cuando la abundancia de He baja lo suficiente, el track de la estrella se mueve hacia una zona de menor temperatura efectiva y mayor luminosidad llamada AGB, que corresponde a una fase donde se quema helio en capa. Luego del agotamiento central del helio, la quema se

mueve a una cáscara alrededor del núcleo de CO, el cual incrementa su masa por la conversión de He en C y O en la misma. La capa de combustión de H que se encuentra por encima, se extingue debido a la expansión y el consecuente decrecimiento de la temperatura causado por el comienzo de la quema de He. Durante la llamada fase AGB temprana la quema de helio se mueve progresivamente hacia afuera, aumentando el tamaño del núcleo de CO. En estrellas más masivas que  $3\text{-}5 M_{\odot}$  ocurre un proceso convectivo que penetra de la zona convectiva exterior hacia el interior. Este proceso es llamado segundo *dredge up*. Para estrellas menos masivas la quema en capa de H evita este episodio.

Veamos ahora la composición química en la fase de AGB inmediatamente antes de llegar a los pulsos térmicos. Las figuras 5.13, 5.14 y 5.15 muestran los perfiles químicos de las estrellas consideradas. Se pueden apreciar los efectos de considerar dos tasas de reacción distintas si comparamos en dirección horizontal y las diferencias de considerar los BP si comparamos en dirección vertical. La primera característica que podemos observar es una tendencia de decrecimiento de la abundancia central de  $^{16}\text{O}$  con el aumento de la masa progenitora. Esta tendencia estaría relacionada con las mayores temperaturas centrales desarrolladas por estrellas más masivas y el hecho de que esto favorece a la reacción  $3\alpha$  antes que a la  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ .

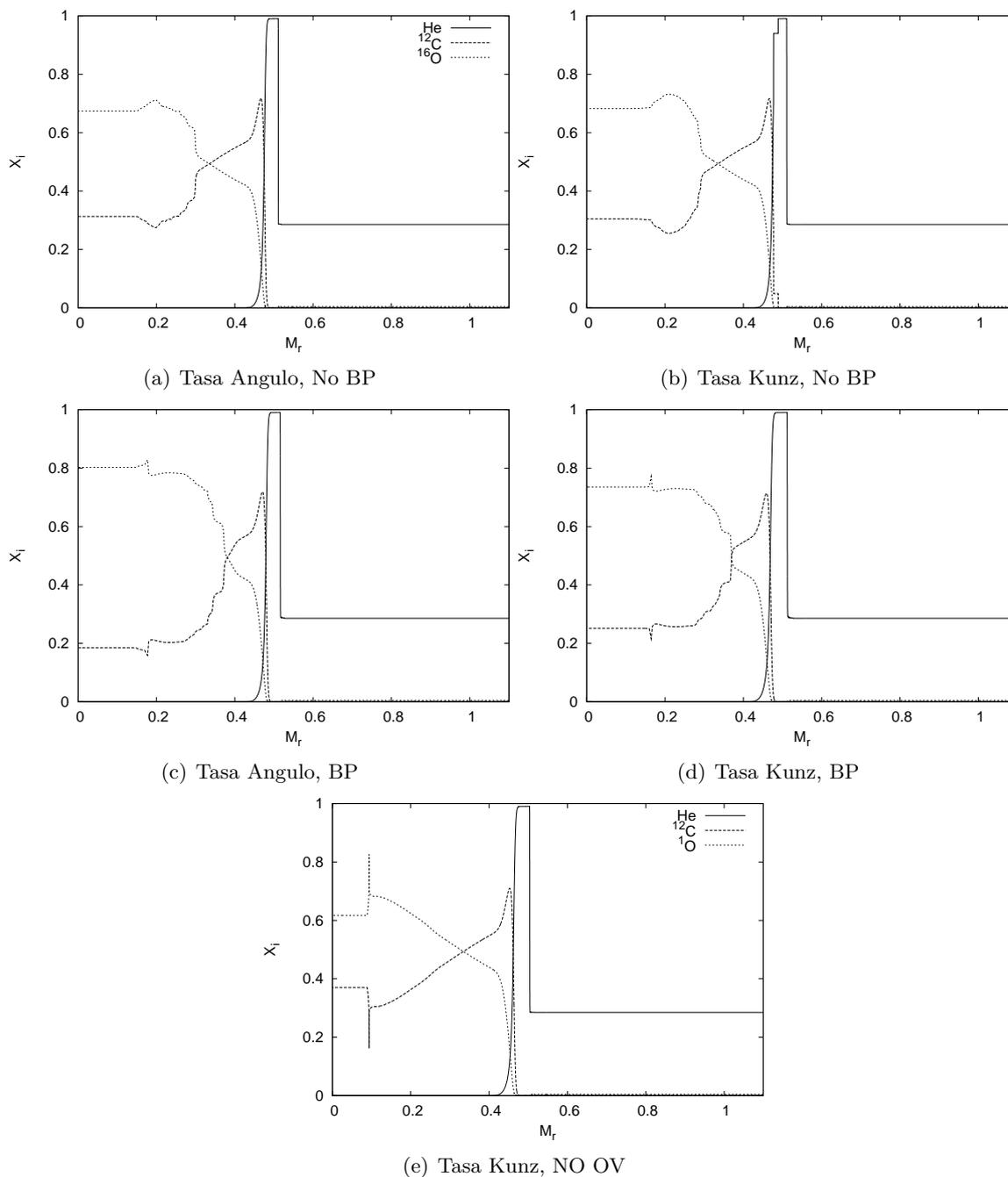
Los resultados respecto a las abundancias de  $^{12}\text{C}$  y  $^{16}\text{O}$  luego de la quema de helio pueden visualizarse en la tabla 5.4. De la comparación entre las abundancias de  $^{16}\text{O}$  arrojadas por las dos tasas de reacción adoptadas podemos observar que adoptar la tasa de Kunz et al. (2002) lleva a una disminución de la abundancia del oxígeno (excepto para el caso de  $2.5 M_{\odot}$  sin BP en que se obtiene una abundancia levemente superior). Esto está de acuerdo a lo que esperabamos en principio debido a que, como se vió en el capítulo 4, dentro de las temperaturas de quema de helio la tasa de la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  provista por Kunz es menor que la dada por Angulo, por lo que se espera una menor producción de oxígeno.

Comparando los perfiles de manera vertical, es decir, notando las diferencias en la consideración de los BP, podemos observar que los modelos calculados que tienen en cuenta este fenómeno tienen mayor abundancia de oxígeno y menor de carbono que aquellos modelos que no lo tienen en cuenta. Este comportamiento (para este rango de masas) puede explicarse, como se señala en el trabajo de Imbriani et al. (2001), considerando que cuando uno tiene en cuenta los BP el borde del núcleo convectivo crece en masa y la ingestión de helio fresco en una región rica en  $^{12}\text{C}$  favorecerá la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  con lo que se consumirá más carbono con el consecuente aumento de la abundancia de  $^{16}\text{O}$ . Se puede observar de la tabla 5.4 que este efecto lleva a aumentos en la abundancia de oxígeno de 19 %, 19 %, 12 % para las masas  $2.5 M_{\odot}$ ,  $4M_{\odot}$ ,  $6M_{\odot}$  adoptando la tasa de Angulo y de 7 %, 13 % y 5 % para las mismas masas pero considerando la tasa de Kunz. De estos resultados se puede apreciar que el efecto del BP es menor cuando se adopta la tasa más actual.

Si ahora analizamos el impacto de la incerteza en la tasa de la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  en la abundancia del oxígeno se puede observar una disminución de 3 % y 2 % para las masas  $4M_{\odot}$ ,  $6M_{\odot}$  y un aumento de 1 % para la estrella de  $2.5M_{\odot}$  para el caso en que no se considera BP y disminuciones de 8 %, 7 % y 8 % para las estrellas de masas  $2.5 M_{\odot}$ ,  $4M_{\odot}$ ,  $6M_{\odot}$  para el caso en que se considera BP. Las variaciones son respecto de la tasa provista por Angulo et al. (1999).

Por último analicemos brevemente la situación en la que no consideramos OV durante la quema central de He. La principal característica de estos modelos, calculados sólo con la tasa de la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  dada por Kunz, es que no se advierte la presencia de BP al final de la quema central de He. También se observa un decrecimiento en la abundancia de oxígeno al ir aumentando la masa de la progenitora, pero respecto de aquellos modelos calculados con OV en la quema central de He, se nota que la abundancia de  $^{16}\text{O}$  es menor. Esto podría estar relacionado con el hecho de que cuando uno permite que haya una mezcla más allá del borde

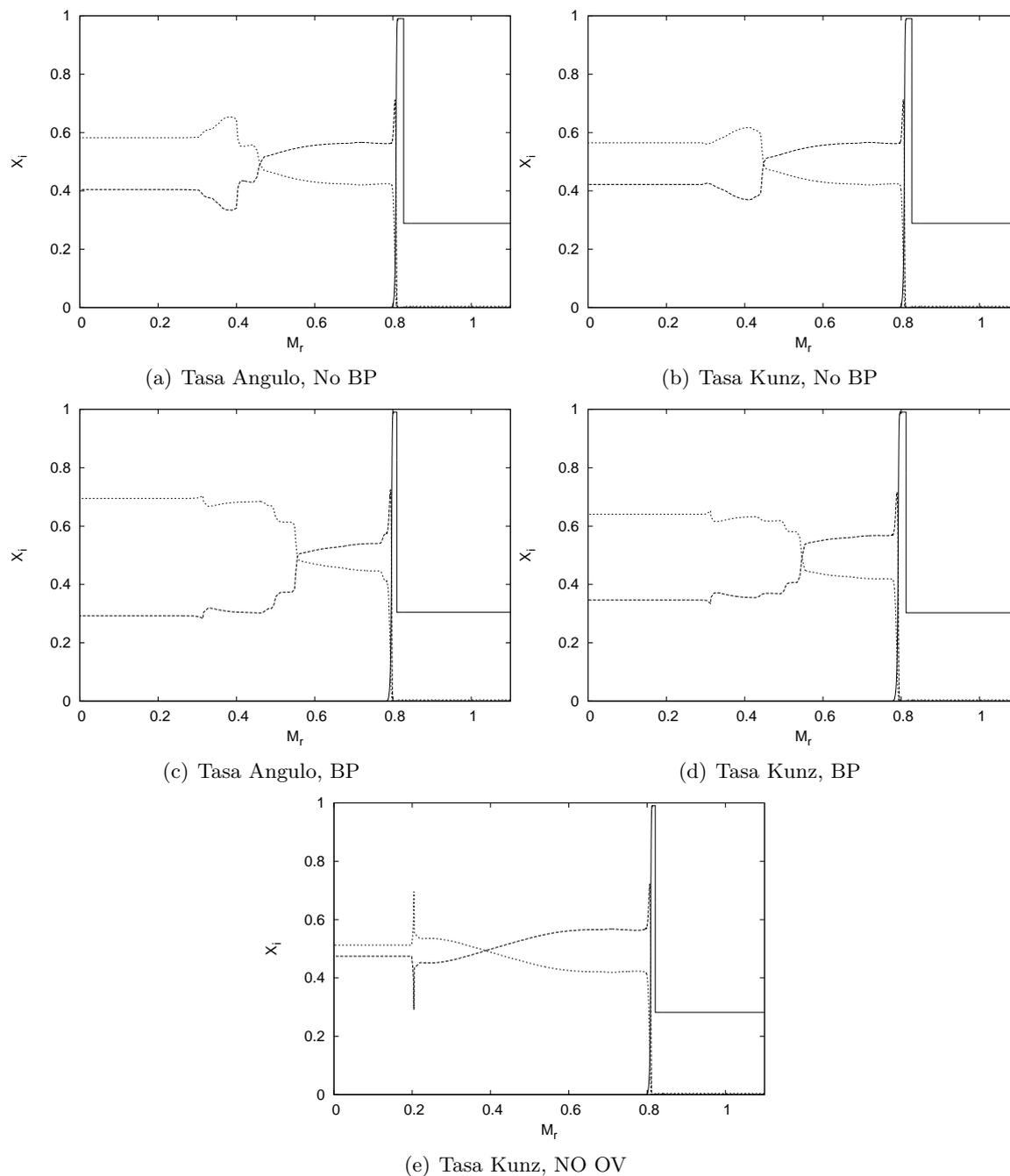
## 5. Resultados de las simulaciones



**Figura 5.13.** Perfiles químicos al final de la quema de He para una estrella de  $2.5M_{\odot}$ .

convencional de Schwarzschild, la ingestión de helio fresco en una región rica en  $^{12}\text{C}$ , como ya mencionamos, favorece la producción de oxígeno y como en este caso no se considera este tipo de mezcla, obtendremos una abundancia menor.

Cabe destacar que los resultados expuestos en la tabla 5.4 se encuentran en buen acuerdo con los resultados presentados por Imbriani et al. (2001) para las tasas de Caughlan et al. (1985) y Caughlan and Fowler (1988) que, de acuerdo a la opinión de los autores, representan dos valores extremos para la reacción. De todas formas la abundancia de los elementos no sólo depende de la tasa de reacción elegida, si no también del tratamiento de la convección.



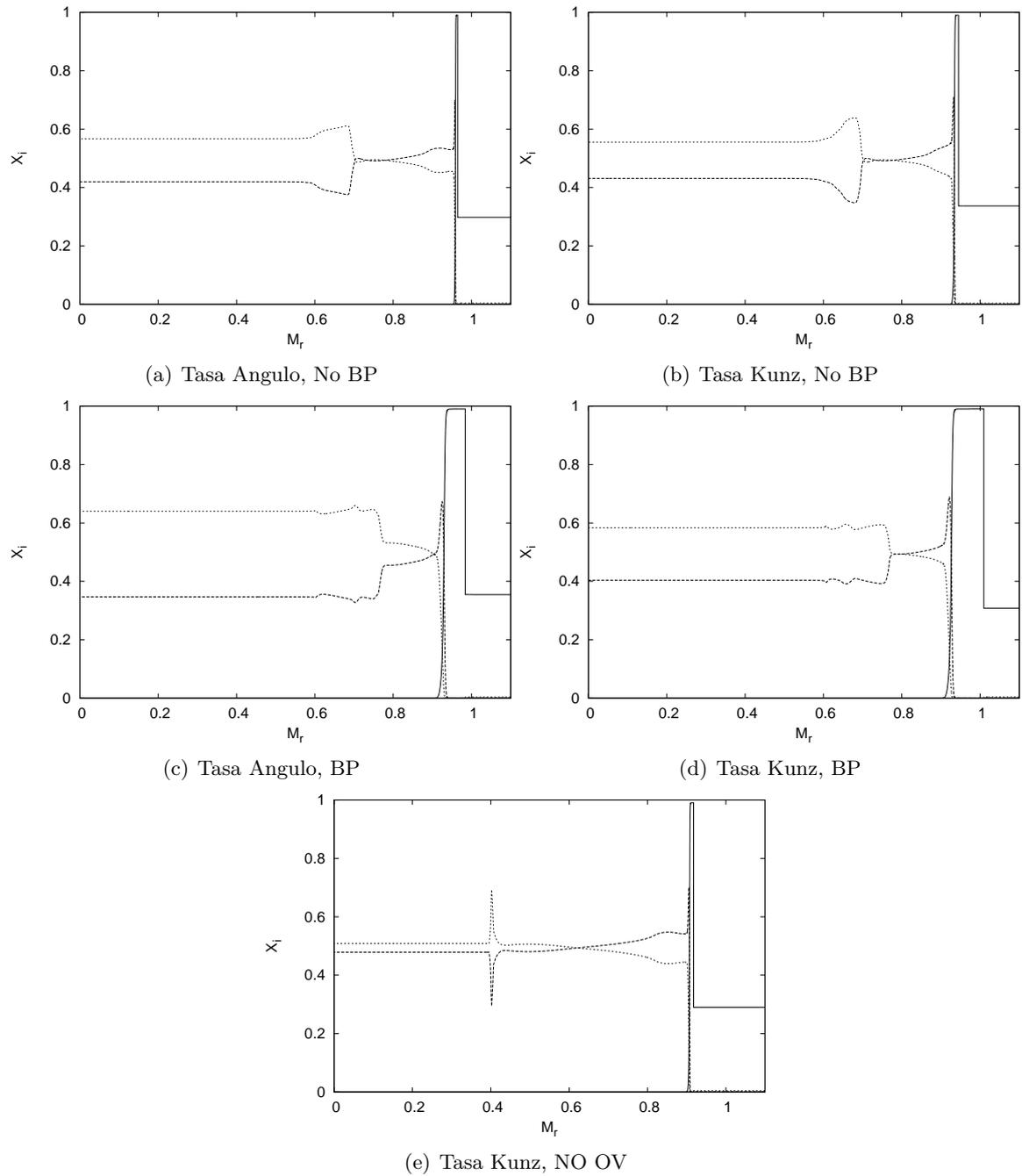
**Figura 5.14.** Perfiles químicos al final de la quema de He para una estrella de  $4M_{\odot}$ .

## 5.5. Pulsos térmicos

Antes de presentar los resultados de los perfiles al final del segundo pulso térmico, recordemos un poco cómo es que sucede este fenómeno.

Durante la AGB temprana, cuando la quema de helio en capa se acerca a la discontinuidad química de H/He, esta se apaga y luego de una contracción la capa de quema de H vuelve a liberar energía suficiente (ya que estaba inactiva) para mantener la luminosidad de la estrella. Este freno temporal de la capa de quema de He marca el comienzo de la etapa de

## 5. Resultados de las simulaciones



**Figura 5.15.** Perfiles químicos al final de la quema de He para una estrella de  $6M_{\odot}$ .

pulsos térmicos.

A medida que se consume el H, los restos de He que quedan por encima del núcleo de CO son comprimidos y calentados. Al alcanzar una masa crítica el He se enciende y la capa, en respuesta, incrementa su temperatura aumentando la producción de energía. Este fenómeno (llamado *thermonuclear runaway*) ocurre como consecuencia de que la región en que sucede la quema de helio es cada vez más delgada. Cuando el espesor de la capa es lo suficientemente pequeño, como en el caso de la fase pulsante, la expansión de la misma induce un incremento de la temperatura. La mayor parte de la energía calienta las capas de quema, causando que

Sin Breathing Pulses				
$M$	$^{12}C_{A99}$	$^{12}C_{K02}$	$^{16}O_{A99}$	$^{16}O_{K02}$
$2.5M_{\odot}$	0.3138	0.3045	0.6740	0.6825
$4M_{\odot}$	0.4085	0.4224	0.5822	0.5646
$6M_{\odot}$	0.4199	0.4314	0.5671	0.5555
Con Breathing Pulses				
$2.5M_{\odot}$	0.1846	0.2518	0.8024	0.7353
$4M_{\odot}$	0.2921	0.3464	0.6949	0.6406
$6M_{\odot}$	0.3470	0.4037	0.6399	0.5833
Sin OV durante quema central de He <sup>1</sup>				
$2.5M_{\odot}$		0.3698		0.6172
$4M_{\odot}$		0.4743		0.5127
$6M_{\odot}$		0.4786		0.5083

**Tabla 5.4.** Tabla comparativa de la abundancia de  $^{12}C$  y  $^{16}O$  al final de la quema central de He, para las tasas de Angulo y Kunz.

<sup>1</sup> Solo se calculó teniendo en cuenta la tasa de Kunz.

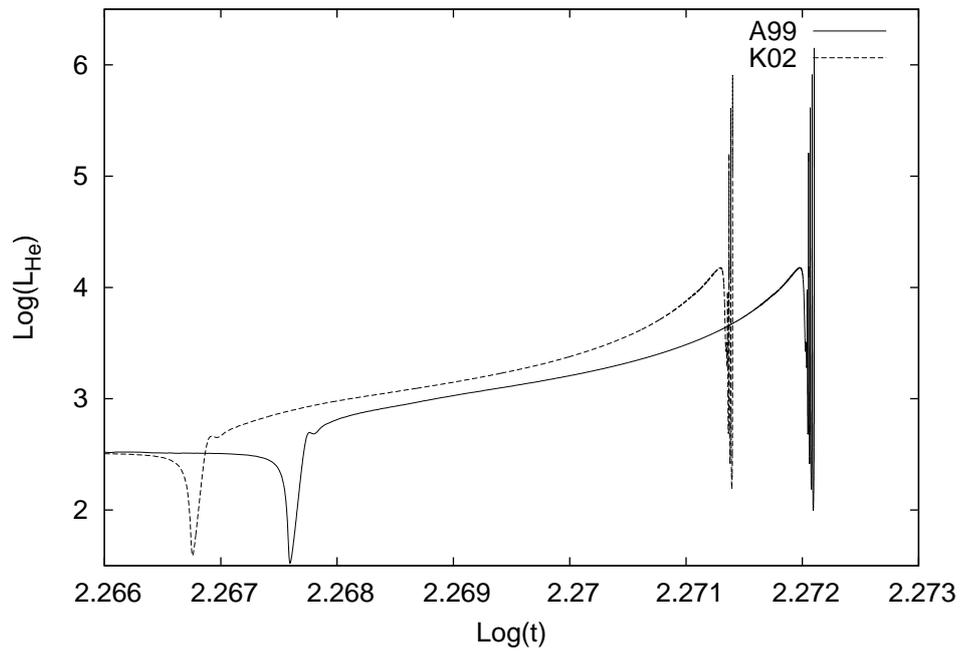
estas y las que están por encima se expandan contra la gravedad. Como consecuencia, bajan las densidades y temperaturas y la quema de hidrógeno se apaga.

La estrella continúa con la quema de helio hasta que el material procesado por la reacción  $3\alpha$  iguala a la cantidad de material que fue procesado por la quema de H anterior al flash. En este punto el hidrógeno cercano a la discontinuidad H/He se re enciende y la estrella vuelve a otra fase de quema de H. Cuando la masa de las capas ricas en He alcanza el valor crítico, otro pulso térmico comienza y el ciclo se repite (Salaris and Cassisi, 2005).

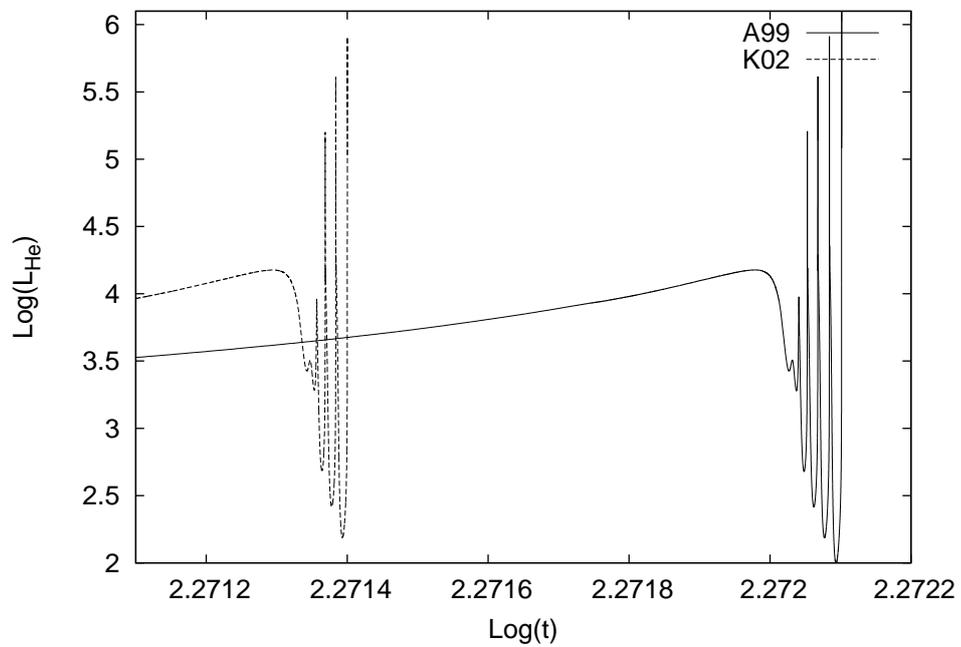
En la figura 5.16 podemos ver que como consecuencia de la disminución del  $t_{He}$ , resultado que fue hallado en la sección anterior, se encuentra que los pulsos térmicos comienzan antes si adoptamos la tasa provista por Kunz. Recordemos que el tiempo de vida durante la etapa de quema de helio era mayor si adoptamos la tasa de Angulo. En la figura 5.17 podemos ver una acercamiento de la figura 5.16 en la zona de los pulsos térmicos.

Las figuras 5.18, 5.19 y 5.20 muestran los perfiles químicos para  $^4He$ ,  $^{12}C$  y  $^{16}O$  obtenidos hacia el final del segundo pulso térmico. Las diferencias con las figuras 5.13, 5.14 y 5.15 se observan en la parte más externa del perfil que es la que se modela durante los pulsos térmicos.

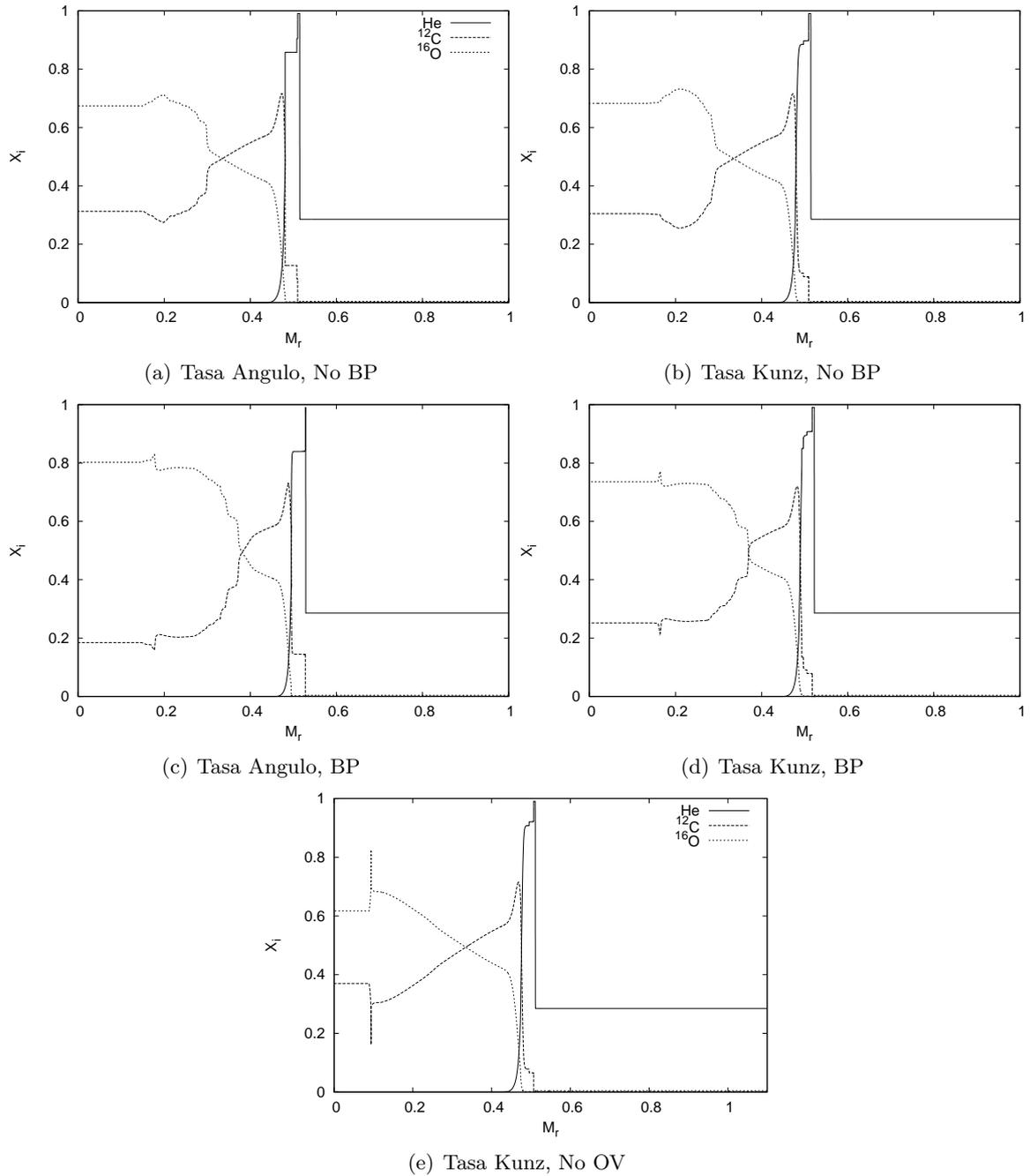
La figura 5.21 muestra un perfil de  $^{16}O$  para una estrella de  $2.5M_{\odot}$ . Analicemos un poco esta última figura. La parte interna del núcleo (a), con una abundancia constante de  $^{16}O$ , está determinada por la máxima extensión de la región convectiva de quema central de He, mientras que el máximo en la abundancia de oxígeno (b) se produce cuando la capa de quema de helio cruza la región semiconvectiva que está parcialmente enriquecida en  $^{12}C$  y  $^{16}O$  y el carbono es convertido en oxígeno mediante la reacción  $^{12}C(\alpha, \gamma)^{16}O$ . Más allá de esta región (c), el perfil de oxígeno se construye cuando la capa de quema de helio se mueve hacia la superficie. Simultáneamente, la contracción gravitatoria incrementa su temperatura y densidad y como la relación entre las tasas de las reacciones  $^{12}C(\alpha, \gamma)^{16}O$  y  $3\alpha$  es menor para mayores temperaturas la fracción de oxígeno va decreciendo en la parte externa del núcleo de CO. Finalmente la figura 5.22 resume las incertezas en el perfil de oxígeno, para las estrellas consideradas, debido a los efectos discutidos en esta tesis.



**Figura 5.16.** La figura muestra que el uso de la tasa de Kunz produce una anticipación de los pulsos térmicos.



**Figura 5.17.** En esta figura mostramos la zona de los pulsos térmicos ampliada.



**Figura 5.18.** Perfil químico al final del segundo pulso térmico para una estrella de  $2.5M_{\odot}$ .

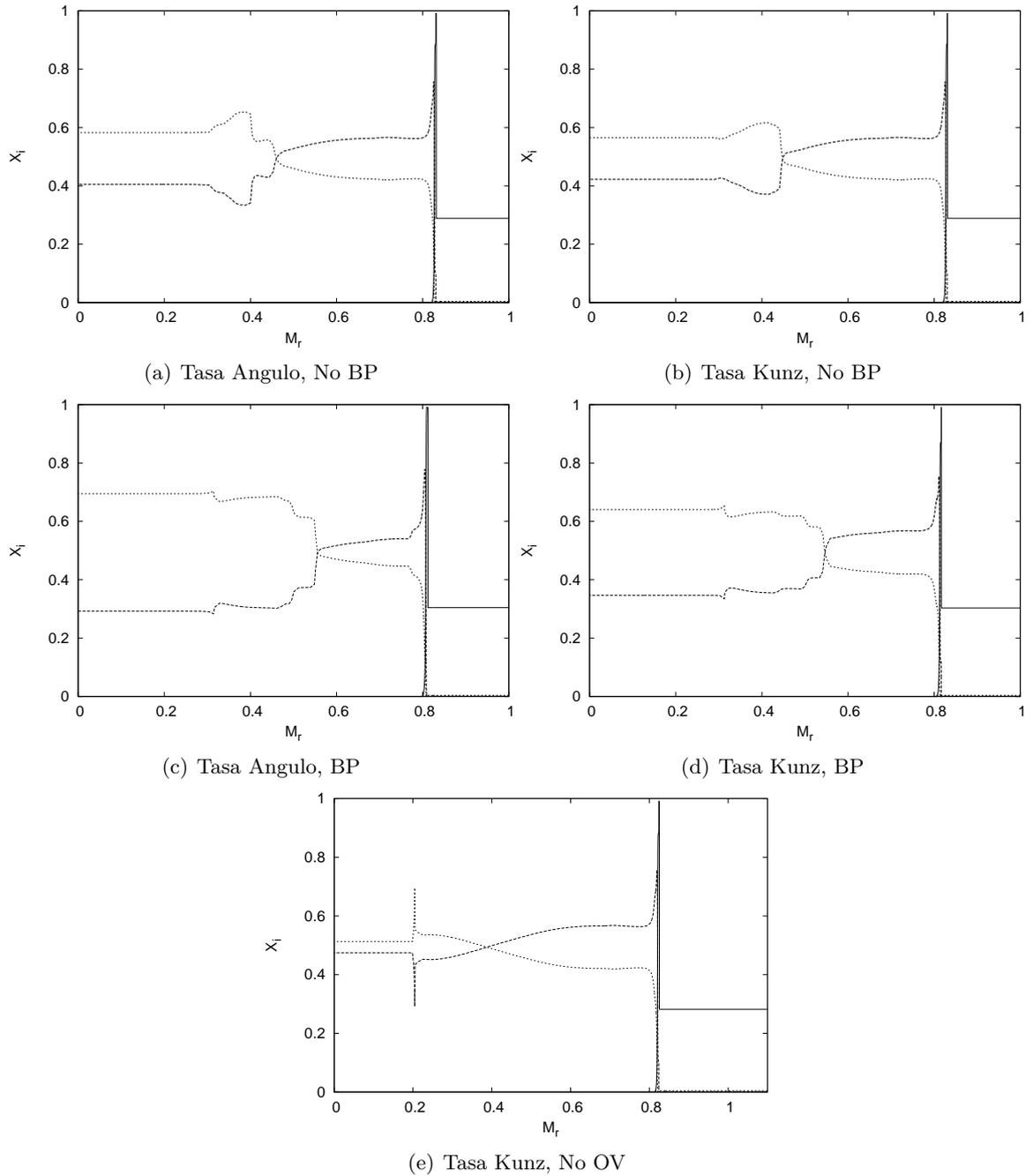
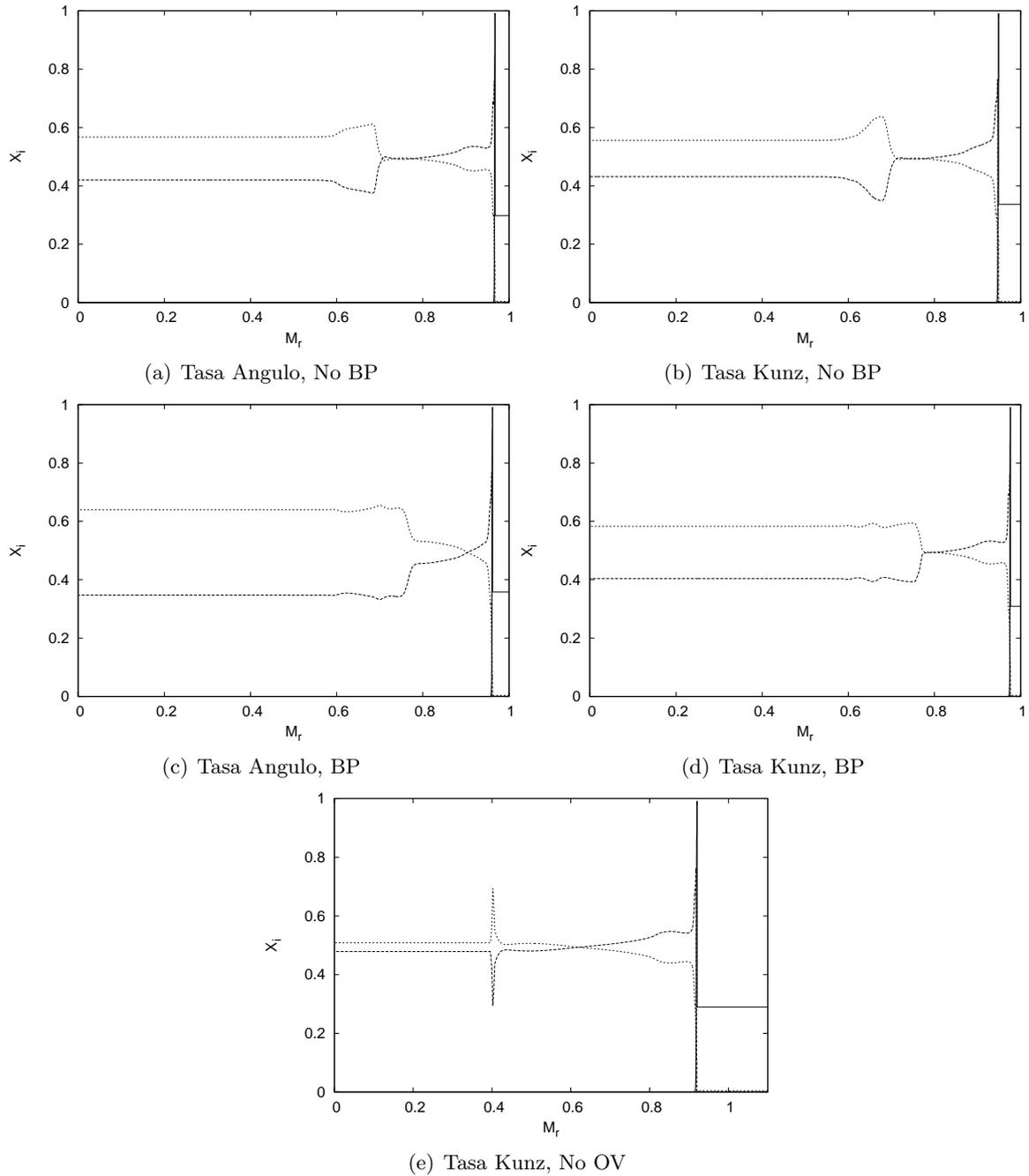
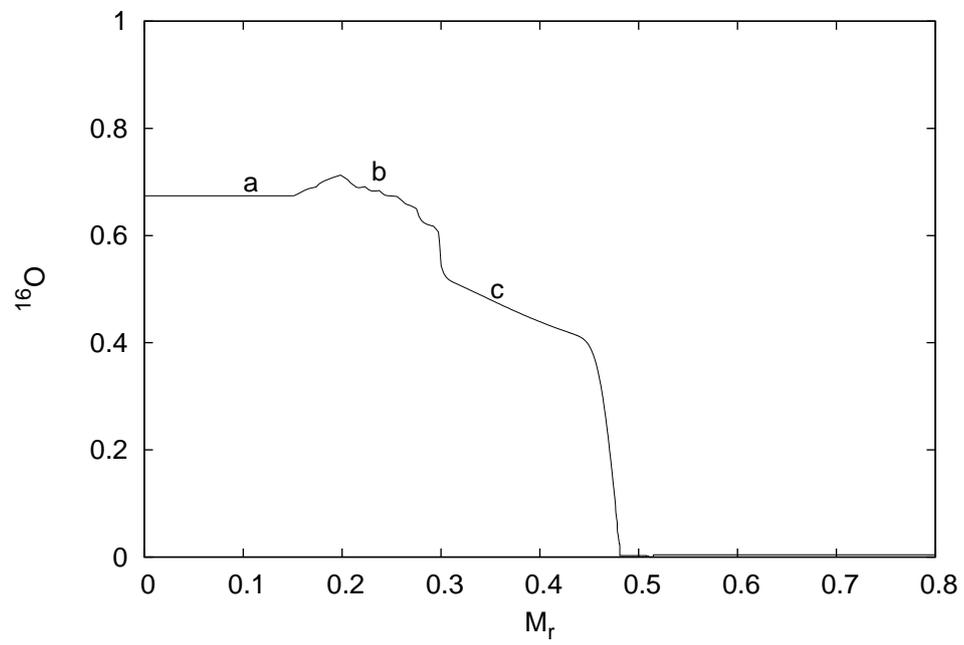


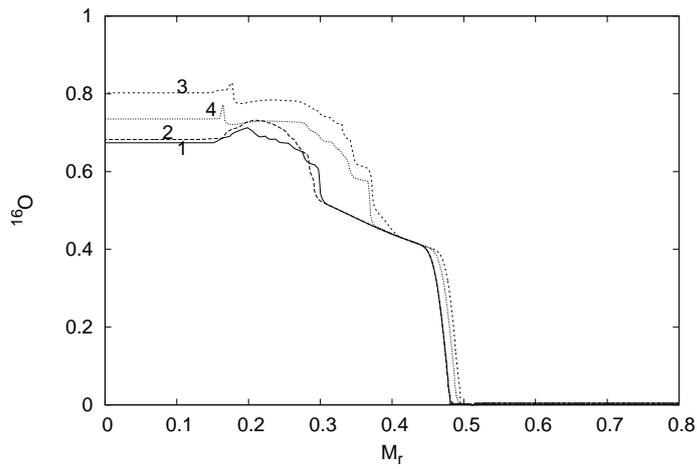
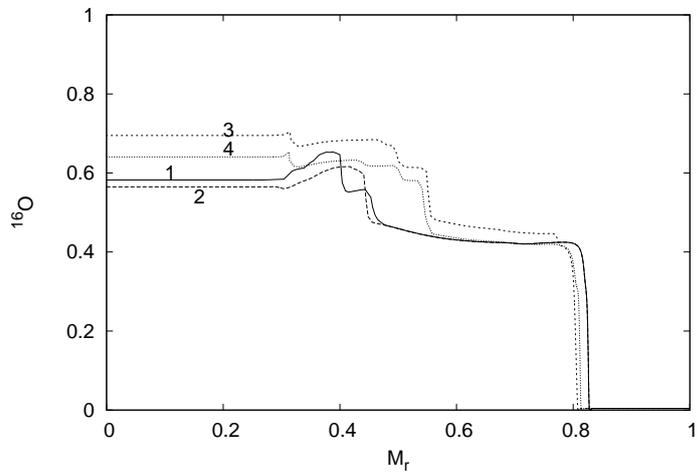
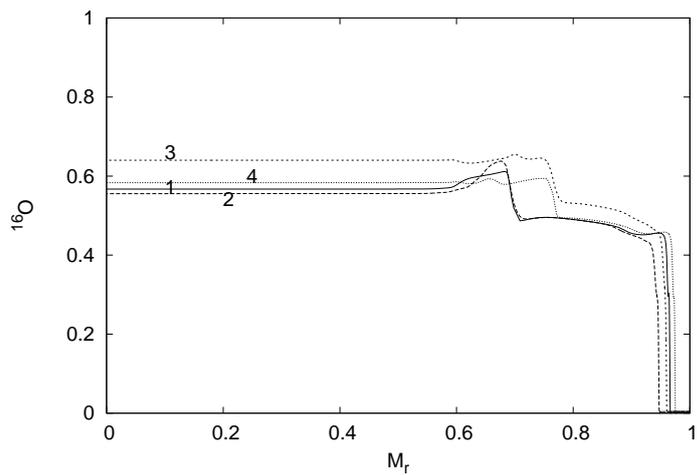
Figura 5.19. Perfil químico al final del segundo pulso térmico para una estrella de  $4M_{\odot}$ .



**Figura 5.20.** Perfil químico al final del segundo pulso térmico para una estrella de  $6M_{\odot}$ .



**Figura 5.21.** Perfil del oxígeno al final del segundo pulso térmico para una estrella de  $2.5M_{\odot}$ .

(a)  $2.5M_{\odot}$ (b)  $4M_{\odot}$ (c)  $6M_{\odot}$ 

**Figura 5.22.** Perfiles del oxígeno al final del segundo pulso térmico para las masas consideradas. Las etiquetas 1 y 2 corresponden a las tasas de Angulo y Kunz respectivamente sin BP, y 3 y 4 a los mismos pero considerando BP.



## Capítulo 6

# Conclusiones

En esta tesis hemos centrado nuestra atención a procesos que ocurren principalmente durante la etapa de quema de helio para estrellas de masa intermedia.

Sabemos que el final evolutivo de este tipo de estrellas será el de una enana blanca. Estas estrellas no tienen fuentes apreciables de energía y su evolución puede considerarse como un proceso de enfriamiento. Las enanas blancas tienen una importancia significativa en el campo de la astrofísica. Gracias a la considerable cantidad de información que ha sido adquirida observacionalmente, es posible usar las secuencias de enfriamiento de las enanas blancas como indicadores de edades y distancias para poblaciones estelares varias, entre ellas disco y cúmulos globulares y abiertos. Por otra parte, gracias a la determinación de períodos de pulsaciones en muchas enanas blancas, es posible mediante la astrosismología inferir importantes propiedades estructurales como la composición química interna y espesor de la envoltura, la cristalización a altas densidades, propiedades de partículas elementales y restringir los valores de tasas de reacciones nucleares como por ejemplo la  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ , siendo esta última reacción una de las más importantes en astrofísica.

En las estrellas de masa intermedia no se llega a tener temperaturas suficientes como para poder encender el carbono, por lo que su núcleo estará compuesto prácticamente de  $^{12}\text{C}$  y  $^{16}\text{O}$ . La relación entre las abundancias de carbono y oxígeno que quedan al final de la quema central de helio dependerá de la relación entre las reacciones  $3\alpha$  y  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ . Este núcleo de CO se forma en un 98 % durante las fases de quema de helio central y en capa.

La aplicación de enanas blancas a distintos campos de la astrofísica estelar y de física de partículas requiere contar con modelos evolutivos detallados y realistas que describan lo mejor posible la evolución de las estrellas. El hecho de que la tasa de la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  sea todavía muy incierta, ha centrado nuestra atención en la misma en esta tesis ya que afecta fuertemente la producción de oxígeno y, por lo tanto, de todos los elementos más pesados.

No solo esta reacción es fuente de incertezas en los perfiles químicos obtenidos durante la evolución. Además la composición química depende de los episodios de mezcla adicionales tales como *overshooting* (OV), *breathing pulses* (BP), etc.

A lo largo de esta práctica hemos discutido la influencia de la tasa de reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  durante la quema de helio para las estrellas de masas progenitoras  $2.5M_{\odot}$ ,  $4M_{\odot}$  y  $6M_{\odot}$ , así como también los efectos de la consideración de los BP. Pudimos encontrar que las edades durante la etapa de quema de helio y las abundancias finales de carbono y oxígeno se ven afectadas tanto por la incerteza en la tasa de reacción, como por la inclusión de los BP. Este último efecto es el que más influencia tiene sobre las cantidades calculadas.

Determinamos que durante la quema central de helio las diferencias de las edades obtenidas al tomar la tasa de la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  provista por Kunz et al. (2002) son del orden de 1 % a 2 % menores que las calculadas con la tasa de Angulo et al. (1999) (sin considerar

BP). Mientras que si consideramos el efecto de los BP, respecto de las cantidades sin este fenómeno, se encuentran aumentos entre 4 % y 9 % para la tasa de Angulo, y entre 3 % y 9 % para la de Kunz.

En cuanto a las abundancias centrales de carbono y oxígeno que quedan al final de la quema de helio obtuvimos una tendencia de decrecimiento de la abundancia de  $^{16}\text{O}$  con el aumento de la masa de la estrella progenitora, lo que estaría relacionado con las temperaturas alcanzadas por cada estrella. Respecto a las diferencias en las abundancias centrales obtuvimos que en general la adopción de la tasa de Kunz nos daba menores abundancias de oxígeno, debido en parte a que esta es menor que la hallada por Angulo et al. (1999) para las temperaturas de la quema de helio. La disminución ronda en un 3 % y 2 % para 4 y  $6M_{\odot}$  respectivamente, y un aumento de 1 % para  $2.5M_{\odot}$  para el caso en que no se considera BP. Si tenemos en cuenta este fenómeno las disminuciones rondan 8 %, 7 % y 8 % para 2.5, 4 y  $6M_{\odot}$ .

Estos resultados tienen un impacto en los tiempos de enfriamiento de las enanas blancas. Recordemos que las enanas blancas se observan altas temperaturas superficiales y que pierden energía. Esto implica que existen gradientes de temperaturas, con lo que habrá temperaturas interiores más altas. Por lo tanto las enanas no son objetos estáticos y se espera que tengan alguna evolución. Como la fuente de luminosidad de estos objetos es el reservorio térmico que se forma luego de la quema central de helio, la evolución de la estrella (que se describe como un enfriamiento) está relacionada principalmente con la composición química del núcleo, su masa y su luminosidad.

Debido a que el calor específico por gramo del oxígeno es menor que el del carbono, se espera que las enanas blancas de oxígeno se enfríen más rápido que las de carbono. Por ello es que decimos que las incertezas en los perfiles químicos calculados tendrán influencia en los tiempos de enfriamiento.

También el impacto del efecto de cristalización en los tiempos de enfriamiento depende de la masa estelar y su composición química. Stevenson (1977) fue el primero en proponer un modelo de separación de fases que podría afectar los tiempos de enfriamiento de las enanas blancas, proporcionando una fuente adicional de energía análoga a la liberación de calor latente. Debido a la cristalización ocurre una redistribución de los elementos que podría reducir la energía de enlace (no térmica) de la estrella, el cambio en la energía sería añadido a la energía térmica, y por lo tanto a la luminosidad. Esto incrementaría el tiempo de enfriamiento de la enana blanca a una dada luminosidad y extendería la edad del disco Galáctico derivado de la función de luminosidad de las enanas blancas. Estimaciones de la cantidad por la cual la edad del disco Galáctico debería ser extendida oscilan entre 0.5 Gyr y 6 Gyr Mochkovitch (1983); Barrat et al. (1988); Garcia-Berro et al. (1988b); Chabrier et al. (1993); Segretain and Chabrier (1993); Hernanz et al. (1994); Segretain et al. (1994); Isern et al. (1997); Salaris et al. (1997), aunque recientes estimaciones han calculado un retraso de  $\sim 1.0$  Gyr Salaris et al. (1997). La mayor contribución a esta extensión de los retrasos de edades calculados proviene del diagrama de fase usado, aunque el perfil de C/O también tiene gran efecto (Montgomery et al., 1999). El lector puede dirigirse a Althaus et al. (2010a) para más referencias sobre este tema.

Queremos citar resultados de Salaris et al. (2010) donde estudian las incertezas en los tiempos de enfriamiento debido al tratamiento de la mezcla durante las fases de quema central de H y He, el número de pulsos térmicos experimentados por los progenitores, la metalicidad del progenitor y la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  para una enana blanca de  $0.61 M_{\odot}$ . Allí encuentran que la mayor influencia en la estratificación en las enanas blancas proviene de las incertezas relacionadas con la tasa de la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  y la eliminación de los BP. Durante la fase de pre cristalización, para un aumento en la abundancia de oxígeno del orden  $\sim 21$  % y

---

una disminución del orden de  $\sim 16\%$  se encuentra que los tiempos de enfriamiento no difieren en más de  $\pm 2\%$ . Tengamos en cuenta que tomando estos valores extremos y comparando con nuestros resultados, estas diferencias en las abundancias de oxígeno, en nuestro caso provienen de considerar el efecto de los BP (aumento máximo del orden de  $20\%$ ) y la consideración de la tasa de reacción de Kunz (disminución máxima del orden de  $9\%$ ) que hemos calculado en esta práctica. Cuando la cristalización del núcleo de CO está casi completa, para las variaciones de abundancia mencionadas anteriormente se encuentra que los tiempos de enfriamiento difieren en  $2\% - 3\%$ .

Finalmente, los resultados sobre los perfiles químicos también tienen gran influencia en las propiedades pulsacionales de las estrellas enanas blancas. La presencia de transiciones químicas modifica fuertemente la cavidad de resonancia en la cual los modos de oscilación deberían propagarse como ondas estacionarias. Las interfases químicas actúan como contornos que reflejan y atrapan ciertos modos, forzándolos a oscilar con mayores amplitudes en ciertas regiones y con menores amplitudes fuera de estas regiones. Para que el modo sea atrapado debe suceder que la longitud de la autofunción radial coincida con la separación espacial entre las dos interfases o entre una interfase y el centro o la superficie. Esta resonancia es conocida como *mode trapping*.

Respecto a este fenómeno, Córscico and Althaus (2005) encontraron para un modelo representativo de estrellas deficientes en hidrógeno PG1159 pulsantes, que la estructura de captura (*trapping*) predicha es debida mayormente a los gradientes químicos del núcleo. La forma escalonada de la distribución de las abundancias de carbono y oxígeno (típicas de situaciones de episodios de mezcla más allá del núcleo convectivo durante la fase de quema central de helio) podrían ser potenciales fuentes de *mode trapping*. Además, la transición química de helio, carbono y oxígeno es otra fuente posible de *mode trapping*, pero en las capas externas. Asimismo encontraron que la estructura asociada con el espaciamiento de períodos para el prototipo de estas estrellas pulsantes PG 1159-035, podría reflejar la presencia de gradientes químicos en el interior. Este resultado es potencialmente interesante dado que podrían establecerse, mediante mediciones astrosismológicas, estimaciones de la estratificación química del núcleo de carbono/oxígeno de las enanas blancas y por ende podría inferirse acerca de los procesos de mezcla que ocurren durante la quema de He, como el OV y los BP.

Para un futuro se espera realizar los siguientes trabajos:

- Programar un módulo para incluir eventualmente en el LPCODE que permita, una vez generados los perfiles químicos, implantarlos en los modelos de enanas blancas existentes,
- usando los perfiles obtenidos en esta tesis, obtener la evolución de las enanas blancas,
- hacer ajustes astrosismológicos a estrellas ZZ Ceti para analizar cómo se ven afectadas las masas de estas estrellas debido a las incertezas en el perfil químico que provienen de considerar distintos parámetros de OV, inclusión de los BP y tomar distintas tasas para la reacción  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ ,
- investigar si al cambiar el perfil químico (dentro de las incertezas esperadas) el modo dominante de pulsación de la estrella G117 B15A es atrapado o no. Esto está relacionado con la determinación de la masa del axión, como se señala en Córscico et al. (2012).



# Bibliografía

- Alexander, D. R. y Ferguson, J. W.: 1994, *ApJ* **437**, 879
- Althaus, L. G., Córscico, A. H., Isern, J., y García-Berro, E.: 2010a, *A&A rev* **18**, 471
- Althaus, L. G., García-Berro, E., Córscico, A. H., Miller Bertolami, M. M., y Romero, A. D.: 2009, *ApJ* **693**, L23
- Althaus, L. G., García-Berro, E., Renedo, I., Isern, J., Córscico, A. H., y Rohrmann, R. D.: 2010b, *ApJ* **719**, 612
- Althaus, L. G., Serenelli, A. M., Córscico, A. H., y Montgomery, M. H.: 2003, *A&Ap* **404**, 593
- Althaus, L. G., Serenelli, A. M., Panei, J. A., Córscico, A. H., García-Berro, E., y Scóccola, C. G.: 2005, *A&Ap* **435**, 631
- Angulo, C., Arnould, M., Rayet, M., Descouvemont, P., Baye, D., Leclercq-Willain, C., Coc, A., Barhoumi, S., Aguer, P., Rolfs, C., Kunz, R., Hammer, J. W., Mayer, A., Paradellis, T., Kossionides, S., Chronidou, C., Spyrou, K., degl'Innocenti, S., Fiorentini, G., Ricci, B., Zavatarelli, S., Providencia, C., Wolters, H., Soares, J., Grama, C., Rahighi, J., Shotter, A., y Laméhi Rachti, M.: 1999, *Nuclear Physics A* **656**, 3
- Barrat, J. L., Hansen, J. P., y Mochkovitch, R.: 1988, *A&Ap* **199**, L15
- Buchmann, L.: 1996, *ApJl* **468**, L127
- Castellani, V., Chieffi, A., Tornambe, A., y Pulone, L.: 1985, *ApJ* **296**, 204
- Caughlan, G. R. y Fowler, W. A.: 1988, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **40**, 283
- Caughlan, G. R., Fowler, W. A., Harris, M. J., y Zimmerman, B. A.: 1985, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **32**, 197
- Chabrier, G., Ségretain, L., Hernanz, M., Isern, J., y Mochkovitch, R.: 1993, in M. A. Barstow (ed.), *NATO ASIC Proc. 403: White Dwarfs: Advances in Observation and Theory*, p. 115
- Chin, C.-W. y Stothers, R. B.: 1991, *ApJs* **77**, 299
- Clayton, D. D.: 1968, *Principles of stellar evolution and nucleosynthesis*
- Córscico, A. H. y Althaus, L. G.: 2005, *A&Ap* **439**, L31
- Córscico, A. H., Althaus, L. G., Miller Bertolami, M. M., Romero, A. D., García-Berro, E., Isern, J., y Kepler, S. O.: 2012, *MNRAS* **424**, 2792
- Fowler, W. A., Caughlan, G. R., y Zimmerman, B. A.: 1975, *ARA&A* **13**, 69

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Freytag, B., Ludwig, H.-G., y Steffen, M.: 1996, *A&Ap* **313**, 497
- García-Berro, E., Althaus, L. G., Torres, S., Lorén-Aguilar, P., Renedo, I., Córscico, A. H., Isern, J., Salaris, M., y Rohrmann, R. D.: 2010, in K. Werner and T. Rauch (eds.), *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1273 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp 129–134
- García-Berro, E., Hernanz, M., Isern, J., y Mochkovitch, R.: 1988a, *Nat* **333**, 642
- García-Berro, E., Hernanz, M., Mochkovitch, R., y Isern, J.: 1988b, *A&Ap* **193**, 141
- Hernanz, M., García-Berro, E., Isern, J., Mochkovitch, R., Segretain, L., y Chabrier, G.: 1994, *ApJ* **434**, 652
- Herwig, F., Bloeker, T., Schoenberner, D., y El Eid, M.: 1997, *A&Ap* **324**, L81
- Iben, Jr., I. y Renzini, A.: 1983, *ARA&A* **21**, 271
- Iglesias, C. A. y Rogers, F. J.: 1996, *ApJ* **464**, 943
- Imbriani, G., Limongi, M., Gialanella, L., Terrasi, F., Straniero, O., y Chieffi, A.: 2001, *ApJ* **558**, 903
- Isern, J., Mochkovitch, R., García-Berro, E., y Hernanz, M.: 1997, *ApJ* **485**, 308
- Itoh, N., Adachi, T., Nakagawa, M., Kohyama, Y., y Munakata, H.: 1989, *ApJ* **339**, 354
- Itoh, N., Mutoh, H., Hikita, A., y Kohyama, Y.: 1992, *ApJ* **395**, 622
- Jeffery, E., von Hippel, T., Degennaro, S., van Dyk, D., Stein, N., y Jefferys, B.: 2010, in K. Werner and T. Rauch (eds.), *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1273 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp 135–140
- Kippenhahn, R. y Weigert, A.: 1990, *Stellar Structure and Evolution*
- Kippenhahn, R., W. A. H. E., *Methods in Computational Physics*
- Kunz, R., Fey, M., Jaeger, M., Mayer, A., Hammer, J. W., Staudt, G., Harissopulos, S., y Paradellis, T.: 2002, *ApJ* **567**, 643
- Langer, N., El Eid, M. F., y Fricke, K. J.: 1985, *A&Ap* **145**, 179
- Metcalf, T. S., Salaris, M., y Winget, D. E.: 2002, *ApJ* **573**, 803
- Miller Bertolami, M.: 2009, *Ph.D. thesis*, Universidad Nacional de La Plata
- Miller Bertolami, M. M. y Althaus, L. G.: 2006, *AAp* **454**, 845
- Miller Bertolami, M. M., Althaus, L. G., Unglaub, K., y Weiss, A.: 2008, *A&Ap* **491**, 253
- Mochkovitch, R.: 1983, *A&Ap* **122**, 212
- Montgomery, M. H., Klumpe, E. W., Winget, D. E., y Wood, M. A.: 1999, *ApJ* **525**, 482
- Raffelt, G. G.: 1996, *Stars as laboratories for fundamental physics : the astrophysics of neutrinos, axions, and other weakly interacting particles*

- Renedo, I., Althaus, L. G., Córscico, A. H., Romero, A. D., Miller Bertolami, M. M., Rohrmann, R. D., y García-Berro, E.: 2010, in K. Werner and T. Rauch (eds.), *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1273 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp 117–120
- Richer, H. B., Fahlman, G. G., Ibata, R. A., Pryor, C., Bell, R. A., Bolte, M., Bond, H. E., Harris, W. E., Hesser, J. E., Holland, S., Ivanans, N., Mandushev, G., Stetson, P. B., y Wood, M. A.: 1997, *ApJ* **484**, 741
- Salaris, M. y Cassisi, S.: 2005, *Evolution of Stars and Stellar Populations*
- Salaris, M., Cassisi, S., Pietrinferni, A., Kowalski, P. M., y Isern, J.: 2010, *ApJ* **716**, 1241
- Salaris, M., Dominguez, I., Garcia-Berro, E., Hernanz, M., Isern, J., y Mochkovitch, R.: 1997, *ApJ* **486**, 413
- Schürmann, D., di Leva, A., Gialanella, L., Rogalla, D., Strieder, F., de Cesare, N., D’Onofrio, A., Imbriani, G., Kunz, R., Lubritto, C., Ordine, A., Roca, V., Rolfs, C., Romano, M., Schümann, F., Terrasi, F., y Trautvetter, H.-P.: 2005, *European Physical Journal A* **26**, 301
- Segretain, L. y Chabrier, G.: 1993, *A&Ap* **271**, L13
- Segretain, L., Chabrier, G., Hernanz, M., Garcia-Berro, E., Isern, J., y Mochkovitch, R.: 1994, *ApJ* **434**, 641
- Stevenson, D. J.: 1977, *Proceedings of the Astronomical Society of Australia* **3**, 167
- Straniero, O., Domínguez, I., Imbriani, G., y Piersanti, L.: 2003, *ApJ* **583**, 878
- Sugimoto, D.: 1970, *ApJ* **159**, 619
- Sweigart, A. V.: 1990, in C. Cacciari and G. Clementini (eds.), *Confrontation Between Stellar Pulsation and Evolution*, Vol. 11 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp 1–10
- von Hippel, T. y Gilmore, G.: 2000, *Aj* **120**, 1384
- Wachlin, F. C., Miller Bertolami, M. M., y Althaus, L. G.: 2011, *A&Ap* **533**, A139
- Winget, D. E. y van Horn, H. M.: 1987, in A. G. D. Philip, D. S. Hayes, and J. W. Liebert (eds.), *IAU Colloq. 95: Second Conference on Faint Blue Stars*, pp 363–374