



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN ASTROFÍSICA
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

LA ESTRELLA DE NEUTRONES EN 1987A EN LA SUPERNOVA SN 1987A

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRA EN ASTROFÍSICA

PRESENTA:
NATALIA DE JESÚS BAZ PÉREZ

TUTOR PRINCIPAL:
DANY PIERRE PAGE ROLLINET
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

CIUDAD UNIVERSITARIA, CDMX, Junio 2023



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Director de tesis

Dr. Dany Pierre Page Rollinet

Miembros del jurado

Dr. Andrew Cumming

Dr. Yuri Cavecchi

Dr. Fabio De Colle

Dra. Magdalena González Sánchez

Dra. Aida Kirichenko

Agradecimientos

Agradezco al Profesor Dany Page, a quien admiro muchísimo, por supervisar y dirigir este proyecto, pero principalmente por su apoyo, paciencia, motivación constante, y por compartir conmigo sus invaluable conocimientos.

Un especial agradecimiento al Profesor Andrew Cumming por recibirme en McGill y enseñarme a usar MESA, su tutoría fue clave para el desarrollo de este trabajo. Mi gratitud a Simon, por siempre resolver mis dudas computacionales y por todas sus enseñanzas brindadas durante mi estancia.

Gracias a mis sinodales: Dr. Yuri Cavecchi, Dr. Andrew Cumming, Dra. Aida Kirichenko, Dr. Fabio de Cole y Dra. Magda Gonzalez, por tomarse el tiempo de revisar este texto y por sus preciadas sugerencias para mejorarlo.

Este trabajo va dedicado a mi familia: A mis padres por su comprensión, por todo su esfuerzo y cariño a lo largo de mi formación académica y por darme las herramientas necesarias para perseguir mis sueños; a mis hermanas por las risas compartidas en mis noches de desvelo y por sus cuidados en mis momentos difíciles. A mis mejores amigas: Meli, Silvia, Rosita y Diana por su apoyo incondicional y por siempre darme ánimos para continuar.

Agradezco el apoyo económico brindado por CONAHCYT durante mis años de maestría, así como a la beca de PAEP para movilidad, que me permitió realizar mi estancia de investigación en Montreal, Canadá, lugar donde crecí tanto personal como profesionalmente.

Índice general

1. Introducción	3
2. Supernovas, SN 1987A, y EN 1987A	5
2.1. Descubrimiento	5
2.2. SN I y SN II	6
2.3. Mecanismo de Colapso de Carozo (“Core Collapse”)	7
2.3.1. Dinámica del Colapso y la Explosión	8
2.4. SN 1987A	10
2.4.1. Eyecta	12
2.4.2. Nucleosíntesis	12
2.4.3. Neutrinos y el Remanente Compacto	13
2.4.4. EN 1987A en la SN 1987A	14
3. Estrellas de Neutrones	19
3.1. Estructura	19
3.1.1. Estructura Interna de una Estrella de Neutrones	19
3.1.2. Ecuaciones Relativistas	21
3.2. Envoltentes	22
3.2.1. Ecuación de Estructura Térmica en Estado Estacionario	22
3.2.2. Propiedades Básicas de la Materia en Envoltentes de Estrellas de Neutrones	24
3.2.3. La relación $T_s - T_b$ y Envoltente con Elementos Ligeros	26
3.2.4. El código Envelope	27
3.3. Ecuación de Estado para Envoltentes	28
3.3.1. Teoría Cinética	29
3.3.2. Ecuación de Estado de un Gas Ideal de Fermi Completamente Degenerado	29
3.3.3. Correcciones Electroestáticas al Gas Ideal en $T = 0$	30
3.3.4. Ecuación de Estado de un Gas Ideal de Fermi General en $T > 0$	31
3.3.5. Correcciones Electroestáticas al Gas Ideal en $T > 0$: el Plasma Denso	32
3.4. Opacidad	33
3.5. Emisión de Neutrinos	36
3.5.1. Neutrinos de aniquilación de pares	37
3.5.2. Neutrinos de decaimiento de plasmones	37
3.5.3. Neutrinos de colisiones electrón-núcleo: “bremsstrahlung”	37
3.5.4. Foto-neutrinos	38
3.6. Evolución de neo-estrellas de neutrones	39

4. Acreción de Elementos Ligeros	43
4.1. Formulación del Problema	43
4.2. Propiedades Nucleares Básicas	44
4.2.1. Carta de Segrè	44
4.2.2. Producción de Energía Nuclear	46
4.2.3. Modos de Decaimiento	47
4.3. Tasas de Reacciones Termonucleares	48
4.3.1. Secciones transversales nucleares	49
4.3.2. Barrera de Coulomb y efecto túnel	50
4.3.3. Pico de Gamow	52
4.4. Ciclos de combustión nuclear	52
4.4.1. Quemado de Hidrógeno	52
4.4.2. Quemado de Helio	54
4.4.3. Quemado de Carbono	55
4.4.4. Quemado de Neón	56
4.4.5. Quemado de Oxígeno	56
4.5. Criterio de Explosión	56
5. MESA	59
5.1. Estructura del Directorio de Trabajo	59
5.1.1. inlist	59
5.1.2. inlist_project	60
5.1.3. inlist_pgstar	60
5.2. Comandos de MESA	60
5.2.1. LOGS	61
5.2.2. photos	61
5.2.3. make	61
5.2.4. src	61
5.3. Output	61
5.3.1. LOGS directory	62
5.4. Manejo del archivo inlist	63
5.4.1. inlist	63
5.5. Correr y Compilar MESA	64
5.6. MESA en Python	64
5.6.1. py_mesa_reader	64
5.7. MESA Extendido	65
5.7.1. run_star_extras.f90	65
6. Resultados	75
6.1. Construcción del Modelo Inicial con MESA	75
6.2. Construcción de modelos de envolvente estacionarios	76
6.3. Acreción de elementos ligeros: neutrinos y reacciones nucleares	81
6.3.1. Efecto de la emisión de neutrinos	83
6.4. Acreción de elementos ligeros: mezclas	88
6.4.1. ^{16}O y ^{12}C	89
6.4.2. ^{16}O y ^4He	96
6.4.3. ^{12}C y ^4He	102
6.5. Comparación de los Resultados	112
7. Conclusiones	115

Capítulo 1

Introducción

Las supernovas son uno de los principales eventos que llevan a cabo la evolución nuclear del universo pues la materia eyectada está ya enriquecida en elementos pesados, algunos que fueron sintetizados por reacciones nucleares durante el proceso de evolución previo a la explosión de la estrella y otros que fueron sintetizados durante la explosión.

La SN 1987A fue observada en la Gran Nube de Magallanes y fue la primera supernova a simple vista en la era de la astronomía moderna, se observó en todo el espectro electromagnético y fue la primera fuente astronómica de neutrinos detectada además del Sol. La predicción más fundamental de la teoría de colapso de carozo es la emisión de neutrinos, y la observación más importante de SN 1987A fue la detección de los mismos. La segunda predicción es la formación de un objeto compacto, sea una estrella de neutrones o un hoyo negro.

Por mucho tiempo ha habido gran incertidumbre acerca de qué tipo de objeto es el remanente compacto de la SN 1987A y hasta la fecha no se ha detectado ninguna señal directa de este objeto central. Sin embargo, recientemente se ha identificado una muy posible señal indirecta de la presencia del objeto compacto a través de un exceso de emisión infrarroja observada proveniente de una burbuja de polvo cerca de la posición predicha para dicho objeto. En el artículo Cigan et al. (2019) se presentaron imágenes de alta resolución angular del polvo y moléculas que se encuentran en la eyecta de la SN 1987A. Estas imágenes fueron obtenidas del Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA). Ellos identificaron una burbuja localizada de polvo caliente con una temperatura de $\simeq 33\text{K}$, mientras el material vecino tiene una temperatura de $\simeq 22\text{K}$, con una luminosidad del orden de $L_{cs} \simeq (40 - 90)L_{\odot}$ (“cs” la abreviatura en inglés de “condensed source”). Estos autores propusieron, como posible explicación del exceso de luminosidad de esta burbuja, la presencia del objeto compacto producido por SN 1987A. Este exceso podría deberse a muchos factores como por ejemplo la luminosidad de acreción de una estrella de neutrones o un agujero negro, un viento debido a la presencia de un pulsar, a la emisión térmica de una estrella de neutrones en enfriamiento o al decaimiento de isótopos como el ^{44}Ti . De acuerdo con Cigan et al. (2019), la desintegración radiactiva del ^{44}Ti podría ofrecer una posible explicación de la luminosidad de la burbuja, si los rayos gamma y los positrones producidos a través del canal de decaimiento de $^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}$ se termalizaran eficientemente en el medio de la burbuja. Se sabe que el decaimiento de ^{44}Ti en ^{44}Sc procede por captura de electrones, y la transición de ^{44}Sc a ^{44}Ca es casi exclusivamente por decaimientos β^+ .

Posteriormente, Page et al. (2020) presentaron un análisis muy detallado de esta fuente y concluyeron que la explicación más razonable es la de la presencia de una estrella de neutrones, que muy probablemente no es un pulsar, y la energía emitida por la burbuja viene directamente de la emisión térmica superficial de la estrella, reprocesada por el polvo. Apodaron esta nueva estrella de neutrones “NS 1987A” por “Neutron Star 1987A” lo cual traducimos al español como “EN 1987A” por “Estrella de Neutrones 1987A”. Mostraron que esta última posibilidad es la más plausible ya que las otras explicaciones son desfavorecidas por otras

observaciones o requieren un fino ajuste de los parámetros. Además de los indicadores de que esta burbuja de polvo se superpone a la ubicación del objeto compacto, también el exceso de luminosidad concuerda con la potencia térmica esperada para una estrella de neutrones de poco más de 30 años. Además, los modelos de estrellas de neutrones jóvenes en enfriamiento también encajan con la posible estrella de neutrones 1987A y con Cas A, esta segunda siendo la estrella de neutrones más joven identificada en la Vía Láctea con una edad de unos 350 años. Luego, Page et al. (2020) mostraron que para reproducir con precisión la luminosidad estimada L_{cs} se requiere que la superficie de EN 1987A sea cubierta de elementos ligeros, como C u O, a diferencia de lo que se espera de una estrella de neutrones joven en la cual las capas superficiales son constituidas de Fe. Dedujeron que debe de haber ocurrido una fuerte fase de acreción pos-supernova, posiblemente durante varios años, para depositar estos elementos ligeros. Esta deducción es la motivación de esta tesis en la cual se estudiará, con simulaciones numéricas con el código de dominio público MESA, la acreción pos-supernova.

En este trabajo se realizó el estudio de la acreción de elementos ligeros, como el helio, carbono y oxígeno en la superficie compuesta por hierro puro de la estrella de neutrones EN 1987A en la supernova SN 1987A, así como el quemado de estos por reacciones nucleares. El enfoque principal es el determinar que tan gruesa puede ser la capa de elementos ligeros depositados por la acreción, el principal riesgo siendo la posibilidad de que el quemado nuclear de estos elementos los destruya completamente si se vuelve inestable y lleva a una explosión. En esas explosiones todos los elementos ligeros fusionen en elementos pesados, como fierro o hasta elementos más pesados. Se estudiarán las condiciones necesarias para que estas explosiones *no* ocurran.

En el Capítulo 2 se presenta un breve panorama histórico acerca de las primeras observaciones de supernovas y posteriormente del descubrimiento de la SN 1987A. Se habla del remanente compacto en SN 1987A así como de la EN 1987A presente en el mismo. En el Capítulo 3 se realiza un estudio más detallado de la física presente en las estrellas de neutrones, su estructura y más específicamente, la física de envolventes y las ecuaciones que las describen. Se analizan algunos procesos de gran relevancia en los resultados obtenidos en el presente trabajo como la evolución de neo-estrellas de neutrones y la emisión de neutrinos. El Capítulo 4 se centra en el estudio de propiedades y reacciones nucleares y se presentan los ciclos de combustión nuclear más importantes para el desarrollo de esta tesis. El Capítulo 5 se aborda la estructura y el funcionamiento del código MESA. Por último, en el Capítulo 6 se presentan los resultados obtenidos con MESA, así como una comparación con el código *Envelope* desarrollado por el Prof. Dany Page. Iniciando con una calibración de MESA y siguiendo hasta el estudio de la acreción de elementos ligeros y reacciones nucleares con isótopos como el ^4He , ^{12}C y ^{16}O y finalmente con mezclas de estos. Terminaremos presentando las conclusiones de nuestro trabajo en el último Capítulo 7.

Capítulo 2

Supernovas, SN 1987A, y EN 1987A

En este capítulo, se da una breve introducción a las supernovas en general y la supernova 1987A en particular, terminando con la posible detección de la primera evidencia de la estrella de neutrones “EN 1987A”. Gran parte del material presentado viene del libro “Supernova Explosions” (Branch & Wheeler, 2017)

2.1. Descubrimiento

Una Supernova es un evento de gran magnitud, tal que la luminosidad máxima puede igualar a la correspondiente a mil millones de soles y la materia es arrojada al espacio a un pequeño porcentaje de la velocidad de la luz con una energía cinética de 10^{51} ergs (Branch & Wheeler (2017)). Una pregunta clave acerca de estos eventos es ¿cuál es la naturaleza del mecanismo físico que conduce a estas explosiones?

Se piensa que algunas supernovas resultan del colapso gravitacional de estrellas y estas expulsan sólo sus capas exteriores a medida que sus carozos se convierten en objetos compactos como estrellas de neutrones y agujeros negros.

Debido a que las supernovas también representan la etapa final en la vida de una estrella, al estudiarlas y los caminos evolutivos que conducen a estas, podemos obtener nuevos conocimientos sobre el curso de la evolución estelar.

Las supernovas son uno de los principales eventos que llevan a cabo la evolución nuclear del universo pues la materia eyectada está ya enriquecida en elementos pesados, algunos que fueron sintetizados por reacciones nucleares durante el proceso de evolución previo a la explosión de la estrella y otros que fueron sintetizados durante la explosión.

Debido a la posición del sistema solar en nuestra galaxia, sólo una pequeña fracción de supernovas galácticas han sido detectadas por observadores en la Tierra, pues los granos de polvo en el disco galáctico provocan la extinción de la luz óptica lo que hace muy difícil su observación. Existen algunas supernovas galácticas históricas que fueron observadas a la luz del día, por ejemplo: La SN asociada al SNR RCW 86, así como otras "nuevas estrellas" que aparecieron temporalmente en el cielo en 1006, 1054, 1181, 1572, y 1604, de las cuales ahora sabemos que se trataba de supernovas. Otros ejemplos de supernovas históricas son la correspondiente al SNR Cas A, producida alrededor del año 1680, el SNR G1.9+C0.3 ubicado cerca del centro galáctico y con una edad de aproximadamente 100 años, siendo el remanente más joven conocido en la galaxia y la supernova 1987A que fue observada el 23 de febrero de 1987 y tuvo lugar en la Gran Nube de Magallanes. En su punto más brillante, la SN 1987A alcanzó una magnitud visual aparente de $M_v \simeq 3$ por lo que se logró observar a simple vista. Esta supernova ha sido la mejor observada, y sus secuelas se seguirán observando en el futuro.

En cuanto a las supernovas extragalácticas, su estudio comienza en 1885 cuando aparece una “nueva

estrellacerca del centro de la galaxia Andrómeda (M31), y con una magnitud visual aparente de $M_v \simeq 6$. Sin embargo, el entendimiento de su gran magnitud se da hasta los años 20s, cuando se reconoció la existencia de otras galaxias a grandes distancias de la Vía Láctea.

El término “supernova” fue adoptado para diferenciar estos eventos poderosos y distantes de las “novas” clásicas, las cuales resultaron ser erupciones termonucleares en las superficies de enanas blancas en sistemas de estrellas binarias.

2.2. SN I y SN II

Siguiendo el texto de Branch & Wheeler (2017), la clasificación principal de las supernovas se basa en la apariencia de sus espectros ópticos cerca de la luz máxima, cuando la eyecta es ópticamente gruesa.

En los años 1930s Zwicky, Walter Baade, y Rudolph Minkowski desarrollaron nuevas técnicas para el descubrimiento y el estudio de supernovas extragalácticas. Algunas de las primeras supernovas descubiertas corresponden los dos tipos básicos de supernova, clasificadas por Minkowski en 1941 y que se reconocen así aún en la actualidad: Tipo I (SN I) y Tipo II (SN II). Estas dos categorías son tan amplias que casi todas las supernovas extragalácticas encajan fácilmente en alguna de estas.

La principal diferencia entre estos dos tipos de supernova es que el espectro de las SN Tipo II contiene líneas de hidrógeno visibles, mientras que el espectro correspondiente a las SN Tipo I no lo hace.

El esquema de clasificación se ha ido ampliando de acuerdo con características espectrales adicionales. Por ejemplo, en el caso de las supernovas Tipo I encontramos algunos subtipos como: La SN Ia, que presenta un espectro de evolución distintivo que incluye una fuerte característica de absorción producida por Si II. Meses después del máximo, cuando la eyecta comienza a volverse ópticamente delgada, las SN Ia muestran líneas prohibidas de iones de hierro. Aunque este tipo de supernovas ocurre de manera menos frecuente que las supernovas “Core Collapse” (este mecanismo lo describimos a detalle en la siguiente sección), siguen siendo de suma importancia ya que contribuyen en casi la mitad de las abundancias de elementos pesados en el universo y además son muy útiles como indicadores de distancias en cosmología.

Por otro lado, en los espectros de las SN Ib, la absorción de Si II es débil o está ausente, y se desarrollan fuertes líneas de Helio neutro (He I) alrededor del tiempo de brillo máximo. En las SN Ic las absorciones de He I no son sobresalientes en sus espectros, pero una fuerte absorción de O I a menudo sí lo es. Los espectros de la SN Ib rica en helio y la SN Ic pobre en helio son similares en la fase nebular tardía, donde las diferencias en la abundancia de helio no son evidentes.

Dentro de la clasificación de las supernovas Tipo II se encuentra la SN IIf, la cual hace una transición gradual de espectros ricos en hidrógeno a ricos en helio, lo que indica que la mayor parte de su envoltura de hidrógeno se perdió antes de la explosión. También se tienen las SN IIIn, que muestran distintas líneas de emisión circunstelares estrechas. Las SN IIP presentan líneas de Balmer y una fase de plateau de la curva de luz extendida de luminosidad que disminuye lentamente. Este tipo de supernova constituye casi la mitad de todas las supernovas “Core Collapse”. Finalmente las SN IIL no muestran el plateau distintivo de la curva de luz característica de las SN IIP, sino una disminución casi lineal (en magnitudes) en la luminosidad visual desde el pico. Nótese que una disminución lineal en magnitud corresponde a una disminución exponencial de la luminosidad.

2.3. Mecanismo de Colapso de Carozo (“Core Collapse”)

Se espera que la mayoría de las estrellas con masas mayores a $\sim 8M_{\odot}$ colapsen. Los detalles del colapso pueden variar de acuerdo con la masa inicial ZAMS (Zero Age Main Sequence), la composición y con el estado rotacional, pero se puede dar por hecho que el resultado final será un objeto compacto como una estrella de neutrones o un agujero negro.

El colapso puede suceder por diversas razones. De acuerdo con Branch & Wheeler (2017), para las estrellas de masas ZAMS de alrededor de $8 - 13M_{\odot}$ que forman carozos¹ degenerados de ONeMg así como para enanas blancas de esta misma composición que están acretando, domina la captura electrónica. Para estrellas más masivas $\gtrsim 12M_{\odot}$, que se espera que formen carozos de hierro, la inestabilidad se inicia por una combinación de fotodesintegración de hierro y captura de electrones en carozos semidegenerados de menor masa y por fotodesintegración en carozos no degenerados de mayor masa.

El descubrimiento de los pulsares ha demostrado que el colapso involucra rotación y campos magnéticos, pero estos dos factores se han despreciado por simplicidad en el problema del colapso en 1D. Sin embargo, la supernova 1987A mostró que los modelos 1D eran inadecuados para dar cuenta de la mezcla de elementos revelada por las observaciones.

Se tiene evidencia de que el colapso es excesivamente asimétrico y con frecuencia bipolar, aunque también se observan desviaciones sustanciales de la simetría axial. Aún así, la física estándar del colapso “casi esférico” sigue siendo fundamental para determinar las características del entorno en el que se producen el colapso y la explosión.

Para explicar la física presente durante el colapso, se debe estudiar el comportamiento de la entropía.

Las primeras etapas del colapso son causadas en parte por la fotodisociación asociada con el equilibrio estadístico nuclear y se rigen por dos parámetros clave, la entropía por barión en unidades de la constante de Boltzmann, s/k , y el número de electrones por barión, Y_e , en el inicio del colapso. Estos parámetros acoplan el transporte de neutrinos, la dinámica y la ecuación de estado. Las interacciones electromagnéticas y fuertes se encuentran casi en equilibrio por lo cual, los cambios en la entropía son principalmente debidos a interacciones débiles.

El cambio en la entropía, s , está dado por:

$$T\dot{s} = -(\mu_e + \mu_p - \mu_n - \mu_\nu)\dot{Y}_e + (\mu_\nu - \langle E_\nu \rangle_{esc}) \frac{Y_\nu}{\tau_{esc}} \quad (2.1)$$

donde los términos μ_e , μ_p , μ_n y μ_ν se refieren al potencial químico de los electrones, protones, neutrones y neutrinos respectivamente, $\langle E_\nu \rangle_{esc}$ es la energía media de los neutrinos que escapan, y finalmente τ_{esc} es el tiempo de escape característico para los neutrinos.

Si el espacio fase de neutrinos se llena tal que μ_ν incrementa y el factor $\mu_e - \mu_\nu$ decrece, entonces hay menos energía para conducir a la captura electrónica.

Definimos $\mu_n - \mu_e \equiv \hat{\mu}$. Para remover protones y crear neutrones, una cantidad de energía $-\hat{\mu}$ debe estar disponible para conducir a la captura electrónica, y la energía requerida es cada vez mayor conforme los núcleos se vuelven más ricos en neutrones. La mayoría de estas capturas ocurren justo antes del atrapamiento de neutrinos cuando las limitaciones del espacio de fase restringen la tasa de captura de electrones.

Conforme la tasa de captura electrónica aumenta, se crean más neutrones y por lo tanto $\mu_e - \hat{\mu} > 0$. Dado que esta cantidad determina la tasa de captura de electrones, también determina la tasa de cambio en la entropía.

¹Traduciremos la palabra inglesa “core” por “carozo”, según los usos y costumbres de la física nuclear, mientras en astrofísica se acostumbre traducirla por “núcleo” y reservando así la palabra “núcleo” para el núcleo atómico evitando así confusiones.

Dado que las interacciones débiles están fuera de equilibrio, las capturas electrónicas aumentan la entropía. La pérdida de neutrinos, por otro lado, disminuye la entropía. El cambio neto de entropía durante el colapso resulta de la compleja interacción de la captura de electrones y la pérdida de neutrinos.

Conforme s crece, la captura electrónica continúa más rápido en protones libres, pero la entropía disminuye. Después del atrapamiento de neutrinos, las interacciones débiles llegan casi al equilibrio. Esto lo podemos expresar como $\mu_e - \mu_\nu = \mu_p - \mu_n = -\hat{\mu}$. El colapso es casi exactamente adiabático hasta que la ecuación de estado se vuelve rígida en y por encima de la densidad nuclear, luego se produce un rebote y se genera un choque de rebote.

Los factores s/k y Y_e tienden a permanecer constantes durante el colapso. Esto implica que se puede obtener una buena aproximación parametrizando la ecuación de estado con s/k y Y_e y puede ser calculada independientemente de la dinámica durante el colapso. Luego del rebote del carozo, y el paso del choque, $s/k \gg 1$ y la ecuación de estado se puede acoplar a la dinámica por medio de análisis numéricos para calcular los cambios en s/k y Y_e y determinar cuando ocurre la explosión.

En la teoría de interacciones electro-débiles para estrellas de neutrones en enfriamiento (y que también se aplica en diversos fenómenos astrofísicos), la fuerza electromagnética es mediada por fotones (bosones vectoriales sin masa ni carga), mientras que la fuerza débil se lleva a cabo por medio de bosones vectoriales cargados y masivos, W^+ y W^- , así como el bosón vectorial intermedio neutro Z^0 .

La existencia de reacciones mediadas por Z^0 , permiten reacciones de corriente neutra que alteran la física del problema del colapso. Estas corrientes neutras permiten procesos de dispersión de neutrino-nucleón como:

$$\nu + n \rightarrow \nu + n \quad (2.2)$$

$$\nu + p \rightarrow \nu + p \quad (2.3)$$

Por otro lado, las corrientes cargadas permiten reacciones como:

$$n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e \quad (2.4)$$

$$p + e \rightarrow n + \nu_e \quad (2.5)$$

las cuales, son las reacciones básicas del decaimiento β y captura electrónica, la segunda siendo la reacción que permite transformar protones en neutrones y producir una “estrella de neutrones”.

2.3.1. Dinámica del Colapso y la Explosión

Siguiendo la explicación de Branch & Wheeler (2017), para el caso del mecanismo de colapso de carozo en carozos de hierro de estrellas masivas, estos se vuelven inestables debido a una combinación de fotodesintegración y captura de electrones. La inhibición de las interacciones débiles debido al atrapamiento de neutrinos significa que la presión durante el colapso está, en una buena aproximación, dominada al principio por electrones relativísticamente degenerados y, a densidades suficientemente altas, por neutrinos relativísticamente degenerados.

Para el colapso en condiciones de estabilidad neutra, la densidad y, por lo tanto, las distribuciones de masa se conservan y el colapso se dice que es homólogo.

Al comienzo del colapso del carozo, el material es efectivamente transparente a los neutrinos, pero a medida que el colapso avanza hacia una mayor densidad y el bloqueo del espacio de fase de los neutrinos se vuelve apreciable, los neutrinos quedan atrapados en la materia que cae. El atrapamiento de neutrinos ocurre cuando el tiempo de difusión de los neutrinos es comparable a la escala de tiempo del colapso de caída libre. Más allá de esta región de atrapamiento, hay una región donde los neutrinos pueden difundirse hacia el exterior en masa. El punto donde los neutrinos pueden comenzar a fluir libremente, la neutrinosfera, suele tener una densidad de $\sim 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$. En ausencia de atrapamiento, la emisión de neutrinos electrónicos se radía a energías bastante altas y durante un tiempo breve; las energías más bajas y el tiempo prolongado observados

para SN 1987A representaron evidencia directa de que el atrapamiento ocurre.

La masa de Chandrasekhar puede escribirse como $M_{ch} = 5,76 \langle Y_e \rangle^2 M_\odot$ (Branch & Wheeler (2017)). Se sabe que para el inicio del colapso en un carozo de hierro, $Y_e \simeq 0,42$, y así $M_{ch} \simeq 1,0 M_\odot$, mientras que un carozo típico tiene una masa de $M_{core} \simeq 1,0 M_\odot$. Esto implica que el carozo de hierro excede la masa efectiva de Chandrasekhar y, por lo tanto, aunque quizás semidegenerado, no está dominado por la presión de degeneración.

En la medida en que se mantiene la estabilidad neutra durante el colapso, el colapso del carozo interno es homólogo hasta que se alcanza la densidad nuclear, momento en el que los núcleos se fusionan para formar un gas degenerado uniforme de nucleones con interacciones fuertemente repulsivas. La ecuación de estado nuclear se vuelve rígida, por lo que la presión aumenta abruptamente con un mayor aumento en la densidad y se forman gradientes de presión pronunciados. El colapso se detiene cuando la densidad central es $\rho_c \simeq 2\rho_{nuc} \simeq 6 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$. Luego el carozo interno se sobrepasa y se comprime en exceso en comparación con su condición de equilibrio final, luego rebota e impulsa un choque de rebote hacia afuera, inicialmente tanto en masa como en radio. El choque se reduce por el impulso hacia adentro del material en caída libre y por la energía requerida para disociar el hierro que cae. El choque desintegra el hierro en helio, y debe propagarse a través de $\sim 1 M_\odot$ de hierro para llegar más allá del carozo de hierro colapsado hacia las partes exteriores de la estrella.

Para el colapso del carozo de hierro no rotante, el choque de rebote fallido se desvanece para producir un choque de acreción permanente en unas pocas decenas de milisegundos.

El choque de acreción se mantiene aproximadamente en constante radio cuando el material en caída libre choca con él y la masa se acumula debajo de él. El choque se estanca debajo de la neutrinosfera y, por lo tanto, antes de que se produzca una ruptura exitosa del flujo de neutrinos. La aniquilación del par electrón-positrón es la fuente dominante de neutrinos en la onda de choque posterior al rebote. Después de su formación, el carozo interno, el remanente del colapso homólogo, está casi en equilibrio hidrostático durante cientos de milisegundos. Más allá del carozo estático, el material posterior al impacto está en comunicación sónica, de modo que siente gradientes de presión a medida que se asienta en el carozo interno. Fuera del choque estático, la materia está en caída libre.

En escalas de tiempo más largas, la presión post choque puede disminuir, lo que permite que el choque retroceda hacia la superficie de la estrella de neutrones, el primer paso hacia el colapso total.

En una región justo debajo del choque permanente, la tasa local de deposición de energía por parte de los neutrinos excede la tasa intrínseca de pérdida de energía local. El radio interior de esta región se denomina “radio de ganancia”, y la región entre el radio de ganancia y el impacto permanente se denomina “región de ganancia”.

En principio, se puede depositar suficiente energía del flujo de neutrinos en la región de ganancia para aumentar la presión posterior al choque, acelerando así el choque y produciendo una explosión.

Finalmente se llega a la fase de explosión. En el caso del mecanismo retardado basado en el calentamiento de neutrinos, el proceso puede conducir a explosiones más exitosas con energías de explosión más altas si la explosión ocurre temprano en la época posterior al rebote. En momentos posteriores, tiende a residir menos masa en la región de ganancia donde puede ser calentada por los neutrinos. Cualquier retraso en la explosión permite que los neutrinos absorbidos sean reirradiados, haciéndolos ineficaces para impulsar la explosión.

El momento en que se producen las explosiones del modelo después del estancamiento del choque depende de factores como la ecuación de estado y la intensidad de la turbulencia posterior al choque. El resultado del colapso puede depender de las condiciones de la estrella progenitora. Si el colapso desencadena con éxito una explosión, entonces una onda de choque corre a través de la estrella, expulsando y transformando parcialmente la materia.

2.4. SN 1987A

La Supernova 1987A fue observada en la Gran Nube de Magallanes (abreviada como LMC, del inglés Large Magellanic Cloud) y fue la primera supernova a simple vista en la era de la astronomía moderna, se observó en todo el espectro electromagnético y fue la primera fuente astronómica de neutrinos detectada además del Sol. SN 1987A fue una supernova de Tipo II que presentó muchas sorpresas. Aún se sigue estudiando el mecanismo y la dinámica de la explosión, el remanente compacto y su evolución para convertirse en un SNR joven así como la evolución de su progenitor.

La estrella progenitora de la Supernova 1987A es conocida como $Sk - 69^\circ 202$ (Figura 2.1). Se trata de una estrella supergigante azul Y con tipo espectral B3 I. Dada su distancia desde la LMC de 50 kpc, la luminosidad bolométrica de la progenitora es $\sim 1,3 \times 10^5 L_\odot$. Esta luminosidad implica una masa del carozo de helio de aproximadamente $5 - 6 M_\odot$ y una masa ZAMS de $18 M_\odot$, de acuerdo con Branch & Wheeler (2017). El análisis de la curva de luz y los espectros sugieren una envoltura de hidrógeno de aproximadamente $8 M_\odot$, para una masa total de aproximadamente $13 M_\odot$ en el momento de la explosión.

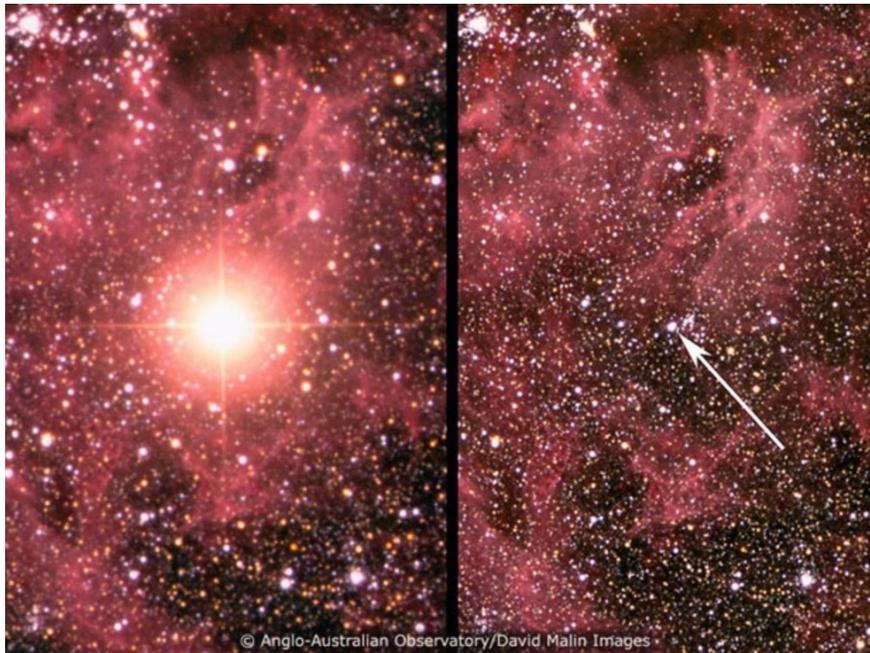


Figura 2.1: La estrella progenitora, $Sk - 69^\circ 202$, se señala mediante una flecha. Se muestra el antes y después de la SN 1987A. Imagen tomada de Branch & Wheeler (2017).

Lo curioso es que esta estrella nunca dio señales de que estaba a punto de explotar. Se tiene evidencia de que la envoltura fue enriquecida en helio, con una fracción de masa de $Y \simeq 0,4$, por lo cual, se esperaba que explotara como una supergigante roja (RSG) y no como supergigante azul. Además se sigue explorando la razón por la cual la estrella progenitora es tan compacta, con un radio de $45 R_\odot$. Esto podría deberse a la baja opacidad de la envoltura, debida al enriquecimiento de helio, la baja metalicidad de la LMC, así como debido a las propiedades y abundancias del medio circunestelar asociado a $Sk - 69^\circ 202$. Una de las características más notorias de SN 1987A es su sistema triple de anillos, el cual se puede apreciar en la figura 2.2. El anillo interno (también llamado “Ecuatorial”) es circular y tiene un radio angular $\lesssim 1$ arco segundo, radio lineal de $6,2 \times 10^{17}$ cm y un grosor del 15 % de su radio. El anillo aparece como una elipse en el cielo porque está inclinado unos 45° con respecto a la línea de visión. Por encima y por debajo de

este anillo interior, con ejes casi alineados con él, hay dos anillos exteriores (también llamados "polares") más tenues, ambos aproximadamente tres veces más grandes que el interior y más tenues en brillo superficial por un factor de aproximadamente 10. La geometría general del sistema de triple anillo es más o menos bipolar y se asemeja la forma de un reloj de arena. A partir de análisis espectroscópicos, se reveló que, en los tres anillos, el helio está enriquecido y el nitrógeno aumenta a expensas del carbono y el oxígeno, lo que indica que la materia en los anillos había sido procesada por el ciclo CNO antes de ser expulsada del progenitor cuando estaba en una fase posterior a la combustión del carozo de helio. El anillo interno se expande a una velocidad de cerca de 10 km s^{-1} y los anillos externos un poco más rápido. Es importante notar que los tres anillos no están exactamente alineados y la dinámica del progenitor aún no está del todo clara.

Más allá del sistema de anillos y aproximadamente alineada con su eje hay otra estructura, la Nebulosa del Sombrero de Napoleón. Se piensa que esta también se formó por la pérdida de masa de la estrella progenitora.

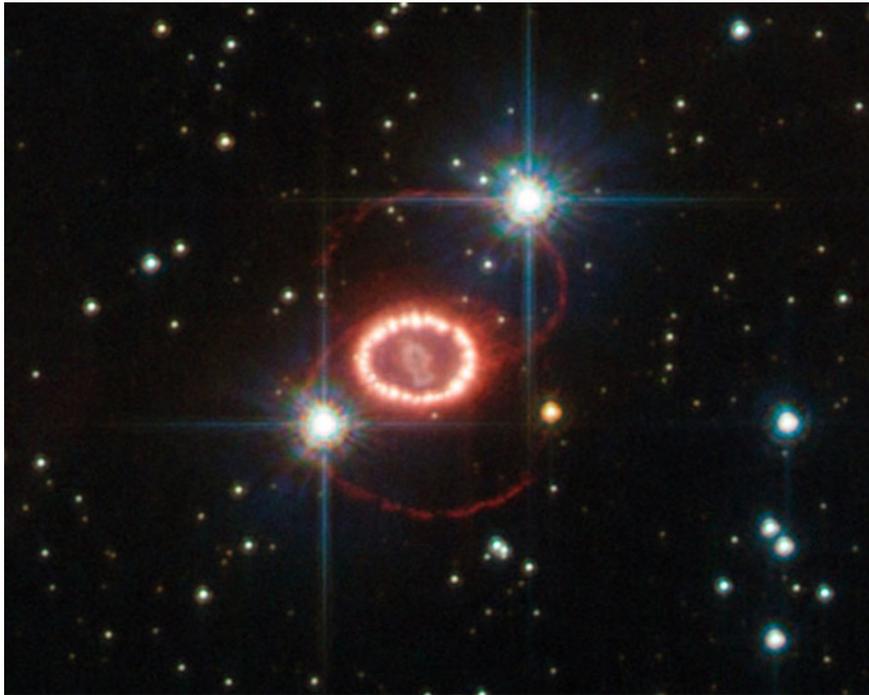


Figura 2.2: El sistema de triple anillo de SN 1987A. Se puede notar también la forma claramente alargada de la eyecta en esta imagen proyectada. Imagen tomada de Branch & Wheeler (2017).

Existen algunas hipótesis acerca de como se formaron los anillos, por ejemplo, un modelo de vientos que interactúan postula que el anillo interior se formó a partir de un viento de supergigante roja lento, denso y ecuatorialmente concentrado que luego fue comprimido por un viento de supergigante azul más rápido y de menor densidad.

Otra posibilidad es que la progenitora fue producto de un merger de dos estrellas de 15 y $5 M_{\odot}$. En este modelo, la estrella primaria llenó su lóbulo de Roche después de quemar el carozo de helio; su envolvente convectiva condujo a una transferencia de masa dinámicamente inestable, una envolvente común y la eventual fusión de la estrella de $5 M_{\odot}$ con el carozo de la primaria. A medida que la super gigante roja inmediatamente posterior al merger se contrajo, perdió momento angular a través de una salida ecuatorial forzada por rotación de unas pocas masas solares, algunas de las cuales se convirtieron en el anillo interior. El producto de la fusión pronto se contrajo para convertirse en una supergigante azul, y un viento rápido barrió el material de latitudes medias para formar los anillos exteriores.

2.4.1. Eyecta

La onda de choque generada en el carozo de la progenitora supergigante azul tardó 2 horas en llegar a la superficie. La ruptura de choque no se observó directamente, porque la escala de tiempo de ruptura fue corta en comparación con el momento del descubrimiento un día después de la explosión. Se espera que la estructura en la ruptura sea compleja, con la variación de la luminosidad a lo largo de la región fotosférica, la temperatura del gas fuera de equilibrio con la temperatura de radiación. Se considera que el choque de ruptura fue casi asimétrico.

Las curvas de luz visual y bolométrica de SN 1987A alcanzaron un mínimo en 1 semana y luego comenzaron un aumento suave hacia un segundo máximo 3 meses después de la explosión. Durante esta fase, los espectros ópticos estaban dominados por fuertes líneas P Cygni de la serie Balmer. Las primeras porciones de este aumento pueden atribuirse al comportamiento de la atmósfera, pero el efecto principal fue la energía depositada por la desintegración radiactiva de ^{56}Ni y ^{56}Co . La entrada de energía de la desintegración del ^{56}Co se volvió dominante a partir de las 3 semanas posteriores a la explosión. La envoltura de hidrógeno relativamente masiva provocó un largo tiempo de difusión. En el pico secundario, parte de la energía depositada anteriormente por la desintegración del ^{56}Ni contribuyó junto con la energía posterior depositada por la desintegración del ^{56}Co .

Después del segundo pico, la curva de luz bolométrica disminuyó y luego se aplanó en una cola exponencial. Cuatro meses después de la explosión y un mes después del segundo máximo, la eyecta se volvió transparente en el continuo óptico y el espectro se volvió nebuloso, dominado por líneas de emisión (Branch & Wheeler (2017)).

Aunque antes de 1987, el papel de la desintegración del ^{56}Ni en las supernovas ya se había establecido, la SN 1987A proporcionó unas pruebas de la expectativa teórica de la producción de ^{56}Ni .

2.4.2. Nucleosíntesis

Se piensa que antes de la explosión, debajo de la envoltura de hidrógeno, el progenitor de la SN 1987A tenía una composición en capas, la cual iba desde una zona de helio hasta un carozo central de hierro. Después de que el carozo de hierro colapsara, el choque de supernova se propagó hacia el exterior a través de las capas superpuestas de elementos pesados, impulsando la nucleosíntesis explosiva (Branch & Wheeler (2017)).

El alcance de la transmutación nuclear depende de la temperatura máxima detrás del choque. Esta temperatura está dada por la expresión

$$T \simeq \left(\frac{3E}{4\pi r^3 a} \right)^{1/4} \quad (2.6)$$

Donde E es la energía de la explosión y a es la constante de Stefan-Boltzmann. De esta ecuación podemos notar que la temperatura post choque decae como $r^{-3/4}$.

Cada capa tiende a quemarse hasta la composición del siguiente grupo más pesado: silicio a hierro, oxígeno a silicio, carbono a oxígeno, neón y magnesio, etc. La mayor parte de los elementos expulsados se sintetizó durante la explosión. La mayor parte del oxígeno expulsado y esencialmente todo el carbono y los elementos más ligeros probablemente estaban presentes en el progenitor antes de la explosión.

La emisión de la SN 1987A estaba formada principalmente por una mezcla de calcio primordial y recién sintetizado. Algo similar se espera de las supernovas Tipo II.

Las observaciones de SN 1987A durante la fase fotosférica parecen mostrar grandes incrementos. Los cálculos de nucleosíntesis en estrellas masivas predicen incrementos de algunos nucleidos del proceso-s en las capas donde se quema helio. Si este material se mezcla con la superficie durante la quema normal posterior a la secuencia principal, podría haber enriquecimientos en escandio, estroncio y bario en esa misma cantidad.

Se espera que la nucleosíntesis en la SN 1987A produzca más elementos más allá de ^{56}Ni y ^{56}Co , como por ejemplo ^{57}Ni y ^{57}Co , además de ^{56}Fe en la eyecta en tiempos posteriores y ^{44}Ti en la explosión. El ^{55}Co

decae en pocos días por lo cuál se espera que la eyecta de SN 1987A contenga también $\sim 10^{-3}M_{\odot}$ de ^{55}Fe .

2.4.3. Neutrinos y el Remanente Compacto

La predicción más fundamental de la teoría de colapso de carozo es la emisión de neutrinos, y la observación más importante de SN 1987A fue la detección el 23 de febrero de 1987 de neutrinos. La detección de dos docenas de neutrinos, entre los $\sim 10^{57}$ que se emitieron, confirmó el proceso básico del colapso del carozo. Viajando esencialmente a la velocidad de la luz, los neutrinos llegaron a la superficie de la estrella unos 100 segundos después del colapso del carozo. La onda de choque del colapso, propagándose más cerca de la velocidad del sonido, tardó unas 2 horas en llegar a la superficie e iniciar la emisión de fotones. La señal de los neutrinos duró 10 segundos, lo que significa que una estrella de neutrones existió durante al menos ese tiempo. El tiempo finito también muestra que los neutrinos quedaron atrapados y sujetos a difusión.

Por mucho tiempo ha habido gran incertidumbre acerca de qué tipo de objeto es el remanente compacto de la SN 1987A. Si se tratase de un púlsar, incluso si los rayos de dicho objeto no se dirigieran hacia la Tierra, la energía entrante de un púlsar energizaría la eyecta y aumentaría su luminosidad, por lo que si hay un púlsar presente, debe ser menos energético que los púlsares conocidos en los remanentes de supernova (SNR) jóvenes. En la Figura 2.3 se muestra la curva de luz de la SN 1987A hasta cinco años después de la explosión: era claro ya en 1992 que un pulsar producido por esta supernova debería ser bastante menos luminoso, menos de $3 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$, que un típico pulsar joven como el del Cangrejo cuya luminosidad de “spin-down” es del orden de $10^{38} \text{ erg s}^{-1}$. En la Figura 2.4 se muestra el clásico diagrama $P - \dot{P}$ de pulsares y la posición del pulsar del Cangrejo. Esto motivaba el comentario de R. Chevalier “And still there is no pulsar” (Chevalier, 1992). Anteriormente, se había anunciado (Kristian et al., 1989) detección de pulsaciones ópticas de 0.5 milisegundo en SN 1987A, lo cual generó muchísimos trabajos teóricos sobre rotación de estrellas de neutrones a tan alta frecuencia, pero la observación resultó ser espuria y fue retractada (Kristian, 1991). Un anuncio similar, pero de pulsaciones con un periodo de 2.1 milisegundos, apareció en 1994 y Michel (1994) mostró que tan alta frecuencia podría ser compatible con nuestro entendimiento de los pulsares solamente bajo la condición que este pulsar tenga un campo magnético muy débil. Esto implicaría, suponiendo que fuese típico que los pulsares nazcan con un campo magnético débil, que este debe crecer hasta alcanzar el valor típico de $10^{12} - 10^{13} \text{ G}$ en unos pocos siglos. Sin embargo este autor reconoció que “there is no theory supporting rapid magnetization”. Tal teoría fue pronto propuesta por Muslimov & Page (1995): si, por alguna razón, cuando nació este pulsar, su campo magnético interno es muy fuerte pero sumergido dentro de la estrella por una capa de materia superficial no magnetizada, en pocos siglos el campo interno puede difundir hacia la superficie resultando en un “Delayed Switch-on of Pulsars”.

Un mecanismo concreto de sumergencia del campo magnético fue propuesto por Geppert et al. (1999) como consecuencia de la ocurrencia de una fase de acreción intensa de materia descrita anteriormente por Chevalier (1989) e ilustrado en la Figura 2.5. En este escenario el choque reverso resultó en la acreción de $0,1 - 0,2M_{\odot}$ de materia en una pocas horas sobre la recién nacida estrella de neutrones: esto resultó en una tasa mas de mil veces superior a la tasa de Eddington. A tan extrema tasa de acreción, llamada “hiper-crítica” (Blondin (1986)), las altísimas temperaturas alcanzadas permiten que la energía gravitacional liberada fuera emitida por neutrinos en vez de fotones, como sucede a tasas de acreción mas bajas, implicando que el límite de Eddington deja de ser relevante. Bajo estas condiciones el campo magnético del recién nacido pulsar es sumergido dentro de la estrella resultando en una estrella desmagnetizada. Que tan profunda fue la sumergencia determina que tanto tiempo tardará el campo interno en regresar hacia la superficie por el mecanismo descrito por Muslimov & Page (1995): puede tardar desde unos pocos siglos hasta miles de millones de años (Geppert et al., 1999).

El mismo evento de acreción hiper-crítica fue invocado por H. Bethe y G. Brown (Brown et al. 1992; Bethe & Brown 1995) para proponer que la acreción de $0,1 - 0,2M_{\odot}$ fue suficiente para provocar el colapso de la recién nacida estrella de neutrones en un hoyo negro. Esta propuesta estaba basada en su estimación, por la detección de los neutrinos, de la masa de la estrella de neutrones, $\sim 1,55M_{\odot}$, y de la masa máxima sostenible por la materia densa, $\sim 1,6M_{\odot}$, en su entonces preferida teoría de condensación de kaones: la acreción de

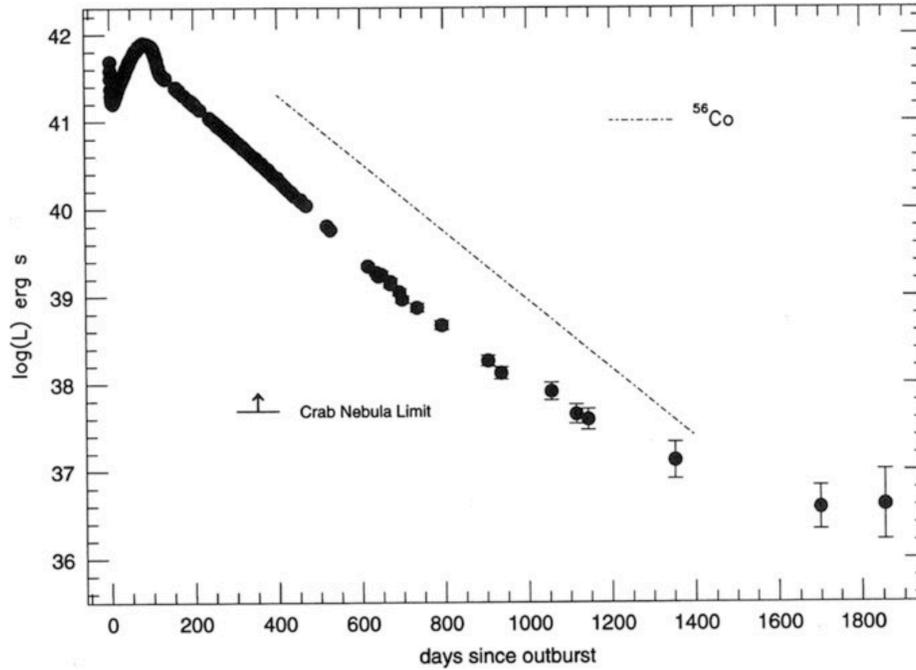


Figura 2.3: Curva de luz de SN 1987A. Figura tomada de Branch & Wheeler (2017)

$0,1 - 0,2M_{\odot}$ era suficiente para crecer la masa de la estrella de neutrones mas allá de la masa máxima y hacerla colapsar en un hoyo negro. Sin embargo este modelo estaba basado en fuertes *a priori*s teóricos sobre la naturaleza de la materia dense, los cuales ya no están considerados necesariamente ciertos en la actualidad, y fue refutado por la medición de una masa de $1,97 \pm 0,04M_{\odot}$ del pulsar PSR J1614-2230 (Demorest et~al., 2010): la masa acretaada en la fase de acreción hiper-critica no fue suficiente para hacer colapsar la estrella de neutrones en un hoyo negro. En esta situación quedaba claro que SN 1987A muy probablemente contiene una estrella de neutrones.

2.4.4. EN 1987A en la SN 1987A

Recientemente, (Cigan et~al., 2019) presentaron imágenes de alta resolución angular del polvo y moléculas que se encuentran en la eyecta de la SN 1987A. Estas imágenes fueron obtenidas del Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA). Identificaron una burbuja localizada de polvo caliente con una temperatura de $\simeq 33$ K, mientras el material vecino tiene una temperatura de $\simeq 22$ K, con una luminosidad del orden de $L_{cs} \simeq (40 - 90)L_{\odot}$ (“cs” la abreviatura en inglés de “condensed source”), y propusieron, como posible explicación del exceso de luminosidad de esta burbuja, la presencia del objeto compacto producido por SN 1987A (ver Figura 2.6). Subsecuentemente, Page et~al. (2020) presentaron un análisis muy detallado de esta fuente y concluyeron que la explicación mas razonable es la de la presencia de una estrella de neutrones, que muy probablemente no es un pulsar, y la energía emitida por la burbuja viene directamente de la emisión térmica superficial de la estrella, reprocesada por el polvo. Bautizaron esta nueva estrella de neutrones “NS 1987A”, lo cual traducimos al español como “EN 1987A”.

El polvo en la parte central de los eyectas está calentado por los rayos gamma del decaimiento del ^{44}Ti , el cual es el isótopo con mayor abundancia producido por la explosión que tiene una vida media ($\tau_{1/2} = 59,1$ años) parecida a la edad actual de los eyectas. En un primer paso, Page et~al. (2020) argumentaron que,

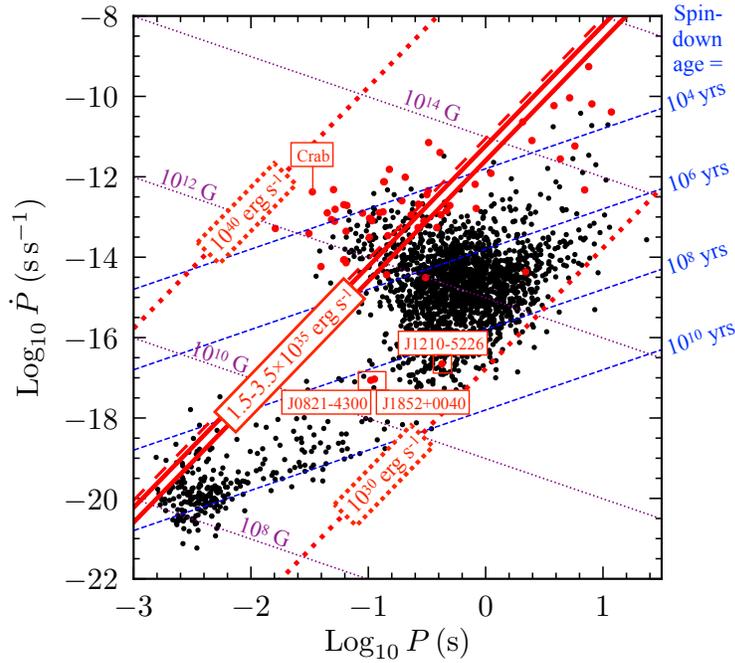


Figura 2.4: Periodo de rotación P y su derivada \dot{P} par los 2256 pulsares del “ATFN Pulsar Catalogue” (Manchester et~al. 2005 y su versión en línea <https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat>) con valores de P y \dot{P} medidos. Se marcan líneas de edad dinámica $\tau = P/2\dot{P}$ (“spin-down age”), estimación de la intensidad del campo magnético superficial $B \sim 3,2 \times 10^{19}(P\dot{P})^{1/2}$ G (Lyne & Graham-Smith, 2012) y luminosidad del pulsar (“spin-down power”) $W = |I\Omega\dot{\Omega}|$ (líneas rojas punteadas) donde $\Omega = 2\pi/P$ es la frecuencia de rotación del pulsar, $\dot{\Omega}$ su derivada temporal, y $I \simeq 1,5 \times 10^{45}$ g cm² (Haensel et~al., 2007) un valor típico para el momento de inercia de una estrella de neutrones. Las líneas rojas gruesas delimitan el rango inferido de luminosidad del posible objeto compacto encontrado en NS 1987A, $L_{oc} \sim (40 - 90) L_{\odot} = (1,5 - 3,5) \times 10^{35}$ erg s⁻¹ (Cigan et~al., 2019). Los puntos rojos marcan pulsares asociados con un remanente de supernova y se identifican el Cangrejo (“Crab”) y los tres CCOs con P y \dot{P} medido. Figura tomada de Page et~al. (2020).

aunque no es imposible que haya una concentración anómala de ⁴⁴Ti en esta burbuja que podría producir una luminosidad del orden de la luminosidad inferida L_{cs} , debida a la alta energía de los rayos gamma esta burbuja de pequeño tamaño es ópticamente delgada a estos fotones: estos fotones, si es que existieran, no podrían ser la causa del calentamiento de la burbuja y se requiere otra fuente de energía para explicar su luminosidad.

En un segundo paso, se nota que la burbuja está ligeramente desplazada con respecto al centro de la explosión, ver Figura 2.6. Es bien sabido que los pulsares tienen velocidades propias mucho más altas que el resto de las estrellas de la Galaxia, entre 200 y 500 km s⁻¹, o hasta 1000 km s⁻¹ en algunos casos (Lyne & Graham-Smith, 2012) y la distancia entre el centro de la explosión y la burbuja implicaría una velocidad de unos cientos de kilómetros por segundo: este desplazamiento es entonces perfectamente natural y esperado. Además, simulaciones hidrodinámicas 3D de explosiones de colapso de carozo muestran fuertes asimetrías, ver figura 2.7, las cuales, comparadas con observaciones de SN 1987A, permitieron predecir (Janka et~al., 2017) la dirección en la cual la estrella de neutrones debería haber sido propulsada durante la explosión: esta dirección resultó ser precisamente hacia la ubicación de la burbuja caliente (Cigan et~al., 2019), reforzando

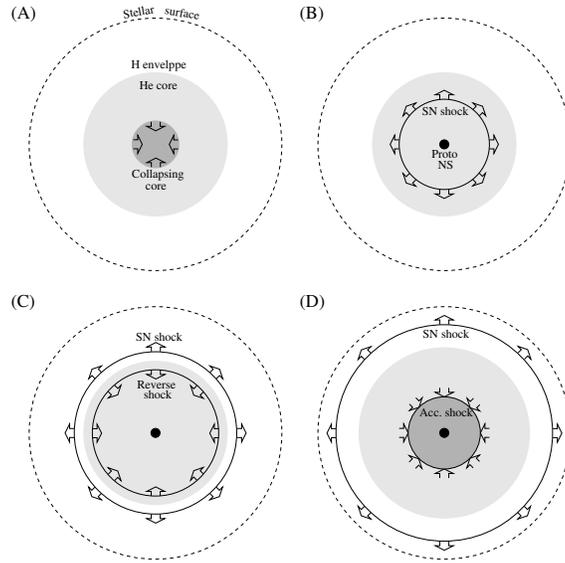


Figura 2.5: Acreción hiper-crítica en SN 1987A. (A): inicio del colapso del carozo de hierro, (B): propagación del choque de supernova, (C) iniciación del choque reverse cuando el choque de supernova cruza la discontinuidad de densidad entre el carozo de He y le envolvente de H/He y finalmente, (D): envolvente de acreción estacionaria debida al rebote del choque reverse con la estrella de neutrones y mantenida en equilibrio con la materia residual en acreción. En la parte mas interna, y mas caliente, de esta envolvente es donde ocurre la emisión de neutrinos que disipa la energía gravitacional de la materia acretada. La escala radial no es realista (mas bien como “log-log”) y solamente ilustrativa. Figura tomada de Bernal et~al. (2010).

la sospecha de que allá se esconde EN 1987A.

Una vez aceptado que en esta burbuja se esconde EN 1987A, Page et~al. (2020) consideran los dos tipos de energía emitidos por una estrella de neutrones joven: la luminosidad producida por el mecanismo de pulsar y la emisión térmica de su superficie caliente. En la figura 2.4 se marca el rango de luminosidad inferida para la burbuja, $L_{cs} \simeq 1,5 - 3,5 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$, el cual se ubica en el rango de luminosidades producidas por pulsares jovenes, por ejemplo los pulsares asociados con un remanente de supernova y marcados en rojo: generar una $L_{cs} \simeq$ resulta perfectamente posible bajo las condiciones que EN 1987A tenga su campo magnético B y su periodo de rotación P con valores adecuados. Sin embargo, se requiere un ajuste fino de estos parámetros B y P ya que el rango de luminosidades de pulsares jovenes va de $2 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ en el caso de PSR J1210–5226 hasta casi $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ en el caso del pulsar del Cangrejo. Por otro lado la emisión superficial térmica de una estrella de neutrones a los 35 años de edad resulta ser inevitablemente del orden de $10^{35} \text{ erg s}^{-1}$, dentro de un factor 3. Page et~al. (2020) concluyen, siguiendo el “Principio de la navaja de Occam”, que es mucho mas probable que la energía emitida por la burbuja es simplemente la energía térmica emitida por la estrella joven y el mecanismo de pulsar, si es que está activo en EN 1987A, solo contribuye muy marginalmente.

Finalmente, Page et~al. (2020) mostraron que para reproducir con precisión la luminosidad estimada L_{cs} se requiere que la superficie de EN 1987A sea cubierta de elementos ligeros, como C o O, a diferencia de lo que se espera de una estrella de neutrones recién nacida en la cual las capas superficiales son constituidas de Fe. Dedujeron que debe de haber ocurrido una fuerte fase de acreción pos-supernova, posiblemente durante varios años, para depositar estos elementos ligeros. Esta deducción es la motivación de esta tesis en la cual precisamente estudiaremos, con simulaciones numéricas con el código público MESA, la acreción pos-supernova.

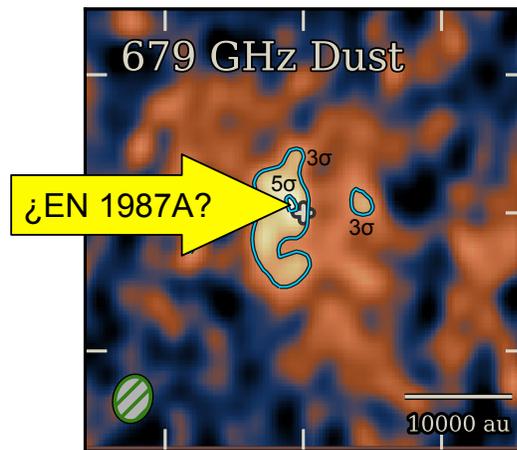


Figura 2.6: Imagen del centro de los escombros de SN 1987A tomada por ALMA (Cigan et~al., 2019). Se marcan contornos de emisión del polvo a 3σ y 5σ : la búrbuja central a 5σ es donde se sospecha está ubicada EN 1987A. La cruz central denota el centro de la explosión.

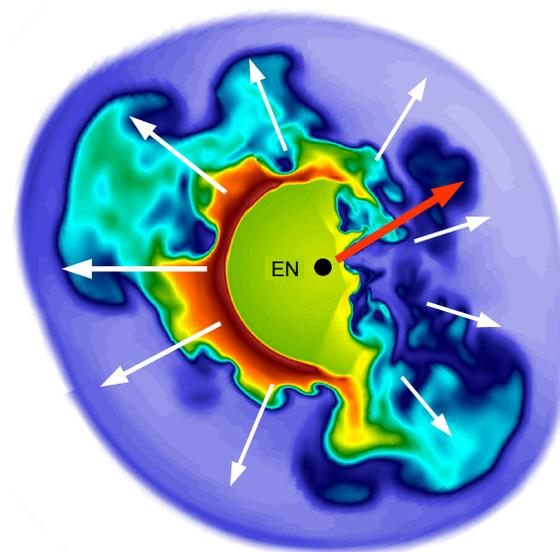


Figura 2.7: Ilustración de la anisotropía en una simulación 3D de explosión de supernova de colapso de carozo: por conservación de momento se puede inferir la dirección en la cual la estrella de neutrones recibe un patada (“kick”) indicada por la flecha roja. Figura tomada de Janka et~al. (2017).

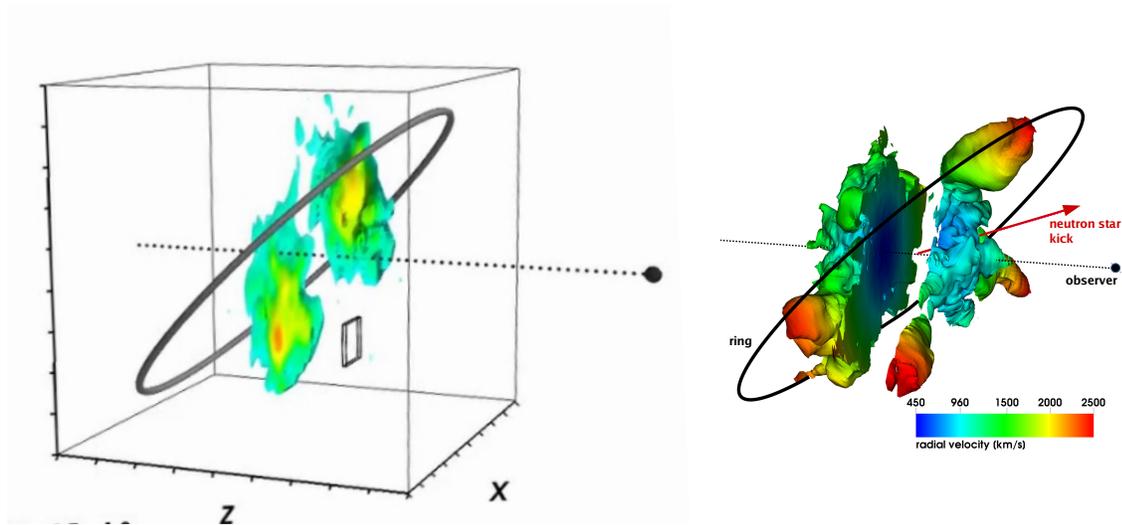


Figura 2.8: En el panel izquierdo se muestra la ubicación de escombros de Si y Fe, obtenidas por líneas [SiI] y [FeII], en el centro de SN 1987A mientras el panel derecho muestra la distribución de Fe en una simulación 3D similar a la de la figura 2.7 y orientada para asemejarse a la distribución medida del panel izquierdo. La flecha roja marca dirección de salida de la estrella de neutrones predicha por esta simulación. Figura tomada de Janka et~al. (2017).

Capítulo 3

Estrellas de Neutrones

3.1. Estructura

3.1.1. Estructura Interna de una Estrella de Neutrones

Como se muestra en la figura 3.1, teóricamente la estrella de neutrones está conformada por el núcleo (interno y externo), que es donde se encuentra el $\sim 98\%$ de la masa de la estrella, la corteza, y, rodeando a esta última, se encuentra la envoltura, la cual, se considera como la transición entre el interior y el exterior de la estrella. Finalmente se piensa que la estrella tiene también una atmósfera de aproximadamente 10 cm de espesor. Esta determina la forma de la radiación térmica o bien, el espectro, y no tiene efecto alguno sobre la evolución térmica de la estrella. A partir del estudio de pulsares binarios, se ha podido medir masas de estrellas de neutrones típica, resultando en valores entre $1,2$ y $2,2M_{\odot}$, mientras que para el radio los modelos teóricos indican valores entre 8 y 16 km (Lattimer, 2012). Tomando en cuenta su reducido tamaño y el hecho de que su masa es aproximadamente 40% mayor que la del Sol, la gravedad superficial es de más de 2×10^{11} veces mayor a la terrestre, y el campo magnético es unas 10^6 a 10^{14} veces más intenso. Para estrellas de neutrones jóvenes, la temperatura superficial es del orden de $10^6 K$ y por lo tanto, emite en la banda de rayos-X.

Estudiando más a detalle cada parte de la estrella de neutrones y siguiendo la explicación presentada en Page (2000), se tiene que:

La *envoltura* tiene aproximadamente 50 – 100 m de espesor y contiene un enorme gradiente de temperatura, el cuál, determina la relación entre la temperatura interna y la externa. Esto es de gran importancia para la tasa de enfriamiento y es fuertemente afectado por la presencia de campos magnéticos y elementos ligeros “contaminantes”.

La *corteza* es sólida y está compuesta de hierro en la parte superior. Tiene un espesor de unos cuantos cientos de metros o incluso 1 km. Conforme uno se mueve hacia el interior de la estrella, es decir, aumentando la profundidad y por tanto la densidad de esta, se llega a la corteza interior. Esta tiene una densidad superior a $4,3 \times 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$ y consiste de un superfluido de neutrones, que va llenando los espacios entre los núcleos, tal como se observa en la parte superior derecha de la figura 3.1.

Yendo aún más profundo en la estrella, se llega a la transición entre la corteza interna y el *núcleo*, o *carozo* externo, alcanzando densidades del orden de $1,4 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$. Aquí los núcleos comienzan a deformarse y a alargarse, pasando de una forma esférica inicialmente, a “aglomerados”, luego a “espaguetisz finalmente a capas nucleares con forma de “lasaña”. Mientras esto sucede van aumentando su tamaño ocupando cada vez más volumen y reduciendo el espacio en el que se puede mover el líquido de neutrones, hasta llegar a un punto en el que este se reduce a burbujas “queso suizo”. Al aumentar aún más la profundidad, uno se encuentra ya

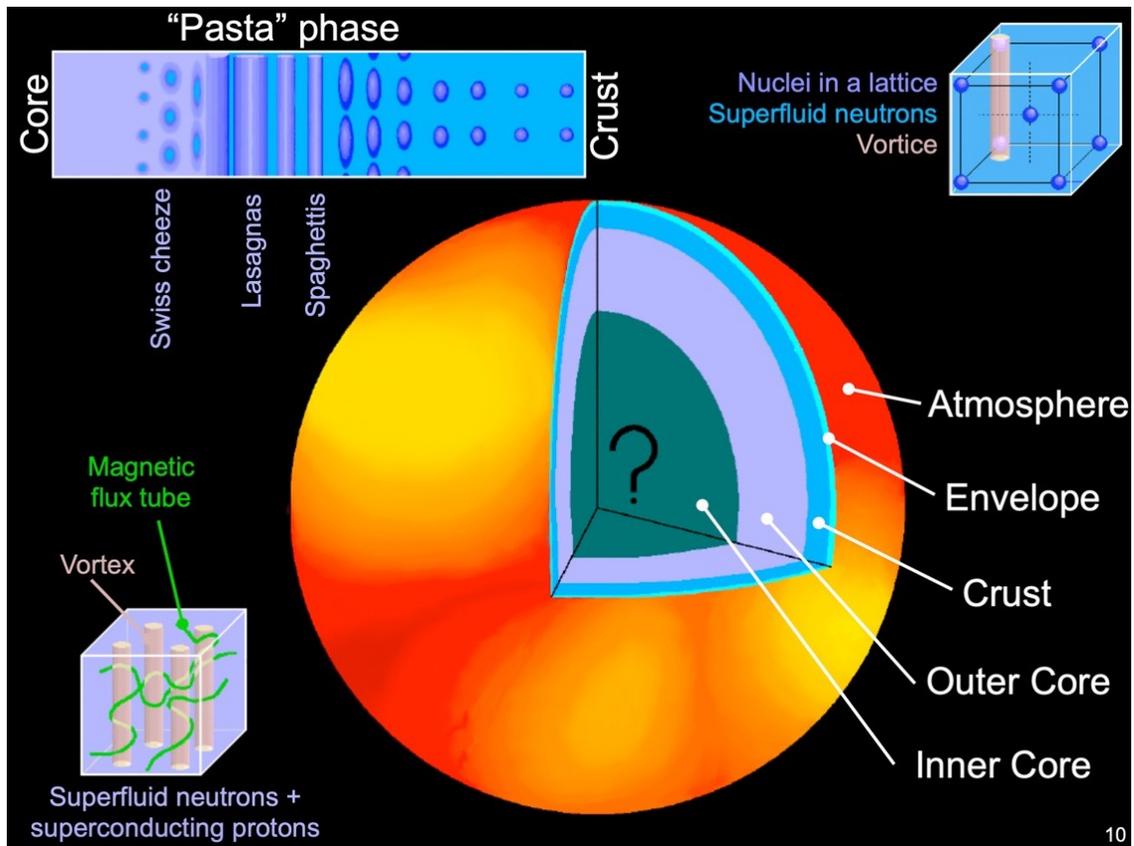


Figura 3.1: Estructura de una Estrella de Neutrones. Figura de Dany Page.

en el *núcleo externo*, la densidad también aumenta y estas burbujas desaparecen. La composición del núcleo es $\sim 5\%$ protones y 95% neutrones. En esta parte del núcleo se tiene la presencia de un superfluido de neutrones y un superconductor de protones. Es importante destacar que en toda la estrella hay electrones para mantener la carga eléctrica nula. En el caso del *núcleo interno*, este es todavía desconocido, pero se piensa que debido a las altas densidades, los neutrones y protones adquieren más energía, transformándose en hiperones o hasta disolviéndose en una plasma de quark.

En la parte superior derecha de la figura 3.1 se observan los vórtices que se forman debido a la rotación del superfluido de neutrones. Estos vórtices son paralelos al eje de rotación y en el caso de los que se forman en la parte inferior de la corteza, se observa que están atorados a un núcleo, lo que impide que migren hacia la parte superior de dicha corteza. Luego, en el núcleo de la estrellas, además de estos vórtices de materia superfluida de neutrones, se forman tubos de flujo magnético (como se muestra en la parte inferior izquierda de la misma figura) debido al superconductor de protones, el cuál trata de expulsar los campos magnéticos o en su defecto, trata de confinarlos dentro de estos tubos. Su geometría depende de la configuración de campo magnético y además, en el núcleo estos se van enredando con los vórtices, los cuáles, debido al frenado en la rotación del pulsar, se mueven alejándose del eje de rotación, esto hace que la geometría de los tubos sea aún más compleja.

3.1.2. Ecuaciones Relativistas

El equilibrio hidrostático y la evolución térmica de una estrella de neutrones sin campo magnético, sin rotación y con simetría esférica, se determinan por el siguiente conjunto de ecuaciones Gudmundsson et-al. (1983) (que abreviaremos como “GPE”) , las cuales son las generalizaciones relativistas de las ecuaciones de Newton para la estructura estelar y evolución:

- Ecuación de Distribución de Masa

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho. \quad (3.1)$$

Con esta ecuación, donde ρ es la densidad de masa-energía, se determina la masa gravitacional $m(r)$ encerrada dentro de una esfera de radio r .

- Ecuación de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV) para Equilibrio hidrostático.

$$\frac{dP}{dr} = - \left(\rho + \frac{P}{c^2} \right) \frac{G(m + 4\pi r^3 P/c^2)}{r^2} e^{2\Lambda} \quad (3.2)$$

donde P es la presión total, y el factor e^Λ se define como

$$e^\Lambda = \left(1 - \frac{2Gm}{c^2 r} \right)^{-1/2}$$

- Ecuación de Transporte de Energía

$$\frac{d(Te^{\Phi/c^2})}{dr} = - \frac{3}{16\sigma} \frac{\kappa\rho}{T^3} \frac{L_d}{4\pi r^2} e^{\Phi/c^2} e^\Lambda \quad (3.3)$$

En esta ecuación κ es la opacidad total de la materia estelar y Te^{Φ/c^2} es la temperatura corrida al rojo, la cuál es uniforme en el núcleo pero en la envoltente se presentan gradientes de temperatura. σ es la constante de Stephan-Boltzmann, L_d es la luminosidad debido a conducción térmica y radiación, e^{Φ/c^2} es el factor de corrimiento al rojo, y Φ es el potencial gravitacional.

- Ecuación fuente

$$\frac{d\Phi}{dr} = \frac{G(m + 4\pi r^3 P/c^2)}{r^2} e^{2\Lambda} \quad (3.4)$$

- Ecuación Para la Luminosidad de Neutrinos L_ν

$$\frac{d(L_\nu e^{2\Phi/c^2})}{dr} = \epsilon_\nu e^{2\Phi/c^2} 4\pi r^2 e^\Lambda \quad (3.5)$$

Donde q_ν es la emisividad de neutrinos por unidad de volumen.

- Ecuación de la Conservación de Energía

$$\frac{d(L e^{2\Phi/c^2})}{dr} = -c_v \frac{dT}{dt} e^{\Phi/c^2} 4\pi r^2 e^\Lambda \quad (3.6)$$

Esta ecuación es suponiendo que que la estrella de neutrones no está acretando y no hay quemado nuclear. Aquí L es la luminosidad nuclear dada por $L = L_d + L_\nu$, c_v es el calor específico por unidad de volumen, y t es el tiempo medido por un observador a $r = \infty$ y en reposo respecto a la estrella.

Para el estudio de la evolución térmica de la estrella, estas ecuaciones se pueden resolver numéricamente, aunque el proceso toma demasiado tiempo y es muy costoso. Para simplificar el problema, se puede dividir a la estrella de neutrones en dos regiones: El interior y la envoltente. El primero tiene una densidad muy alta y contiene la mayor parte de la masa y la energía térmica de la estrella. Por otro lado, la envoltente que se encuentra rodeando al núcleo, se considera aislada y sin fuentes ni sumideros de energía.

Para la mayoría de las estrellas de neutrones jóvenes (poco más de unas pocas decenas de años de edad), el conjunto de ecuaciones relativistas 3.1 - 3.6 se pueden reducir a una sola ecuación en la envoltente. En estas estrellas, la temperatura a densidades menores que $\sim 10^{10} \text{ g cm}^{-3}$ decrece lo suficientemente lento tal que esta región de baja densidad es cuasi-estacionaria y la derivada temporal en la ecuación 3.6 puede despreciarse.

Las condiciones de frontera en el centro de la estrellas son $m(0) = L(0) = L_\nu(0) = 0$. Y como condición de frontera externa se usa la aproximación de Eddington y se define la presión superficial P_s a una profundidad óptica de $2/3$, tal que $P_s = (2/3)g_s/\kappa_s$, donde κ_s es el valor de opacidad en la superficie y $g_s = GM/R^2 e^{\Lambda_s}$ es la gravedad superficial propia de la estrella. Aquí e^{Λ_s} es el valor superficial del factor de corrección relativista e^Λ

La temperatura efectiva superficial, T_s , se define en términos de la luminosidad en la superficie L_s , por

$$L_s = L_d(R) \equiv 4\pi R^2 \sigma T_s^4 \quad (3.7)$$

Para el caso $r \geq R$, el factor de corrimiento al rojo es dado por

$$e^{\Phi/c^2} = \left(1 - \frac{2Gm}{c^2 r}\right)^{1/2} = e^{-\Lambda}$$

3.2. Envoltentes

La información presentada en esta sección se basa principalmente en el artículo GPE , en caso contrario se especificarán las referencias.

3.2.1. Ecuación de Estructura Térmica en Estado Estacionario

Como se mencionó en la sección anterior, el conjunto de ecuaciones 3.1 - 3.6 se pueden reducir a una sola ecuación en la envoltente. Primero, en esta región de la estrella se pueden despreciar los términos de presión en las ecuaciones 3.2 y 3.4, reemplazar los factores relativistas e^Λ y e^{Φ/c^2} por sus valores en la superficie y establecer m igual a la masa total M . Siguiendo esto, en la envoltente la ecuación 3.2 se puede reescribir como

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{Gm}{r^2} e^{2\Lambda} \quad (3.8)$$

De acuerdo con los resultados obtenidos en GPE , la aproximación

$$\frac{e^{\Lambda_s}}{e^{\Lambda_b}} = e^{-\Delta\Lambda} \approx 1 - \Delta\Lambda \approx 1 - 4 \left(\frac{P_b}{\rho_b c^2} \right)$$

muestra que e^Λ es constante en la envoltente y se puede establecer como $e^\Lambda = e_s^\Lambda$. Notar que el subíndice b se refiere a la base de la envoltente, es decir, la frontera entre la envoltente y el núcleo de la estrella. El subíndice s corresponde a la superficie de la estrella.

A partir de esta aproximación y usando la ecuación 3.1 se obtiene

$$d \left(\frac{m}{M} \right)^2 = \frac{8\pi G}{g_s^2} \left(\frac{r}{R} \right)^4 dP \leq -\frac{8\pi G}{g_s^2} dP$$

La cual se integra para obtener la masa de la envoltente ΔM , obteniendo que

$$\frac{\Delta M}{M} \leq 1 - \left(1 - \frac{8\pi G}{g_s^2} P_b\right)^{1/2} \approx \frac{4\pi G}{g_s^2} P_b \approx \frac{6 \times 10^{-7}}{g_{s14}^2}$$

Donde $g_{s14} = g_s/10^{14}$ cm s⁻². Dado que para la mayoría de las estrellas de neutrones de interés se toma $g_{s14} > 1$, entonces se desprecia la masa de la envoltente y se toma $m = M$. Siguiendo con el desarrollo de GPE, se puede establecer $e^{\Phi/c^2} = e^{\Phi_s/c^2} = e^{-\Lambda_s}$ y reescribiendo la ecuación de transporte de energía 3.3

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{16\sigma} \frac{\kappa\rho}{T^3} \frac{L_d}{4\pi r^2} e^{\Lambda_s} \quad (3.9)$$

Finalmente, combinando las ecuaciones 3.8 y 3.9, se obtiene la ecuación de estructura térmica para envoltentes de estrellas de neutrones:

$$\frac{dT}{dP} = \frac{3}{16\sigma} \frac{\kappa}{T^3 g_s} \frac{L_d}{4\pi R^2} \quad (3.10)$$

Cuando la envoltente está en estado cuasi-estacionario y las pérdidas de neutrinos pueden despreciarse, y como se tomó que e^{Φ/c^2} es constante en la envoltente, se puede hacer $L_d = L_s$, donde $L_s = 4\pi R^2 \sigma T_s^4$. Reescribiendo la ecuación 3.10

$$\frac{dT}{dP} = \frac{3}{16\sigma} \frac{\kappa}{T^3} \frac{T_s^4}{g_s} \quad (3.11)$$

Esta ecuación muestra que la estructura térmica de las envoltentes de estrellas de neutrones está determinada por los parámetros g_s y T_s .

Para poder establecer L_d como constante, se requiere que la variación de L_d a través de la envoltente $\Delta L_d = L_s - L_b$, con $L_b = L_d(\rho_b)$, sea pequeña comparada con la luminosidad en la superficie, es decir

$$\left| \frac{\Delta L_d}{L_s} \right| \ll 1 \quad (3.12)$$

En los cálculos de estructura térmica, donde se asume que se cumple la condición dada en 3.12, GPE encontraron que la temperatura en la base de la envoltente T_b está relacionada con los parámetros g_s y T_s por

$$T_{b9} = 0,1288 \left(\frac{T_{s6}^4}{g_{s14}} \right)^{0,455} \quad (3.13)$$

para

$$10^{-2} \leq \frac{T_{s6}^4}{g_{s14}} \leq 10^2$$

Se integra esta ecuación (3.11) desde la superficie, o fotosfera, hacia adentro hasta llegar a una densidad ρ_b , la base de la envoltente. Para la integración se requiere todavía fijar la condición inicial y se usa la condición de Eddington (Kippenhahn et~al., 2013) que relaciona la presión P_s en la superficie con la densidad superficial ρ_s

$$P_s = \frac{2g_s}{3\kappa_s} \quad (3.14)$$

donde κ_s es la opacidad en la superficie. En la práctica se escoge una temperatura superficial T_s y considerando que $P = P(T, \rho)$ y $\kappa = \kappa(T, \rho)$ la ecuación (3.14) se puede resolver numéricamente para encontrar ρ_s : teniendo entonces T_s , ρ_s y $P_s = P(T_s, \rho_s)$ se integra la ecuación (3.13) con un método de Runge-Kutta (Press et~al., 1992).

3.2.2. Propiedades Básicas de la Materia en Envoltentes de Estrellas de Neutrones

Se acostumbra delimitar la base de la envoltente a una densidad $\rho_b = 10^{10} \text{ g cm}^{-3}$ y siguiendo a GPE presentamos un breve resumen de las condiciones físicas en esta región en las figuras 3.2 y 3.3. Las secciones siguientes se describirán estas propiedades con más detalle.

En ambas figuras los perfiles de temperatura, con temperaturas superficiales de $10^{5.5}$, 10^6 , $10^{6.5} \text{ K}$ y gravedad superficial $10^{14} \text{ cm s}^{-2}$, corresponden a las regiones de interés en las envoltentes de estrellas de neutrones. En estas regiones se trata a un plasma ionizado, y como primera aproximación se trata a la materia como un plasma de dos componentes con una especie de iones, ^{56}Fe en los modelos de GPE, inmerso en un fondo neutro uniforme de electrones libres. Envoltentes con elementos ligeros serán el interés mayor de esta tesis y se describirán más adelante.

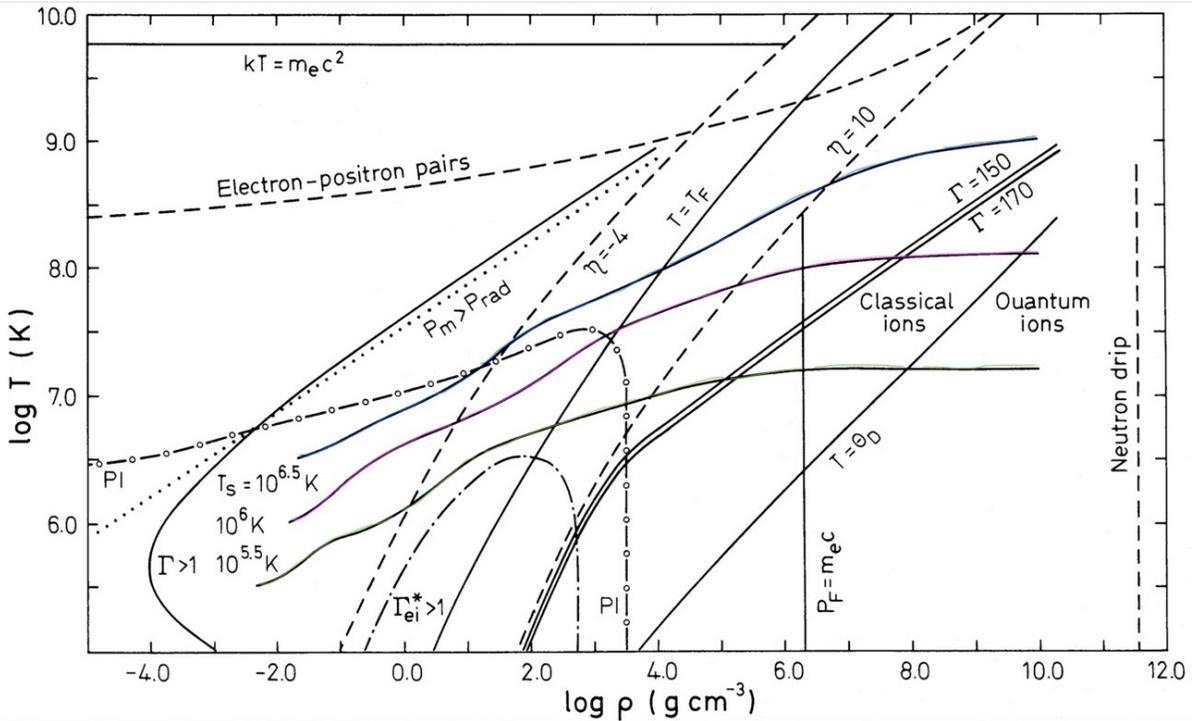


Figura 3.2: Se presentan los perfiles de temperatura-densidad en envoltentes para 3 valores de temperatura superficial. Se muestran también las condiciones físicas en envoltentes de estrellas de neutrones en el rango de temperaturas y densidades de interés. Figura tomada del artículo GPE

En la figura 3.2, el punto de goteamiento de neutrones se indica con una línea vertical discontinua. Vemos también que la presión de radiación P_{rad} es menor que la presión de la materia P_m debajo de la línea punteada.

Se muestra también la temperatura de Fermi T_F como función de la densidad, así como la región de degeneración parcial, la cual está delimitada por las dos líneas discontinuas etiquetadas como $\eta = -4$ y $\eta = 10$, donde $\eta = \mu/kT$ es el parámetro de degeneración, μ siendo el potencial químico de los electrones (sin incluir la masa). La línea con la etiqueta *PI* muestra aproximadamente la frontera de la región de ionización parcial. La línea discontinua cerca de la parte superior de la 3.2 corresponde a la presencia de pares electrón-positrón, estos pueden ser despreciados debajo de esta línea. Los electrones degenerados son relativistas cuando $p_F \gtrsim m_e c$, es decir para densidades mayores a $\sim 2 \times 10^6 \text{ g cm}^{-3}$. Los electrones que no

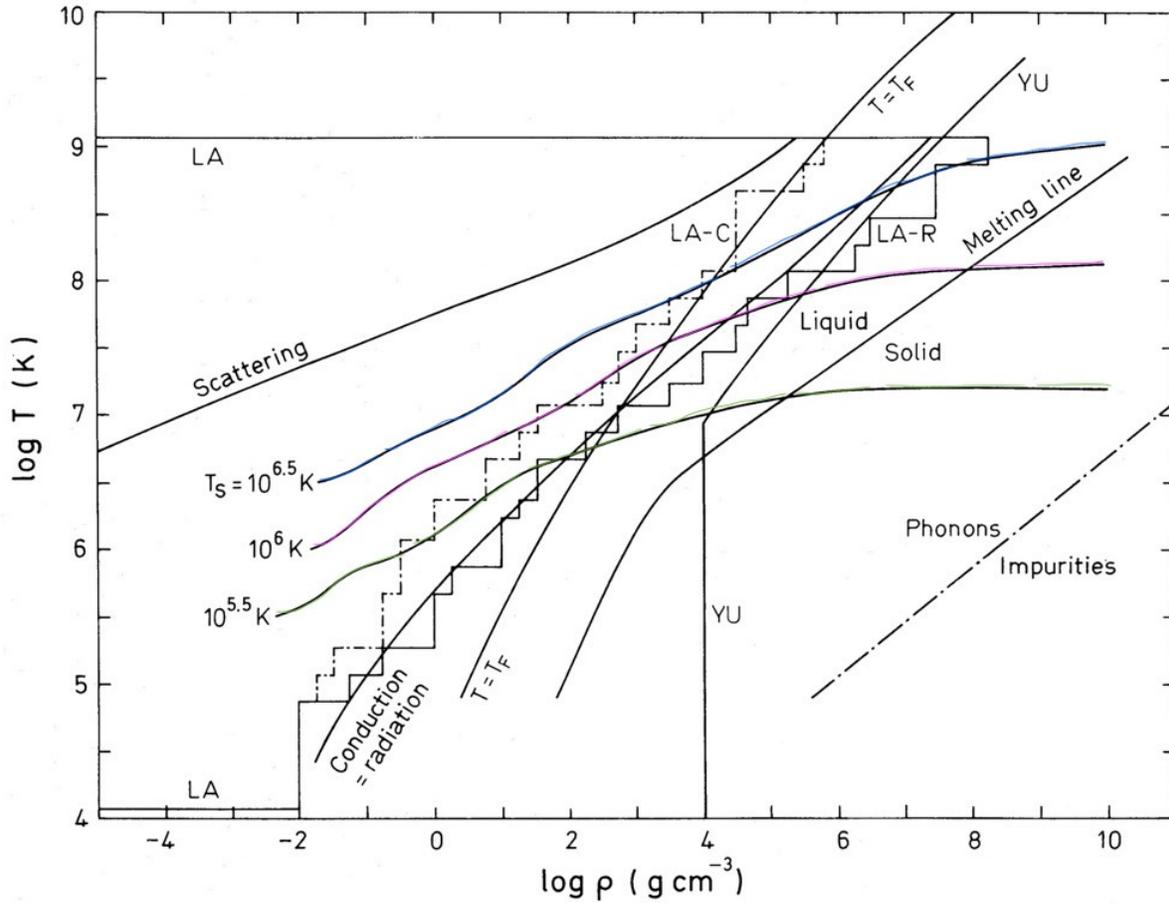


Figura 3.3: Se presentan los perfiles de temperatura-densidad en envolturas para 3 valores de temperatura superficial. Además se presentan las fuentes dominantes de opacidad. Figura tomada del artículo GPE

están ligados a los iones pueden ser afectados por las interacciones de Coulomb, tanto por otros electrones como por iones. La interacción electrón-ion es la más importante y el parámetro adimensional que mide esta acomodación es $\Gamma_{ei}^* \equiv \langle Z \rangle e^2 / (r_i k T^*)$, donde $r_i = [(4\pi/3)n_i]^{-1/3}$ es conocido como el radio de la esfera de Wigner-Seitz. $kT^* = P_e/n_e$ es la energía cinética del gas ideal de electrones y es tomada como $T^* = T$, $\frac{2}{5}T_F$, o $\frac{1}{4}T_F$ para electrones no degenerados, degenerados relativistas o degenerados relativistas, resp. Cuando $\Gamma_{ei}^* \gg 1$ la densidad de electrones se aleja demasiado de ser uniforme y la aproximación de gas ideal deja de ser válida. Como se va, para envolturas de estrellas de neutrones con temperaturas superficiales $\gtrsim 3 \times 10^5 K$ los electrones libres se pueden aproximar bien como un gas ideal en toda la región.

En el caso de los iones presentes en la envoltura, estos son fuertemente afectados por perturbaciones de Coulomb. Estos iones son no relativistas y el efecto de las interacciones ion-ion está caracterizado por el parámetro adimensional $\Gamma = \langle Z \rangle^2 e^2 / (r_i k T)$. Estas interacciones son de gran importancia en la superficie de la estrella. El valor de Γ crece con la densidad y en la figura 3.3 vemos que a un valor crítico de fusión Γ_m (por el término en inglés "melting") sucede una transición líquido-sólido. Por encima del valor $\Gamma = \Gamma_m$ los iones forman un sólido. Dado que hay una incertidumbre en el valor de Γ_m en la figura 3.2 se presentan las líneas para los dos posibles valores (de acuerdo a distintos resultados) $\Gamma_m = 150$ y $\Gamma_m = 170$. Los efectos cuánticos son despreciados y se trata a los iones de manera clásica. Los efectos de la interacción de Coulomb

en la ecuación de estado de iones se pueden tener en cuenta agregando términos de corrección y se describen mas adelante. La etiqueta θ_D corresponde a la temperatura de Debye como función de la densidad y $T < \theta_D$ sólo para las temperaturas mas bajas y las densidades más altas en la envoltente.

El transporte de energía térmica en las envoltentes de estrellas de neutrones es una combinación de difusión radiativa y conducción térmica. La opacidad total (la cual será discutida a mayor detalle mas adelante), κ está dada por

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{1}{\kappa_{rad}} + \frac{1}{\kappa_{cond}} \quad (3.15)$$

Donde κ_{rad} es la opacidad radiativa media de Rosseland. Esta tiene contribuciones de las absorciones de fotones libre-libre, ligado-ligado y ligado-libre, así como de la dispersión de Thomson de fotones por electrones libres. κ_{cond} es la opacidad conductiva y los principales procesos que contribuyen a esta son las dispersiones electrón-fonón y electrón-impureza cuando la materia es sólida, así como dispersiones electrón-ion cuando la materia es líquida.

En la figura 3.3 se presentan las opacidades correspondientes a los datos obtenidos de Los Alamos (LA), representados por las líneas escalera. La línea sólida corresponde a la opacidad radiativa y la línea punto-guión a la opacidad conductiva. También se tomaron las opacidades calculadas por Yakolev y Urpin en 1980 (YU), debajo y a la derecha de la línea con la etiqueta YU se usaron opacidades conductivas. La parte superior de esta línea corresponde a una temperatura $T = (1/10)T_F$.

Luego está la etiqueta “conducción = radiación”. Debajo de esta línea el transporte de calor sucede principalmente por conducción, y por encima sucede por radiación. Posteriormente, sobre la línea “scattering”, la dispersión de Thomson es el proceso más importante. En medio de estas dos líneas, la opacidad está dominada por absorciones ligada-ligada, ligada-libre y libre-libre. Entre las líneas “conducción = radiación” y “melting line”, la dispersión electrón-ion es el proceso más importante. Después, entre la línea “melting line” y la línea guión-punto domina la dispersión electrón-fonón. Finalmente, por debajo de esta línea guión-punto, la dispersión electrón-impureza es la que más contribuye a la opacidad total.

Para el rango de temperaturas considerado, es de gran importancia conocer bien la opacidad en el área sombreada en la figura 3.4, la cual coincide bastante bien con la región donde el transporte de calor es por conducción térmica y los iones están en el estado líquido. Esta región se conoce como la “banda de sensibilidad” y en donde se necesita conocer la opacidad con mayor precisión. Nuevamente en la 3.4 también se presentan los perfiles de temperatura para $g_s = 10^{14} \text{ cm s}^{-2} = 10$ y para $T_s = 10^{5.5}, 10^6, 10^{6.5} \text{ K}$.

3.2.3. La relación $T_s - T_b$ y Envoltente con Elementos Ligeros

El resultado final de la integración de la ecuación (3.11) es el perfil $T = T(P)$ desde la superficie, donde $T = T_s$, hasta su borde inferior, a densidad $\rho = \rho_b$ y temperatura $T = T_b$. La descripción anterior siguiendo a GPE es restringida a envoltentes constituidas de Fe. Envoltente conteniendo elementos ligeros, como H, He, C, o O, han sido estudiadas inicialmente por Chabrier et-al. (1997) y Potekhin et-al. (1997) (que abreviaremos como “PCY”) quienes mostraron que si estos elementos están presentes en la banda de sensibilidad el perfil de temperatura cambia notablemente mientras si solamente están presentes a densidades mas bajas la estructura de la envoltente es poca afectada. Esta consideración será de suma importancia en el estudio de EN 1987A.

La relación $T_s - T_b$ de GPE, ecuación 3.13, se puede simplemente escribir

$$T_{s6}^4 = 90 g_{s,14} T_{b9}^{2.2} \quad (3.16)$$

En el caso de envoltente con elementos ligeros, PCY también presentan formulas analíticas para reproducir la relación $T_s - T_b$ con varias cantidades de elementos ligeros. Para envoltente de puro hierro ponen

$$(A7) \quad T_{\text{eff } 6, \text{Fe}}^4 = g_{s,14} [(\zeta)^{2.25} + (\zeta/3)^{1.25}] \quad (3.17)$$

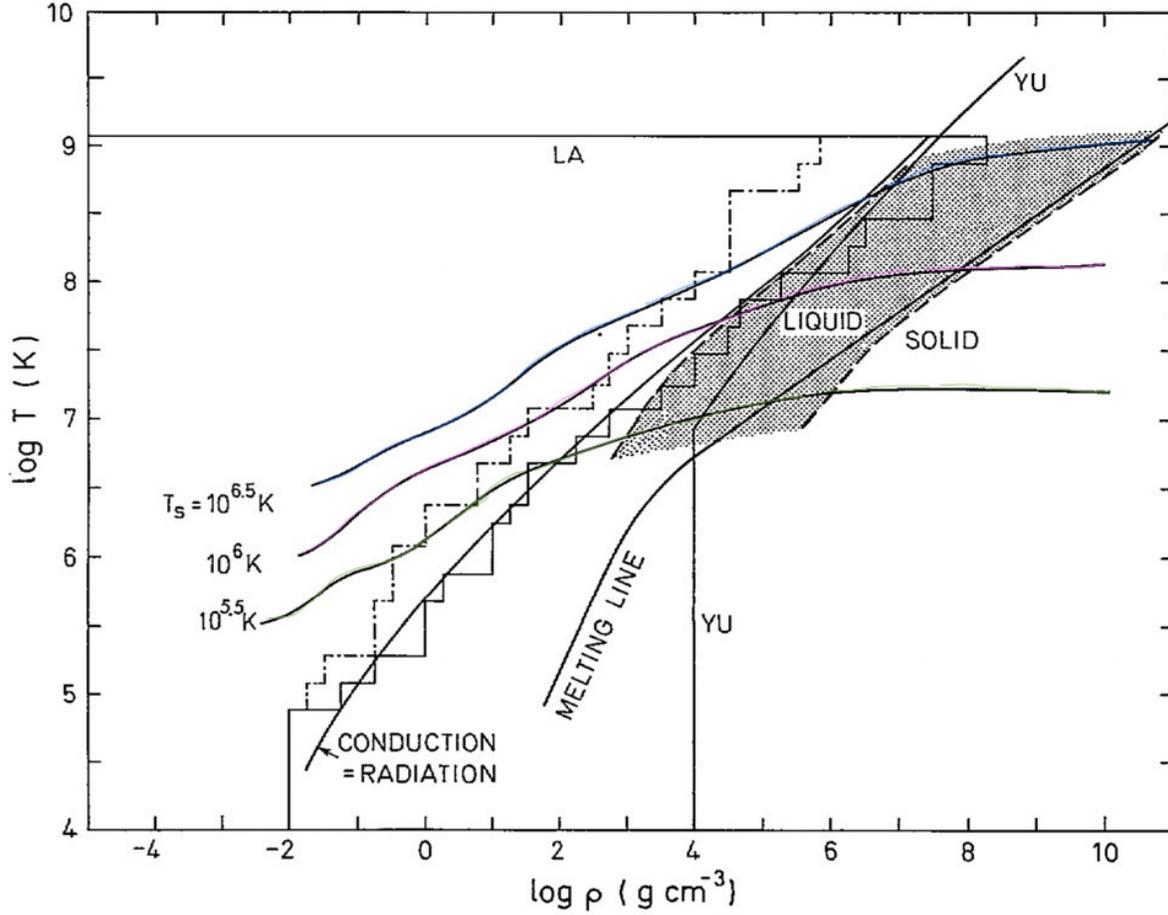


Figura 3.4: Banda de sensibilidad. Figura tomada del artículo GPE

donde $\zeta \equiv T_{b9} - (T_*/10^3)$, que es una ligera generalización de la fórmula de GPE. Nótese que en esta notación, la temperatura efectiva T_{eff} corresponde simplemente a aquella a la que nos hemos estado refiriendo como T_s . Para envoltentes de puros elementos ligeros

$$(A8) \quad T_{\text{eff}6, a}^4 = g_{s,14} (18,1 T_{b9})^{2,42} \quad (3.18)$$

Finalmente para un envoltente con una masa ΔM_L de elementos ligeros obtienen que

$$(A9) \quad T_{\text{eff}6}^4 = \frac{a T_{\text{eff}6, \text{Fe}}^4 + T_{\text{eff}6, a}^4}{a + 1} \quad \text{con} \quad a = [1,2 + (5,3 \times 10^{-6}/\eta)^{0,38}] T_{b9}^{5/3} \quad (3.19)$$

donde $\eta \equiv g_{s,14}^2 \Delta M_L / M$ y M es la masa total de la estrella. Las etiquetas (A7), (A8) y (A9) se refieren al número de estas ecuaciones en el artículo PCY y se usarán en las figuras del capítulo 6. En la figura 3.5 se grafican varias de estas relaciones $T_s - T_b$.

3.2.4. El código Envelope

Usaremos el código `Envelope` escrito por el Prof. Dany Page que calcula la estructura de la envoltente resolviendo la ecuación (3.11) con la condición inicial (3.14). Con este código podemos reproducir los resul-

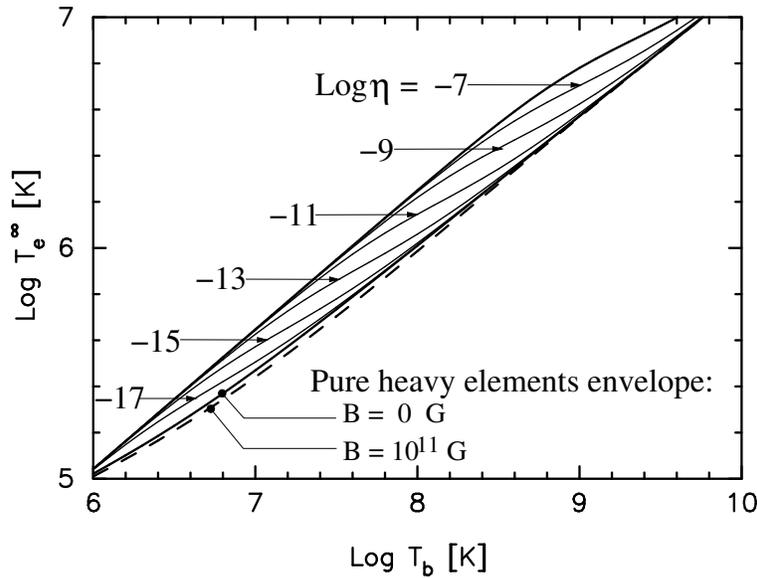


Figura 3.5: Relación $T_s - T_b$ mostrando la temperatura efectiva “al infinito”, es decir corrida al rojo, T_e^∞ , en función de la temperatura en la base de la envoltura, T_b . Se muestran dos relaciones para envoltura de elementos pesados, es decir Fe, una sin campo magnético y otra con un campo dipolar de 10^{11} G. Los otros modelos provienen de envoltura con una capa de elementos ligeros, según PCY, parametrizada por la masa ΔM_L de esta capa de estos elementos con $\eta = g_{s14}^2 \Delta M_L / M$, M siendo la masa total de la estrella. Note como en capas delgadas, η pequeña, solo se afecta la relación $T_s - T_b$ a bajas temperaturas y conforme η crece el efecto se propaga a más altas temperaturas: a ΔM_L pequeña solamente se contamina con elementos ligeros la “banda de sensibilidad” a bajas temperaturas mientras a altas temperaturas se requiere una ΔM_L más grande para alcanzar esta “banda de sensibilidad”. El resultado de agregar elementos ligeros es un aumento de T_s para una T_b dada: estos elementos tienen cargas eléctricas más pequeñas que el Fe y por lo tanto, mayor conductividad térmica ya que esta es controlada por colisiones electrón-núcleo. Figura tomada del artículo Page et al. (2004)

tados de GPE y PCY y nos servirá para compararlos con resultados de MESA. En las secciones siguientes describimos en detalle los ingredientes físicos necesarios que son la ecuación de estado y la opacidad.

3.3. Ecuación de Estado para Envolturas

En esta sección y las dos siguientes revisamos con detalle los ingredientes de física necesarios para construir estos modelos de envolturas. Esta física se usará en el código Envelope del Prof. Dany Page en el capítulo 6 el cual nos servirá para probar los modelos de MESA. La mayoría de información presentada en esta sección corresponde a Shapiro & Teukolsky (1983), pp, 17-32, a menos que se especifique lo contrario.

La física involucrada en la teoría de objetos compactos se divide en dos categorías: “Global” y “local”. Las propiedades globales de la materia describen la respuesta dinámica a gran escala de la materia a la gravedad, los campos electromagnéticos, la rotación, etc. Estas propiedades globales se rigen por las ecuaciones de movimiento de la materia. Por otro lado, cantidades como la presión, la viscosidad o la emisividad son generalmente propiedades locales de la materia, determinadas por el estado termodinámico local de un elemento de materia individual (Shapiro & Teukolsky (1983) , pp, 17).

3.3.1. Teoría Cinética

La función de distribución adimensional en espacio fase, $f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$, da el número de ocupación promedio de una celda en el espacio de fase y se define como

$$\frac{dR}{d^3x d^3p} = \frac{g}{h^3} f \quad (3.20)$$

Donde $dR/d^3x d^3p$ es la densidad numérica en espacio fase para cada especie de partículas y proporciona una descripción completa del sistema, g es el peso estadístico (el número de estados de una partícula con un valor dado de momento \mathbf{p}) y h^3 es el volumen de una celda en el espacio de fase, h siendo la constante de Planck.

La presión de un sistema con una distribución isotrópica de momento está dada por

$$P = \frac{1}{3} \int p v \frac{dR}{d^3x d^3p} d^3p \quad (3.21)$$

Con $v = pc^2/E$

Luego, para un gas ideal en equilibrio, la función f toma la forma

$$f(E) = \frac{1}{\exp[(E - \mu)/kT] \pm 1} \quad (3.22)$$

donde μ es el potencial químico de las partículas y k la constante de Boltzmann. El signo positivo se refiere a fermiones o bien, a la estadística de Fermi-Dirac. El signo negativo se refiere a los bosones o estadística de Bose-Einstein.

Para densidades de partículas suficientemente bajas y altas temperaturas, la función $f(E)$ se reduce a la distribución de Maxwell-Boltzmann, dada por

$$f(E) \approx \exp\left(\frac{\mu - E}{kT}\right) \quad (3.23)$$

Para el caso de fermiones completamente degenerados $T \rightarrow 0$, tal que $\mu/kT \rightarrow \infty$, μ se conoce como la energía de Fermi E_F , y se sigue que

$$f(E) = \begin{cases} 1, & E \leq E_F \\ 0, & E > E_F \end{cases} \quad (3.24)$$

3.3.2. Ecuación de Estado de un Gas Ideal de Fermi Completamente Degenerado

Las estrellas de neutrones o las enanas blancas, que al final se enfrían hasta $T = 0$, están soportadas contra el colapso gravitacional por la presión asociada a la materia a esta temperatura. El caso más simple para la ecuación de estado fría y degenerada es debido a una sola especie de fermiones ideales (que no interactúan). Suponiendo un gas de electrones a temperatura cero e ignorando interacciones electrostáticas, la ecuación de estado paramétrica $P = P(\rho_0)$ para un gas ideal degenerado es, recordando que $v = dE/dp = pc^2/(p^2c^2 + m_e^2c^4)^{1/2}$,

$$\begin{aligned} P_e &= \frac{1}{3} \frac{2}{h^3} \int_0^{p_F} \frac{p^2 c^2}{(p^2 c^2 + m_e^2 c^4)^{1/2}} 4\pi p^2 dp = \frac{8\pi m_e^4 c^5}{3h^3} \int_0^x \frac{x^4 dx}{(1+x^2)^{1/2}} \\ &= \frac{m_e c^2}{\lambda_e^3} \phi(x) = 1,42180 \times 10^{25} \phi(x) \text{ dyne cm} \end{aligned} \quad (3.25)$$

y

$$\rho_0 = \mu_e m_u n_e = 0,97395 \times 10^6 \mu_e x^3 \text{ g cm}^{-3} \quad (3.26)$$

donde p_F es el momento de Fermi, $(p^2c^2 + m_e^2c^4)^{1/2} \equiv E_F$, $n_e = x^3/3\pi^2\lambda_e^3$, x es el momento de Fermi adimensional o parámetro relativo dado por $x = \frac{p_F}{m_e c}$ y $\mu_e = \frac{m_B}{m_u \lambda_e}$ es el peso molecular medio por electrón, con m_B la masa bariónica media en reposo y por ejemplo, para ^{12}C puro y completamente ionizado $m_B \equiv m_u$, que es la unidad de masa atómica.

Finalmente, la función $\phi(x)$ se expresa como

$$\phi(x) = \frac{1}{8\pi^2} \left(x(1+x^2)^{1/2}(2x^2/3 - 1) + \ln \left[x + (1+x^2)^{1/2} \right] \right) \quad (3.27)$$

En el límite no degenerado, el peso molecular medio $\bar{\mu}$ (que no se debe confundir con el potencial químico μ) es particularmente útil cuando la presión viene dada por la ley de los gases perfectos.

$$P = \left(n_e + \sum_i n_i \right) kT = \frac{\rho_0}{\bar{\mu} m_u} kT \quad (3.28)$$

3.3.3. Correcciones Electroestáticas al Gas Ideal en $T = 0$

Para la ecuación de estado de un gas ideal degenerado de Fermi es necesario hacer una corrección debido a interacciones electroestáticas entre los iones y los electrones.

En un gas no degenerado, los efectos de la interacción Coulombiana son más notorios conforme la densidad n_e crece. La relación entre la energía de Coulomb promedia con la energía térmica es

$$\frac{\bar{E}_c}{kT} = \frac{Z e^2 / \langle r \rangle}{kT} \simeq \frac{Z e^2 / n_e^{1/3}}{kT} \quad (3.29)$$

Donde $\langle r \rangle \sim n_e^{-1/3}$ es la separación característica electrón-ion.

Ahora, el en caso de un gas degenerado

$$\frac{\bar{E}_c}{kT} \rightarrow \frac{\bar{E}_c}{kT_F} \simeq \frac{Z e^2 / \langle r \rangle}{p_F^2 / 2m_e} \quad (3.30)$$

Sustituyendo p_F y expresando en términos del radio de Bohr $a_0 = \hbar^2 / m_e e^2$:

$$2 \left(\frac{1}{3\pi^2} \right)^{2/3} \frac{Z}{a_0} \frac{1}{n_e^{1/3}} = \left(\frac{n_e}{Z^3 \times 6 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \quad (3.31)$$

La corrección electrostática a la presión está dada por

$$P_c = n_e^2 \frac{d(E_c)/Z}{dn_e} = -\frac{3}{10} \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{1/3} Z^{2/3} e^2 n_e^{4/3} \quad (3.32)$$

Donde E_c/Z es la energía electrostática por electrón, y la energía de Coulomb total es la suma de las energías potenciales debida a las interacciones electrón-electrón ($e-e$) y electrón-ion ($e-i$): $E_c = E_{e-e} + E_{e-i}$. La densidad electrónica es $n_e = Z/(4\pi r_0^3/3)$.

Analizando el límite extremadamente relativista, el resultado de Chandrasekhar es

$$P_0 \rightarrow \hbar c (3\pi^2)^{1/3} \frac{n_e^{4/3}}{4} \quad (3.33)$$

y se sigue que

$$\frac{P}{P_0} = \frac{P_0 + P_c}{P_0} = 1 - \frac{2^{5/3}}{5} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \alpha Z^{2/3} \quad (3.34)$$

donde $\alpha = e^2/\hbar c$ es la constante de estructura fina. Esta corrección de Coulomb es importante para enanas blancas de alta densidad y estrellas de neutrones de baja densidad.

Ahora, en el límite no-relativista:

$$P_0 \rightarrow \hbar(3\pi^2)^{2/3} \frac{n_e^{5/3}}{5m_e} \quad (3.35)$$

Entonces

$$\frac{P}{P_0} = 1 - \frac{Z^{2/3}}{2^{1/3}\pi a_0 n_e^{1/3}} \quad (3.36)$$

Esta última expresión predice que $P = 0$ cuando $n_e = Z^3/(2\pi^3 a_0^3)$.

El caso no degenerado es mucho más complicado y se describe en las siguientes subsecciones.

3.3.4. Ecuación de Estado de un Gas Ideal de Fermi General en $T > 0$

El trabajo de Johns et al. (1996) consistió en aproximar las integrales termodinámicas de bosones como polinomios en dos variables elegidas para dar la expansión límite correcta y para interpolar suavemente en otros regímenes. Con 10 parámetros libres, lograron una precisión superior al 0,009% para la presión, la densidad de energía interna y la densidad numérica. También estudiaron el caso para fermiones, abordado originalmente por (Eggleton et al. 1973:EFF), y mejoraron sustancialmente la precisión de sus ajustes.

Las funciones termodinámicas de fermiones y bosones se expresan como integrales que no pueden evaluarse analíticamente excepto en casos límite de degeneración o relatividad. Para el caso de los Fermiones EFF desarrollaron una ingeniosa aproximación numérica para abordar este problema. Aproximaron las integrales mediante un polinomio en dos variables. La forma polinomial se elige de modo que produzca el comportamiento correcto en las cuatro situaciones límite para las que se puede derivar analíticamente la serie. Luego, los coeficientes se optimizan para interpolarlos con precisión en regímenes que son inaccesibles para el análisis analítico. Posteriormente Johns et al. (1996) encontraron que una simple modificación del enfoque de EFF, que involucra un solo parámetro adicional, puede mejorar significativamente la precisión para un número dado de coeficientes y, además, permite que la aproximación se fusione exactamente con el comportamiento asintótico correcto.

A continuación se enuncian de manera muy breve los resultados obtenidos por Johns et al. (1996). El enfoque que ellos utilizaron sigue el de EFF. Determinaron una aproximación para la presión en términos del parámetro de degeneración $\Psi = (\mu - mc^2)/kT$ y el parámetro de temperatura $t = kT/mc^2$.

Nótese que para los fermiones, el valor de Ψ no tiene restricción, mientras que para los bosones, dado de que probabilidad de ocupación debe ser una cantidad positiva tal que $\Psi t = \mu/mc^2 - 1 \leq 0$; Ψ es siempre negativa. La expresión obtenida para la presión está dada por:

$$p = \frac{fg^{5/2}(1+g)^{3/2}}{(1+f)^{M+1}(1+g)^N} \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N p_{mn} f^m g^n \quad (3.37)$$

Donde f y g son funciones halladas siguiendo el esquema de Eggleton et al. (1973) y p_{mn} son los coeficientes polinomiales, los cuales están expresados en la Tabla 1 del artículo Johns et al. (1996). La expresión 3.37 se usa para interpolar sobre todas las regiones de Ψ y t .

Para hallar el parámetro de degeneración, Johns et al. (1996) los reemplazan por el parámetro f definido por

$$\Psi = 2\sqrt{1 + \frac{f}{a}} + \ln \frac{\sqrt{1 + f/a} - 1}{\sqrt{1 + f/a} + 1} \quad (3.38)$$

y además introducen $g = t(1+f)^{1/2}$. Finalmente, Johns et al. (1996) eligen la densidad de energía interna y la densidad numérica para que sean termodinámicamente consistentes con la ecuación 3.37, por lo que por

diferenciación se encuentra que

$$u = \frac{fg^{5/2}(1+g)^{3/2}}{(1+f)^{M+1}(1+g)^N} \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N p_{mn} f^m g^n \left[\frac{3}{2} + n + \left(\frac{3}{2} - N \right) \frac{g}{1+g} \right] \quad (3.39)$$

$$\rho = \frac{f[g(1+g)]^{3/2}}{(1+f)^{M+1/2}(1+g)^N \sqrt{1+f/a}} \times \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N p_{mn} f^m g^n \left[1 + m + \left(\frac{1}{4} + \frac{1}{2}n - M \right) \frac{f}{1+f} + \left(\frac{3}{4} - \frac{1}{2}N \right) \frac{fg}{(1+f)(1+g)} \right] \quad (3.40)$$

3.3.5. Correcciones Electroestáticas al Gas Ideal en $T > 0$: el Plasma Denso

Para el estudio de las interacciones electrón-ion a altas densidades y temperaturas finitas, en el artículo de Brush (1966) explican cómo utilizaron el método Monte Carlo para estudiar un plasma de iones pesados inmersos en un fondo neutralizante uniforme. El modelo tratado consistió en un sistema de cargas puntuales (núcleos cargados positivamente) inmersas en el fondo neutralizante (en este caso electrones libres). La densidad de carga continua del fondo se eligió igual y opuesta a la densidad de carga promedio de las cargas puntuales, de modo que el sistema como un todo sea eléctricamente neutro.

En cuanto al método Monte Carlo, primero se elige una condición inicial, es decir, se especifican las coordenadas (x, y, z) de las N partículas en la celda. La computadora calcula la energía potencial de esta configuración a partir de la siguiente ecuación

$$\frac{U}{kT} = \frac{1}{2} \Gamma \sum_{i \neq j=1}^N [U_1(|\mathbf{x}_{ij}|) + U_2(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_j)] \quad (3.41)$$

Luego, la computadora elige al azar un entero de 1 a N ; esto determina la etiqueta de la partícula que intentará mover. Posteriormente la computadora decide si acepta o no el movimiento de prueba. Esto se hace sobre la base de un conjunto específico de probabilidades de transición que dependen de la diferencia de energía ΔE entre la configuración vieja y la nueva, dividida por el factor kT . Las probabilidades de transición deben elegirse de modo que la frecuencia límite de cada configuración, a medida que la longitud de la cadena de Markov tiende al infinito, sea proporcional al factor de Boltzmann $\exp(-E/kT)$ para esa configuración. El movimiento de prueba es aceptado siempre que baje el nivel de energía. Si el movimiento es rechazado, la configuración anterior se cuenta como si hubiera ocurrido nuevamente en el cálculo de promedios.

La influencia de casi cualquier configuración inicial desaparecerá dentro de 5000 configuraciones. En todos los cálculos se descartaron al menos las primeras 10'000 configuraciones antes de utilizar la cadena para determinar las propiedades de equilibrio del sistema.

Después de cada movimiento, la computadora calcula la distancia de la partícula que acaba de mover (o intentó mover) de cada una de las otras $N - 1$ partículas, y suma las cuentas a los valores correspondientes de \mathbf{r} para el cálculo de la función de distribución de pares.

En el artículo de Slattery et al. (1982) usan este mismo método de Monte Carlo para hacer cálculos en un sistema clásico de un plasma de una componente (OCP). En el caso de Brush (1966) se usaron sistemas que contenían de 32 a 500 partículas, pero en Slattery et al. (1982) se trabajó con sistemas de 250, 432, 686 y 1024 partículas.

El sistema OCP está caracterizado por el parámetro de acoplamiento de Coulomb

$$\Gamma = \frac{(Ze)^2}{\bar{r}kT} \quad (3.42)$$

donde $\bar{r} = (4\pi N/3V)^{-1/3}$, con N el número de iones y V el volumen del sistema. En Slattery et al. (1982), para hacer un ajuste de la energía interna como función de Γ y N , encuentran primero la energía libre tanto

para un líquido como para un sólido para un número infinito de partículas. Los resultados obtenidos por Slattery et-al. (1982) para la energía potencial son los siguientes:

A partir de los datos que obtuvieron para la fase líquida, se hizo un ajuste de la forma

$$\frac{U}{NkT} = a\Gamma + b\Gamma^{1/4} + c\Gamma^{1/4} + d + e\Gamma/N \quad (3.43)$$

donde $a = -0,897744$, $b = 0,95043$, $c = 0,18956$, $d = -0,81487$, $e = 0,009656$

Por otro lado, los datos para la fase sólida tuvieron un ajuste de la forma

$$\frac{U}{NkT} = \frac{3}{2} + U_0 + h/\Gamma^2 + m\Gamma/N \quad (3.44)$$

donde $h = 3225$, $m = -0,0006587$ y $U_0 = -0,895929\Gamma$ es la energía de una malla cúbica centrada en el cuerpo.

Dejando a N tender a infinito, se obtuvieron las expresiones para la energía libre de Helmholtz, para un líquido

$$\frac{F(\Gamma)}{NkT} = a\Gamma + 4(b\Gamma^{1/4} - c\Gamma^{1/4}) + (d + 3)\ln\Gamma - [a + 4(b - c) + 1,1526] \quad (3.45)$$

y para un sólido.

$$\frac{F(\Gamma)}{NkT} = -0,895929\Gamma + 9\ln\Gamma/2 - 1,8856 - h/2\Gamma^2 \quad (3.46)$$

La intersección de estas dos última ecuaciones da la Γ en la transición fluido-sólido, $\Gamma_m \simeq 175$.

Note que para la energía total se tiene obviamente que sumar la energía cinética, i.e., $\frac{3}{2}NkT$ a U y F .

3.4. Opacidad

El coeficiente de opacidad κ determina el flujo que puede ser transportado por radiación para un cierto gradiente de temperatura, o en otras palabras, qué tan grande debe ser el gradiente de temperatura para transportar por radiación una luminosidad l .

La opacidad en los interiores estelares se da a partir de diferentes procesos (ver por ejemplo Pols (2011)) como:

Dispersión Electrónica

El coeficiente de opacidad asociado a la dispersión de electrones está dado tradicionalmente por

$$\kappa_{es} = \frac{\sigma_e}{\mu_e m_u} = 0,20(1 + X) \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1} \quad (3.47)$$

donde σ_e es la sección transversal de Thomson para un electrón, dada por

$$\sigma_e = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 = 6,652 \times 10^{-25} \text{ cm}^2 \quad (3.48)$$

Esta opacidad de dispersión electrónica es independiente de la frecuencia. En la expresión dada para κ_{es} se asume que el gas está completamente ionizado, tal que el peso molecular por electrón es $\mu_e = 2/(1 + X)$.

A altas densidades, con degeneración parcial de los electrones, y muy altas temperaturas, donde efectos relativistas aparecen, hay correcciones a la simple expresión de la ecuación (3.47), Buchler & Yueh (1976), y se puede usar

$$\kappa_{es} = 0,2(1 + X)(1 + 2,7 \times 10^{11} \rho T^{-2})^{-1} \times \left[1 + \left(\frac{T}{4,5 \times 10^8 \text{ K}} \right)^{0,86} \right]^{-1} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1} \quad (3.49)$$

como descrito por Paczynski (1983) mostrando que ambos efectos reducen la opacidad. La ecuación (3.49) es válida para $\eta \equiv \mu/k_B T \lesssim 4$, donde μ es la energía de Fermi para los electrones, excluyendo la masa en reposo. Schatz et~al. (1999) encontraron que cuando la opacidad es dominada por la dispersión electrónica, uno se encuentra en el régimen $\eta \lesssim 4$. Para envoltentes de puro hierro, se muestra en la figura 3.3 la región donde κ_{es} es dominante y para elementos ligeros esta región es mas extendido ya que su opacidad libre-libre es mas baja.

Absorción libre - libre

Un electrón libre no puede absorber un fotón porque esto violaría la conservación de la cantidad de movimiento y la energía. Sin embargo, si un ion cargado está cerca, la absorción es posible debido al acoplamiento electromagnético entre el ion y el electrón dando lugar a la absorción libre-libre o “bremsstrahlung”.

La derivación completa del coeficiente de absorción para este proceso es un problema de mecánica cuántica. Sin embargo, Kramers realizó clásicamente un cálculo aproximado. Este factor es llamado Opacidad de Kramers y, de acuerdo con las expresiones presentadas en Pols (2011) se puede aproximar de la siguiente manera

$$\kappa_{ff} \propto \rho T^{-7/2} \quad (3.50)$$

Introduciendo los factores numéricos y la dependencia composicional para un gas ionizado (en un gas completamente ionizado $n_e/\rho = 1/(\mu_e m_u) = (1 + X)/2m_u$), se obtiene la siguiente expresión aproximada

$$\kappa_{ff} \approx 3,8 \times 10^{22} (1 + X) \rho T^{-7/2} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1} \quad (3.51)$$

A medida que se quemam el hidrógeno y el helio, se consumen electrones y aumenta la carga nuclear promedio de los núcleos. Esto da como resultado que la absorción libre se vuelva mucho más importante que la dispersión de electrones.

En presencia de una mezcla de elementos y altas densidades y temperaturas tal como presenten en envoltentes de estrellas de neutrones que estudiaremos una expresión mas precisa es (ver, por ej., Clayton 1983)

$$\kappa_{ff} = 0,753 \frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \frac{\rho_5}{\mu_e T_8^{7/2}} \sum \frac{Z_i^2 X_i}{A_i} g_{ff}(Z_i, T, n_e), \quad (3.52)$$

donde la suma se hace a lo largo de todas las especies nucleares y $\rho_5 = \rho/10^5 \text{ g cm}^{-3}$. El Factor de Gaunt libre - libre g_{ff} es adimensional y tiene en cuenta la dependencia de la opacidad de las correcciones de la función de onda de Coulomb, la degeneración y los efectos relativistas. La fórmula correspondiente a este factor se presenta en Schatz et~al. (1999), usando los resultados numéricos de Itoh et~al. (1991), de la siguiente manera:

$$g_{ff}(Z, T, n_e) = 1,16 \left[\frac{2n_Q}{n_e} \ln(1 + e^\eta) \right] \left[\frac{1 - \exp(-2\pi\gamma/\sqrt{\Pi + u})}{1 - \exp(-2\pi\gamma/\sqrt{\Pi})} \right] \left[1 + \left(\frac{T_8}{7,7} \right)^{3/2} \right], \quad (3.53)$$

En este caso, $\eta = E_F/k_B T$, $u = 10$,

$$\frac{2n_Q}{n_e} \equiv \frac{2(2\pi m_e k_B T)^{3/2}}{h^3 n_e} = 0,08 T_8^{3/2} \left(\frac{\mu_e}{\rho_5} \right), \quad (3.54)$$

$$\Pi(\eta) \equiv [1 + \ln(1 + e^\eta)]^{2/3}. \quad (3.55)$$

Y finalmente

$$\gamma^2 \equiv \frac{Z^2(13,6 \text{ eV})}{k_B T} = 1,58 \times 10^{-3} \frac{Z^2}{T_8}, \quad (3.56)$$

En la ecuación (3.53), el primer término entre corchetes es la corrección de degeneración de la velocidad del electrón. En 1968 Cox & Giuli corrigieron la degeneración electrónica integrando la sección transversal

de absorción libre sobre la distribución de Fermi-Dirac. Luego, el segundo término es conocido como el factor de Elwert y es una corrección a la normalización de la función de onda de electrones debido al potencial de Coulomb. La energía fotónica promedio es $u \equiv h\nu/k_B T$ y el parámetro $\Pi(\eta)$ rastrea la transición entre $k_B T$ y E_F como la escala de energía que establece la velocidad del electrón. Finalmente, el tercer término incluye el efecto relativista en la dispersión de Coulomb. En el límite relativista extremo, la sección transversal libre-libre σ_{ff} es proporcional a la energía del electrón E_e , mientras que en el caso no relativista $\sigma_{ff} \propto E_e^{-1/2}$.

Absorción ligada-libre

En este caso se da la absorción de un fotón por un electrón enlazado por lo que la energía del fotón excede la energía de ionización χ del ion o átomo. Para obtener una expresión sencilla, se utilizaron consideraciones clásicas al igual que en el caso anterior para la absorción libre-libre (Pols (2011)). Estas consideraciones muestran que la dependencia de la frecuencia es ν^{-3} siempre que $h\nu > \chi_{ion}$. La fórmula aproximada para la opacidad ligada-libre es entonces

$$\kappa_{bf} \approx 4,3 \times 10^{25} (1 + X) Z \rho T^{-7/2} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1} \quad (3.57)$$

Esta fórmula no aplica para temperatura de $T \lesssim 10^4 \text{ K}$, pues la mayoría de los fotones no son lo suficientemente energéticos para ionizar los electrones, mientras que a T muy alta, la mayoría de las especies están completamente ionizadas, por lo que la opacidad libre de límites es menor que la expresión para κ_{bf} sugiere. Finalmente, la opacidad libre de límites depende directamente de la metalicidad Z . En nuestros modelos de envoltente estacionaria supondremos que la materia es totalmente ionizada y esta componente de la opacidad no interviene. El código MESA que usaremos considera ionización parcial e por lo tanto incluye la absorción ligada-libre.

Opacidades Conductivas

El coeficiente de opacidad conductiva se expresa mas convenientemente por el de conductividad térmica (Kippenhahn et-al., 2013) K_{cd} de los electrones como

$$\kappa_{cd} = \frac{4acT^3}{3\rho K_{cd}} \quad (3.58)$$

y para K_{cd} una formulación conveniente es la presentada por Yakovlev & Urpin (1980)

$$K_{cd} = \frac{1}{3} \frac{C_V \bar{v}^2}{\nu} \quad (3.59)$$

donde C_V es el calor específico, \bar{v} la velocidad promedio, y ν la frecuencia de colisiones de las partículas transportando el calor. En el caso de envoltente de estrella de neutrones, los electrones son los que reemplazan a los fotones a altas densidades cuando están degenerados. En este regimen se obtiene

$$K_{cd} = \frac{\pi^2 k^2 T n_e}{3m^* \nu_e} = 4,11 \times 10^{15} \frac{\rho_6 / \mu_e}{[1 + (\rho_6 / \mu_e)^{2/3}]^{1/2}} T_6 \frac{10^{16} \text{ s}^{-1}}{\nu_e} \text{ erg cm}^{-1} \text{ s}^1 \text{ K}^{-1} \quad (3.60)$$

donde m^* es la masa efectiva de los electrones definida por $dE_F/dp = p/m^*$.

Cuando los núcleos está en estado líquido, $\Gamma < \Gamma_m \simeq 170$, la mayor fuente de colisión de los electrones es con los núcleos, comúnmente denominados com “iones”, y $\nu_e = \nu_{e-ion}$. Cuando los iones se cristalizan, debido a las intensas interacciones entre ellos estas colisiones electron-ion son mejor descritas en términos de fonones y $\nu_e = \nu_{e-fonón} + \nu_{e-impureza}$ donde también se debe agregar una una segunda fuente de colisiones, la impurezas y otros defectos presentes en la malla cristaliza formada por los iones. Expresiones prácticas para calcular ν_{e-ion} , $\nu_{e-fonón}$ y $\nu_{e-impureza}$ se encuentran, por ej., en Yakovlev & Urpin (1980) y Baiko & Yakovlev (1995).

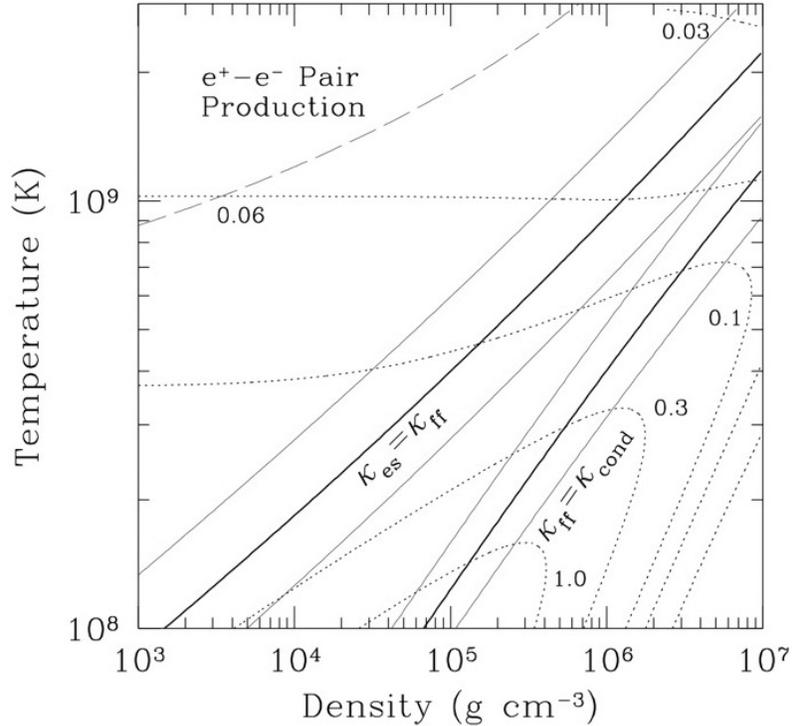


Figura 3.6: Gráfica tomada de Schatz et al. (1999). Las líneas punteadas representan los contornos de opacidad para ^{56}Fe puro en el plano ρ - T , y cada contorno está etiquetado con el valor de la opacidad κ . Las líneas sólidas gruesas muestran dónde las contribuciones debido a κ_{cd} o a κ_{es} es igual a la de κ_{ff} . Finalmente, las líneas sólidas delgadas muestran en dónde las relaciones κ_{ff}/κ_{es} o κ_{ff}/κ_{cd} son iguales a 0.25 o 4.

Opacidad Total

La opacidad total se obtiene sumando todos estos procesos

$$\kappa = \left(\frac{1}{\kappa_{cd}} + \frac{1}{\kappa_{es} + \kappa_{ff}} \right)^{-1} \quad (3.61)$$

En la figura 5.10, tomada directamente de Schatz et al. (1999) se muestra la opacidad resultante para ^{56}Fe puro en el plano ρ - T . Las líneas punteadas muestran contornos de opacidad total κ mientras las líneas continuas muestran dónde la fuente de opacidad dominante cambia de dispersión de electrones a absorción libre-libre y de opacidad libre-libre a conducción, es decir, donde $\kappa_{es} = \kappa_{ff}$ y $\kappa_{ff} = \kappa_{cd}$. A la izquierda de la línea discontinua larga, se produce una producción significativa de pares e^+e^- .

3.5. Emisión de Neutrinos

La sección transversal de los neutrinos para su interacción con la materia es extremadamente pequeña. Los neutrinos que se liberan como subproducto de las reacciones nucleares tienen energías típicas en el rango de MeV y, a tales energías, la sección transversal de interacción es $\sigma_\nu \sim 10^{-44} \text{ cm}^2$ (Pols (2011)). Los neutrinos producidos en el interior de una estrella normal salen de la estrella sin interacción, llevándose su energía. Por lo tanto, la energía de los neutrinos debe tratarse por separado de otras formas de energía,

que se transportan mediante un proceso de difusión debido a un gradiente de temperatura. La pérdida de energía por los neutrinos que se producen en las reacciones nucleares se tiene en cuenta convencionalmente restando la energía de los neutrinos de la liberación total de energía de una reacción.

Sin embargo, también en ausencia de reacciones nucleares, la emisión espontánea de neutrinos puede ocurrir a altas densidades y temperaturas como resultado de procesos de interacción débiles. Debido al acoplamiento fundamental de las interacciones electromagnética y débil, por cada proceso electrónico que emite un fotón, existe una probabilidad muy pequeña pero finita de emitir un par neutrino-antineutrino en lugar de un fotón. La teoría de las interacciones débiles predice que esta probabilidad esta dada por

$$\frac{P(\nu\bar{\nu})}{P(\gamma)} \approx 3 \times 10^{-18} \left(\frac{E_\nu}{m_e c^2} \right)^4 \quad (3.62)$$

donde E_ν es la energía del neutrino. Estas emisiones de $\nu\bar{\nu}$ representan una pérdida directa de energía del interior estelar y por lo tanto dan lugar al enfriamiento de la materia estelar.

A continuación se describen muy brevemente los procesos que conducen a la emisión de neutrinos en envolventes de estrellas de neutrones.

3.5.1. Neutrinos de aniquilación de pares

Cuando se llega a temperaturas de $T \gtrsim 10^9 K$, los fotones energéticos pueden experimentar la creación de pares, seguida rápidamente por la aniquilación del par electrón-positrón. Esto normalmente produce dos fotones y estos procesos alcanzan un equilibrio expresado como $\gamma + \gamma \leftrightarrow e^+ + e^-$ (Pols (2011)). Sin embargo, en uno de cada 10^{19} casos aproximadamente, la aniquilación produce un par neutrino-antineutrino. Esta reacción se expresa como:

$$e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu} \quad (3.63)$$

lo cual, representa una importante pérdida de energía en un plasma muy caliente, pero no demasiado denso.

3.5.2. Neutrinos de decaimiento de plasmones

Los plasmones son cuantos de ondas electromagnéticas en un plasma. Los llamados plasmones transversales, con frecuencia ω , son modos con oscilaciones transversales. Se toma el caso donde el campo magnético $\mathbf{B}=0$ y para el caso más simple de electrones no relativistas la relación de dispersión relacionando la frecuencia ω , y su energía $\hbar\omega$, de un plasmón con su vector de onda k , o su momento $p = \hbar k$, es

$$\omega = \sqrt{\omega_{pe}^2 + k^2 c^2} \quad (3.64)$$

Un fotón, con relación de dispersión $\omega = ck$, no puede decaer en neutrinos ya que el proceso no conservaría energía y momento. Al contrario, un plasmon sí puede decaer en un par neutrino-antineutrino:

$$\gamma \rightarrow \nu_x + \bar{\nu}_\ell, \ell = e, \mu, \tau \quad (3.65)$$

El decaimiento del plasmón puede ser influenciado por un \mathbf{B} muy fuerte, pues este modifica la relación de dispersión de plasma 3.64. Los efectos del campo magnético se vuelven importantes si $\omega_B \equiv eB/(m_e^* c) > \omega_{pe}$. Para una densidad de $\rho \sim 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$ se va a requerir que $B \gtrsim 3 \times 10^{15} \text{ G}$. Sólo los plasmones con $\omega > \omega_{pe}$ puede propagarse en la corteza Chamel & Haensel (2008).

3.5.3. Neutrinos de colisiones electrón-núcleo: “bremsstrahlung”

Bremsstrahlung es la emisión de un fotón por un electrón que se ralentiza en el campo de Coulomb de un núcleo atómico (se puede interpretar como el inverso de la absorción libre). Este depende de la presencia de

núcleos y , por lo tanto, es más eficiente para elementos pesados. La pequeña probabilidad de emisión de $\nu\bar{\nu}$ en lugar de un fotón da lugar a un enfriamiento significativo a baja temperatura y muy alta densidad. Los neutrinos de Bremsstrahlung de las colisiones electrón-núcleo, es una de los mayores mecanismos de emisión de neutrinos en la corteza Chamel & Haensel (2008). El proceso se escribe como

$$e^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z) + \nu_\ell + \bar{\nu}_\ell, \ell = e, \mu, \tau \quad (3.66)$$

3.5.4. Foto-neutrinos

En el proceso de dispersión de electrones, un fotón es dispersado por un electrón libre. Existe una pequeña probabilidad de que el fotón saliente sea reemplazado por un par neutrino-antineutrino, tal que:

$$\gamma + e^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu} \quad (3.67)$$

La energía promedio de los neutrinos es $E_\nu \sim kT$ y, por lo tanto, la probabilidad de producir un par $\nu\bar{\nu}$ en lugar de un fotón es proporcional a T^4 . Esta proporcionalidad viene de la Teoría de Interacciones Débiles, la cual, de acuerdo con Pols (2011), predice que la probabilidad está dada por

$$\frac{P(\nu\bar{\nu})}{P(\gamma)} \approx 3 \times 10^{-18} \left(\frac{E_\nu}{m_e c^2} \right)^4$$

Estas emisiones $\nu\bar{\nu}$ representan una pérdida directa de energía desde el interior estelar y así da lugar al enfriamiento de la materia estelar. El proceso de emisión de fotoneutrinos da como resultado un enfriamiento significativo de la materia estelar de $T \gtrsim 2 \times 10^8 K$ (Pols (2011)) en las condiciones de densidades estelares que son mas bajas que las presentes en envoltentes de estrellas de neutrones.

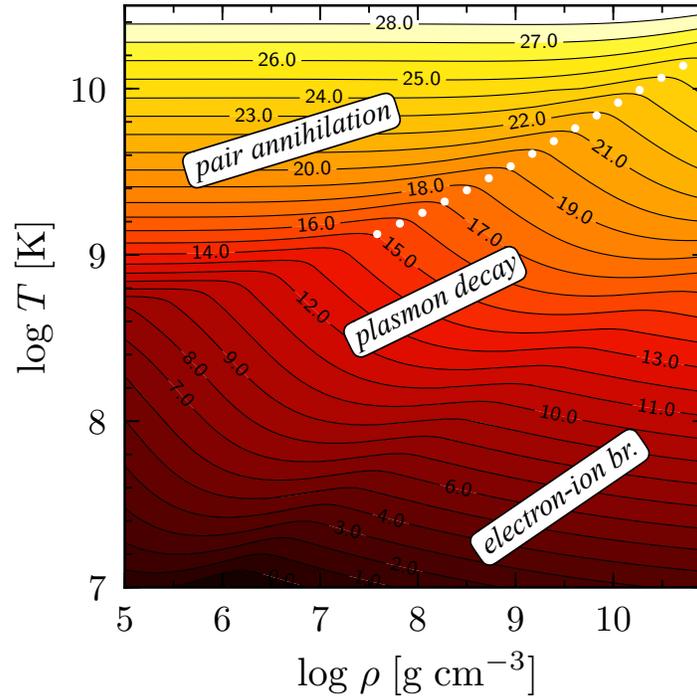


Figura 3.7: Se presentan los procesos de emisión de neutrinos dominantes en la corteza de la estrella de neutrones. Los iso-contornos muestran el logaritmo de la emisividad ε_ν en unidades cgs (erg cm⁻³ s⁻¹). Figura tomada del artículo Beznogov et-al. (2020).

En la figura 3.7 se muestran iso-contornos de la emisión de neutrinos y en la siguiente tabla se hace un resumen de los procesos de emisión de neutrinos mencionados en este trabajo. (A, Z) representa un núcleo con número de carga Z y número de masa A . El subíndice x representa el símbolo de leptones $x = e, \mu, \tau$. Notar que en esta notación, γ representa un fotón o un plasmón.

Procesos de Emisión de Neutrinos	
Proceso	Reacción
Aniquilación de Pares	$e^+ + e^- \rightarrow \nu_x + \bar{\nu}_x$
Decaimiento de Plasmones	$\gamma \rightarrow \nu_x + \bar{\nu}_x$
Emisión de Fotoneutrinos	$\gamma + e^- \rightarrow e^- + \nu_x + \bar{\nu}_x$
Electrón-Núcleo Bremsstrahlung	$e^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z) + \nu_x + \bar{\nu}_x$

Cuadro 3.1: Principales procesos de emisión de neutrinos en cortezas de estrellas de neutrones. Tabla tomada de Chamel & Haensel (2008)

3.6. Evolución de neo-estrellas de neutrones

Teniendo a mano la descripción anterior de la física de envolventes de estrellas de neutrones podemos revisar lo que se sabe a la fecha sobre la evolución temprana de estrellas de neutrones después de su nacimiento en una supernova, con enfoque en EN 1987A. El primer estudio detallado de esta evolución fue presentado por Beznogov et-al. (2020) quienes definieron una “neo-estrella de neutrones” como la estrella saliendo de la fase de “proto-estrella de neutrones” cuando la se ha vuelto transparente a los neutrinos. En la proto-estrella de neutrones se están paulatinamente convirtiendo protones a neutrones: el carozo de hierro que colapsó tenía una fracción de protones $x_p = Z/A = 26/56 = 46\%$ y la conversión $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ es eficiente en transformar protones en neutrones, terminando en un $x_p \sim 5 - 10\%$, solamente si los neutrinos pueden escaparse ya que si los neutrinos están atrapados dentro de la estrella la reacción inversa $n + \nu_e \rightarrow p + e^-$ vuelve a generar protones. Este proceso de transformar la proto-estrella de neutrones en una estrella de neutrones, iniciando la fase de neo-estrella de neutrones, tarda unas decenas de segundos (Burrows & Lattimer, 1986).

En la figura 3.8, del artículo de Beznogov et-al. (2020), se muestra la evolución de la luminosidad superficial (corrida al rojo) en fotones, L^∞ , para 7 modelos: estos modelos difieren en los detalles del perfil inicial de temperatura en la envoltente cubriendo el rango de incertidumbre sobre esta condición inicial y se muestra que en unos 10^4 segundos la dependencia en estas condiciones iniciales ha desaparecida. La fase 1 es la fase de relajación inicial y sucede a una luminosidad cercana a la de Eddington, $\sim 10^{38}$ erg s $^{-1}$. En la fase 2 el enfriamiento es producido por emisión de neutrinos mediante el proceso de aniquilación de pares, a $\sim 10^{37}$ erg s $^{-1}$: la curva A' empieza con la misma temperatura que el modelo A pero se ha artificialmente apagado la emisión de los neutrinos producidos por pares confirmando que ese es el proceso que controla la evolución durante estos $\sim 10^5$ segundos iniciales. En la fase 3, a una edad de $\sim 3 \times 10^5$ s, el enfriamiento se lleva a cabo por emisión de neutrinos del proceso de decaimiento de plasmones. A una edad de aproximadamente un año, o 10^7 s, la luminosidad y la temperatura superficial alcanzan una fase de estancamiento. En la fase 4 sucede el “plateau temprano”, el cual durará algunas décadas y corresponde a la relajación térmica de toda la corteza de la estrella, la cual eventualmente alcanza el equilibrio térmico con el núcleo. Esta sucesión del papel de los distintos procesos de emisión de neutrinos corresponde a lo que se observa en la figura 3.7.

La figura 3.9 muestra la evolución de la luminosidad térmica corrida al rojo L_{th} para una estrella de neutrones joven, después de la fase de neo-estrella de neutrones. Cada panel corresponde a diferentes suposiciones sobre la física del carozo (i.e., la ecuación de estado (“EOS”) de materia densa y la superfluidez (3P_2)/superconductividad (1S_0) de los neutrones/protones en el carozo) o la masa estelar, mientras que las diversas curvas de enfriamiento en cada panel corresponden a diferentes suposiciones sobre la física de la corteza: superfluidez de los neutrones en la corteza interna y composición química de la envoltente. En cada

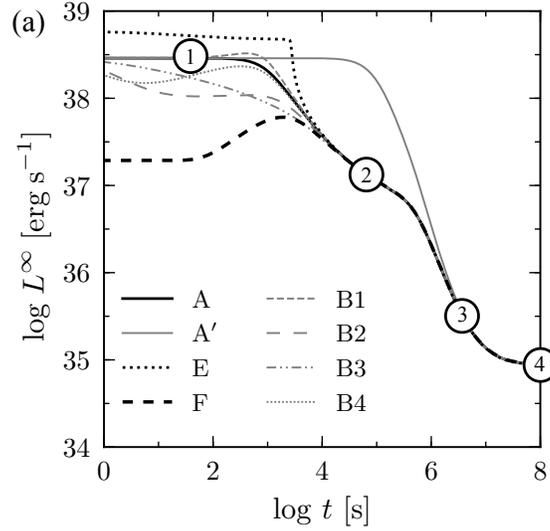


Figura 3.8: Curvas de enfriamiento de una “neo-estrella de neutrones” durante sus primeros 10^8 segundos (~ 3 años), L^∞ siendo la luminosidad en fotones, corrida al rojo, emitida en la superficie de la estrella. El tiempo $t = 0$ corresponde al inicio de la fase de “neo-estrella de neutrones”, cuando la estrella es transparente a los neutrinos. Figura tomada de Beznogov et~al. (2020)

panel se muestra la luminosidad inferida $L \simeq (40 - 90)L_\odot \simeq 1,5 - 3,5 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ de la burbuja de polvo (Cigan et~al., 2019). Este valor es sólo un límite superior para L_{th} de EN 1987A, ya que el decaimiento radiactivo de ^{44}Ti proporciona calentamiento adicional: la barra de error para L_{th} representa un límite superior y su extensión hacia abajo indica una reducción del 33% a $26L_\odot$ por el precalentamiento por el ^{44}Ti .

La evolución de la temperatura superficial, y L^∞ , de la estrella a edad temprana es dominada por la corteza y la envoltura. Sin embargo, la ecuación de estado del carozo determina la masa estelar M , el radio R y el grosor de la corteza ΔR . Por otro lado, el enfriamiento del carozo por neutrinos determina la temperatura final de la corteza una vez que se completa la relajación térmica. El enfriamiento puede darse por medio del proceso Urca Modificado en el caso estándar, o bien por el proceso Urca Directo. En la figura 3.9, los paneles (a) y (b) exploran las consecuencias de las variaciones en ΔR debidas a la ecuación de estado del carozo bajo el supuesto de que no hay emparejamiento de núcleos. Se nota que los cambios inducidos por ecuación de estado son pequeños. Los paneles (b) y (c) exploran la supresión del proceso Urca Modificado por la superconductividad p , lo que da como resultado luminosidades más altas después de la relajación de la corteza y la consiguiente extensión temporal más pequeña de la fase de relajación de la corteza. Luego, los paneles (d), (e) y (f) muestran el efecto de agregar superfluidez $n - ^3P_2$ con una gap tan pequeña como se necesite para poder explicar la emisión térmica observada L_{th} y L_{th}/dt de la estrella de neutrones (Cas A) en el SNR en Cassiopeia A (Page et~al., 2011), asumiendo $M = 1,4M_\odot$. La influencia de variaciones moderadas en la masa estelar se estudia en los paneles (d), (e) y (f). Aunque difieren en algunos detalles, las evoluciones son poco sensibles a las variaciones en la física del núcleo y la masa estelar durante los primeros 30 a 40 años de interés para NS 1987A: los seis paneles se ven muy parecidos.

De suma importancia, al contrario, son variaciones en la física de la envoltura como se ve de las diferencias entre las diferentes curvas en cada panel. Cada panel de la figura 3.9 contiene cinco familias de curvas, cada una de las cuales tiene cinco miembros. Cada familia representa una composición de envoltura diferente: la familia de más abajo (H) representa envolturas de elementos pesados puros, seguida de familias etiquetadas

por $\mathcal{L} = (8) - (11)$ que tienen elementos ligeros presentes a densidades máximas cada vez más altas $\rho_{\mathcal{L}} = 10^{\mathcal{L}}$ g cm^{-3} . Se destaca que el ingrediente físico más importante que controla la luminosidad térmica a edades tempranas es la composición química de la envoltente. Esto es evidente por el fuerte aumento de L_{th} desde envoltentes puras de elementos pesados hasta envoltentes cada vez más dominadas por elementos ligeros después de unos años. Ese aumento de la luminosidad térmica conforme aumento el espesor de la capa de elementos ligeros corresponde a lo que se puede ver en la figura 3.5.

La necesidad de grandes cantidades de elementos ligeros en la envoltente podría reducirse un poco (a $\mathcal{L} \sim (9)$) si la masa de la estrella de neutrones es relativamente grande. Esto se puede ver en la figura 3.9, donde también se muestran los resultados para $M = 1,6M_{\odot}$, es decir, para una masa de estrella de neutrones cerca del extremo superior del rango que parece probable para EN 1987A. Esta reducción permite además envoltentes menos masivas de elementos ligeros ($\mathcal{L} \sim (8)$) para volverse compatibles con EN 1987A.

El segundo ingrediente de la física de la corteza que tiene un impacto importante, aunque no tan grande como el de la composición química de la envoltente, es la extensión de superfluidez de los neutrones goteados en la corteza interna: las diferentes posibilidades asumidas resultan en las diferentes curvas (diferenciadas por distintos estilos de línea) para cada composición química. El efecto de la superfluidez en este contexto es de suprimir exponencialmente el calor específico de los neutrones: mayor extensión de la región superfluida se manifiesta en un enfriamiento más rápido. Para cada \mathcal{L} la curva continua superior corresponde a la ausencia total de superfluidez mientras la curva inferior supone que todos los neutrones son superfluidos: son dos casos extremos probablemente poco realistas. Las tres curvas intermedias corresponden a modelos de superfluidez más realistas en los cuales solo parte de los neutrones ya son superfluidos a esta edad de la estrella mientras parte de los no superfluidos está todavía pasando por la transición de fase.

La conclusión de este estudio de Page et al. (2020) es que la luminosidad anómala de la burbuja de polvo, inferida por (Cigan et al., 2019), se puede explicar por el calentamiento del polvo debido a la emisión térmica de EN 1987A escondida dentro de los escombros de SN 1987A. Sin embargo esta explicación es más convincente si las capas externas de EN 1987A están constituidas de elementos ligeros, como C o O, y no de elementos pesados, como Fe. Modelos de formación de estrellas de neutrones (por ej., Burrows & Lattimer 1986) muestran que al terminar la fase de proto-estrella de neutrones estas capas superficiales están compuestas de hierro. Los elementos ligeros han de haber sido depositados en una fase posterior a la formación de EN 1987A: es el propósito de esta tesis modelar numéricamente la deposición de estos elementos ligeros, en alguna fase de acreción por supernova.

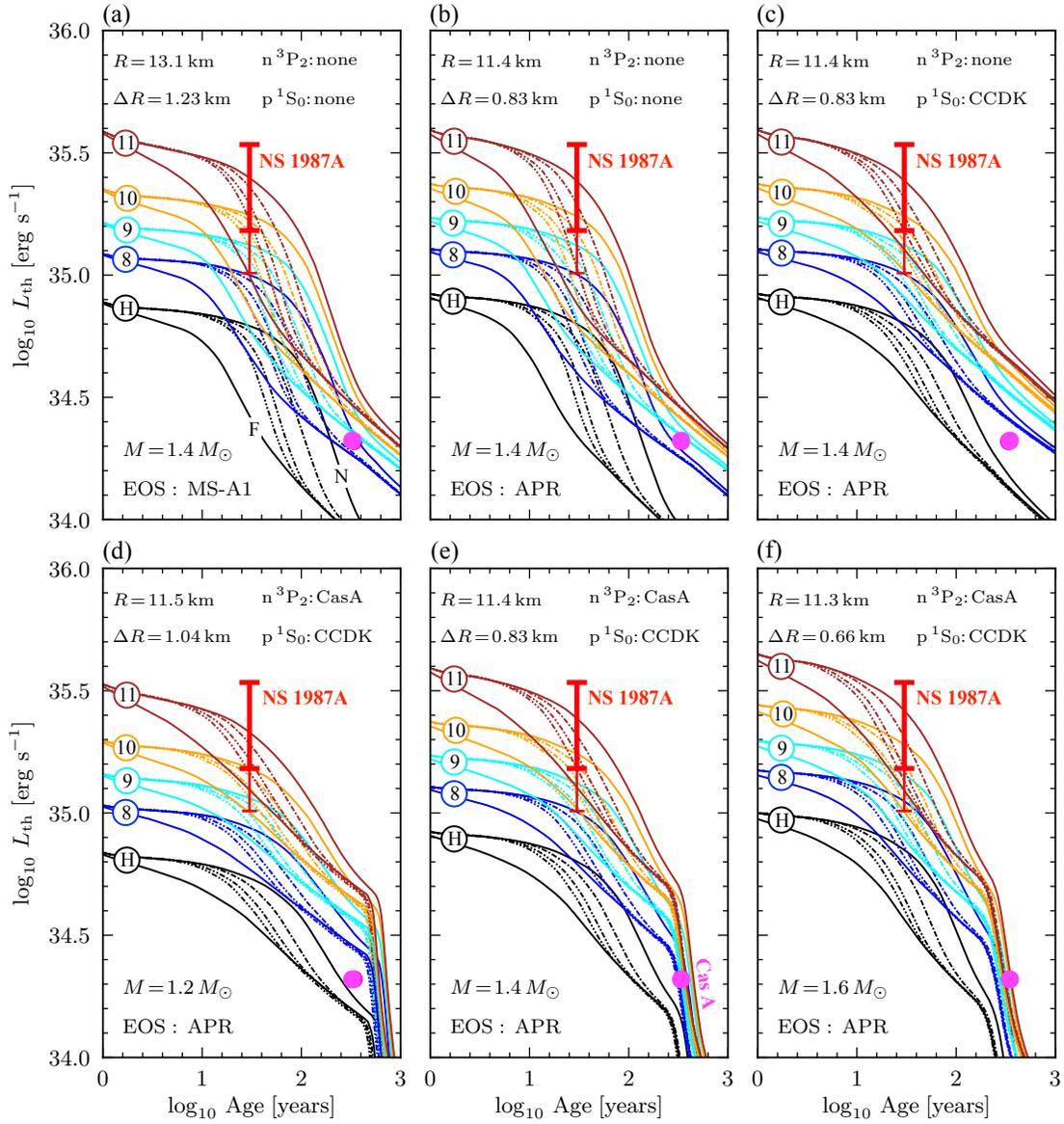


Figura 3.9: Evolución de la luminosidad térmica corrida al rojo L_{th} para una estrella de neutrones joven. Figura tomada de Page et al. (2020)

Capítulo 4

Acreción de Elementos Ligeros

4.1. Formulación del Problema

El problema de acreción de materia sobre una estrella de neutrones en sistemas binarios ha sido extensivamente estudiado desde los años 70's después del descubrimiento de las binarias de rayos X y de los estallidos de rayos X. Una descripción pedagógica de la teoría desarrollada se puede encontrar en las clases de Bildsten (1998). La mayoría de estrellas de neutrones que se encuentran acreutando material de una compañera en un sistema binario acretan una mezcla de hidrógeno y helio. En estos casos, la mayoría de la energía liberada es a partir de la fusión de hidrógeno en helio. Las temperaturas alcanzadas suelen ser muy altas ($T \gtrsim 10^9 K$) cuando el quemado es inestable y conducen a una producción de elementos cercanos al grupo del hierro. Por otro lado, en el caso de combustión en estado estacionario (más comunmente llamado steady-state), las temperaturas en la región de combustión de hidrógeno/helio no son tan altas y, por lo tanto, la fusión de los elementos del grupo del hierro se produce a profundidades mucho mayores.

El problema que nos interesa, el de acreción de materia post-supernova ha sido prácticamente totalmente ignorado. Sin embargo no hay razón para pensar que los procesos involucrados sean muy distintos con la importante diferencia que probablemente el material acreutado es principalmente constituido de elementos mas pesados que H y He: estos dos elementos han sido totalmente procesado en las capas internas de la estrella progenitora y el material volviendo a acretar sobre la estrella de neutrones es probablemente deficiente en ellos.

A continuación se presentan las ecuaciones que describen la evolución hidrostática de la atmósfera en estrellas de neutrones mientras la materia se acumula en la estrella de neutrones.

Debido a la naturaleza plano-paralela de la atmósfera en estrellas de neutrones, la física de la estabilidad térmica y la ignición nuclear depende de la tasa de acreción por unidad de área, \dot{m} en lugar de la tasa de acreción global \dot{M} . El parámetro \dot{m} determina el comportamiento local de la estrella de neutrones. Luego, la tasa de Eddington local está dada por

$$\dot{m}_{\text{Edd}} = \frac{2m_p c}{(1+X)R\sigma_{\text{Th}}} = \frac{1,5 \times 10^5 \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}}{(1+X)} \left(\frac{10 \text{ km}}{R} \right), \quad (4.1)$$

donde, m_p es la masa de protones, c es la velocidad de la luz y como se estudió en la sección anterior de este capítulo (Opacidad), σ_{Th} es la sección transversal de dispersión de Thomson.

Siguiendo con la explicación de (Bildsten (1998)), el equilibrio hidrostático produce $P = gy$, donde $dy = -\rho dz$ es la profundidad columnar en unidades de g cm^{-2} y $g \approx GM/R^2$. La altura escalar de la presión local, $h = P/\rho g \ll R$ y por lo tanto, g es casi constante y se dice que la atmósfera es geoméricamente delgada. El flujo es llevado por transporte radiativo y la principal opacidad atmosférica en este caso es la dispersión de

Thomson κ_{es} dada en la ecuación 3.47.

El flujo en la atmósfera plano-paralela se expresa como

$$F = -\frac{c}{3\kappa\rho} \frac{d}{dz} aT^4 = \frac{c}{3\kappa} \frac{d}{dy} aT^4, \quad (4.2)$$

a siendo constante de radiación. Para un flujo constante, la expresión anterior se puede integrar, obteniendo:

$$T^4 = \frac{3\kappa PF}{acg}, \quad (4.3)$$

La ecuación de continuidad para un elemento i y con densidad numérica n_i es

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_i \vec{v}) = \sum r, \quad (4.4)$$

donde r es la suma de los procesos de creación de partículas y de destrucción. Para altas tasas de acreción, todos los elementos comienzan a moverse hacia abajo a la velocidad necesaria para satisfacer la continuidad de la masa, tal que $v = \dot{m}/\rho$. Se define una fracción de masa $X_i \equiv \rho_i/\rho = A_i m_p n_i/\rho$ donde A_i es el número bariónico de las especies i , a partir de la cuál se expande la ecuación de continuidad y obtiene

$$\frac{\partial X_i}{\partial t} + \dot{m} \frac{\partial X_i}{\partial Y} = \frac{A_i m_p \sum r}{\rho}. \quad (4.5)$$

La ecuación de la entropía es

$$T \frac{ds}{dt} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \cdot \vec{F} + \epsilon, \quad (4.6)$$

El cambio de entropía se puede expresar como

$$T ds = C_p T (dT/T - \nabla_{ad} dP/P) \quad (4.7)$$

donde $\nabla_{ad} = d \ln T / d \ln P$ para un cambio adiabático y C_p es el calor específico a presión constante. Como la temperatura puede depender tanto del tiempo como de la presión, encontramos que

$$\frac{\partial F}{\partial y} + \epsilon = C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \dot{m} \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \frac{C_p T \dot{m}}{y} \nabla_{ad}. \quad (4.8)$$

4.2. Propiedades Nucleares Básicas

En esta sección presentamos una breve descripción básica de las propiedades de los núcleos atómicos necesarias para nuestro propósito.

4.2.1. Carta de Segrè

Es un diagrama en el que el número de protones en un núcleo se grafica frente al número de neutrones. La carta de Segrè también puede considerarse como un mapa del Valle Nuclear y se presenta en la figura 4.1

Valle de la Estabilidad

Siguiendo con lo estudiado en la Presentación del Prof. Dany Page, el Valle de Estabilidad es una caracterización de la estabilidad de los nucleidos a la radiactividad en función de su energía de enlace. Los nucleidos están compuestos de protones y neutrones, así que, la forma del valle se refiere al perfil de la energía de enlace en función del número de neutrones y protones. La parte más profunda del valle corresponde a la región de

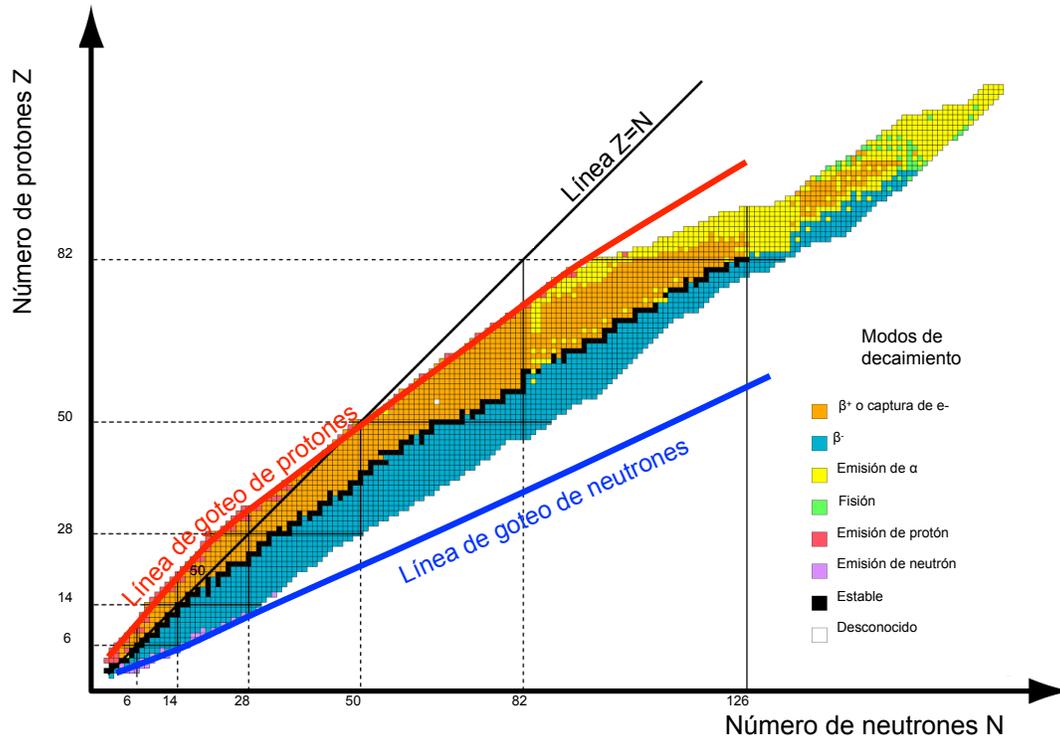


Figura 4.1: Carta de Segrè. Los píxeles negros al centro representan el Valle de Estabilidad, es decir, los núcleos estables que minimizan la energía. No se encuentran núcleos estables para $Z \geq 83$. Imagen tomada de la presentación del Prof. Dany Page.

los núcleos estables.

La línea de nucleos estables en el centro del valle de estabilidad se conoce como la línea de estabilidad. Los lados del valle corresponden a una inestabilidad creciente a la desintegración beta. La desintegración de un nucleido se vuelve energéticamente más favorable cuanto más se aleja de la línea de estabilidad beta.

Las regiones de inestabilidad dentro del valle con un número atómico alto también incluyen la desintegración radiactiva por radiación α o fisión espontánea. La región de estabilidad se cumple para números de masa A pequeños, el número de protones y neutrones debe ser similar. Conforme crece A , la relación N/Z también aumenta.

Notamos en la figura que los nucleidos a la derecha tienen demasiados neutrones, por lo que se produce un decaimiento de neutrones en protones: Desintegración β^- . A la izquierda, los nucleidos tienen demasiados protones y se lleva a cabo una desintegración β^+ .

Líneas de Goteo

Los límites de la carta de Segrè corresponden a las llamadas líneas de goteo nuclear. Estas líneas marcan los límites de la región donde existen núcleos: para un cierto número de masa A , existe un número máximo de neutrones y otro de protones, más allá de los cuales el núcleo resultante ya no estaría ligado. Las dos líneas que dibujan esos números son líneas de goteo de protones y neutrones, ya que si añadieran nucleones adicionales, estos “gotearían” sin “adherirse” permanentemente al sistema.

4.2.2. Producción de Energía Nuclear

Se puede escribir una reacción donde un núcleo X reacciona con una partícula a , produciendo un núcleo Y y una partícula b (donde la partícula a es generalmente otro núcleo, mientras que la partícula b también podría ser un núcleo, un fotón γ u otro tipo de partícula), de la siguiente manera



Cada núcleo se caracteriza por dos números enteros, la carga Z_i (que representa el número de protones en el núcleo) y el número bariónico o número de masa A_i (igual al número total de protones más neutrones). Las cargas y los números bariónicos deben conservarse durante una reacción.

La energía de ligadura del núcleo se define como

$$E_{B,i} = [(A_i - Z_i)m_n + Z_i m_p - m_i]c^2 \quad (4.10)$$

donde m_n y m_p son las masas de un neutrón y un protón libre respectivamente.

La energía liberada en una reacción como la de la ecuación 4.1 es

$$Q = (m_X + m_a - m_Y - m_b)c^2 \quad (4.11)$$

En esta expresión Q puede ser negativo si la reacción absorbe energía; tales reacciones se denominan endotérmicas. Las reacciones que liberan energía ($Q > 0$) se denominan exotérmicas.

Es importante tener en cuenta que aunque la suma $\sum A_i$ se conserva durante una reacción nuclear, la suma de las masas involucradas en la reacción no lo hace. Esta diferencia de masa Δm se convierte en energía de acuerdo con la fórmula de Einstein $E = \Delta mc^2$. Para el cálculo de Q , en la práctica, es más común hacer uso de las masas atómicas en lugar de masas nucleares. Así, podemos escribir la relación entre la liberación de energía por una reacción con el llamado “defecto de masa” de los núcleos como

$$\Delta M_i = (m_i - A_i m_u)c^2 \quad (4.12)$$

donde m_u se define como 1/12 veces la masa del átomo ^{12}C y aquí una identidad importante es $m_u c^2 = 931,494 \text{ MeV}$. Dado que el número de nucleones se conserva durante una reacción, podemos reescribir (4.11) de la siguiente forma

$$Q = \Delta M_X + \Delta M_a - \Delta M_Y - \Delta M_b \quad (4.13)$$

Se considera ahora la energía de ligadura por nucleón E_B/A . En la figura 4.2 esta cantidad se grafica frente al número de masa A . Con la excepción de los núcleos más ligeros, los valores típicos son de alrededor de 8 MeV. Esto refleja el corto alcance de la fuerza nuclear fuerte: un nucleón solo “siente” la atracción de los nucleones en su vecindad inmediata, de modo que E_B/A se satura rápidamente con el aumento de A . Se presenta un aumento lento con A hasta un máximo en ^{56}Fe , que tiene $E_B/A = 8,79 \text{ MeV}$, más allá del cual la energía de enlace por nucleón disminuye hacia A más grande. Esta disminución se debe al aumento en el número de protones Z con A : los protones dentro del núcleo experimentan una fuerza de Coulomb repulsiva, que tiene un largo alcance y no se satura con el aumento de Z .

Los núcleos estrechamente ligados se encuentran alrededor del máximo en ^{56}Fe . Se puede obtener energía de la fusión de núcleos ligeros en otros más pesados siempre que aumente E_B/A ; esta es la principal fuente de energía en las estrellas. La fusión de núcleos más pesados que el ^{56}Fe sería endotérmica y no ocurre en la naturaleza, aunque la energía puede liberarse mediante reacciones de fisión que rompen los núcleos pesados en otros más livianos. El ^{56}Fe forma así el punto final natural de los ciclos de reacción nuclear estelar. En una estrella compuesta inicialmente principalmente por hidrógeno, cada paso de la transformación de H en Fe libera energía: un total de 8.8 MeV por nucleón, de los cuales 7.0 MeV ya se consumen en el primer paso, la fusión de H en He.

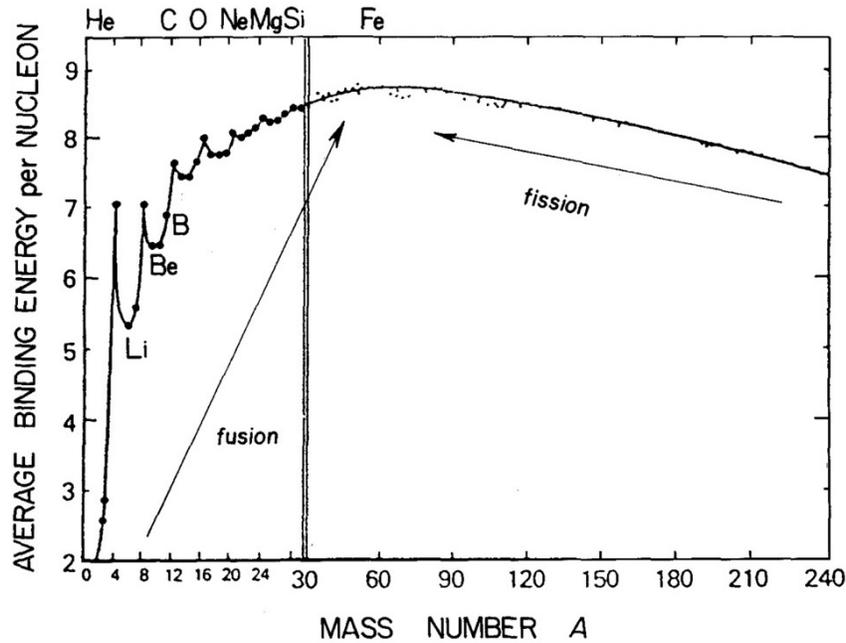


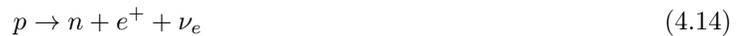
Figura 4.2: Energía de ligadura de los núcleos atómicos por nucleón. E_B/A como función del número de masa A . Imagen tomada del libro Póls (2011)

4.2.3. Modos de Decaimiento

Describimos acá brevemente los varios tipos de decaimiento mostrados en la figura 4.1

Decaimiento β^+

Este proceso consiste en que un protón da lugar a un neutrón además de un positrón y un neutrino electrónico. Esto se puede expresar de la siguiente manera:



Esta reacción está prohibida para protones libres pues implicaría una violación al principio de conservación de la energía. Estaría permitida únicamente para protones ligados a un núcleo. Un proceso muy similar es el de captura de electrones:



que tiene el mismo efecto que el decaimiento β^+ : transformación de un protón en neutrón y desaparición de un electrón ya que en el decaimiento β^+ el positrón producido se aniquilará con un electrón. En el decaimiento β^+ cambia el número de protones Z , pero se conserva el número de masa A . La desintegración β^+ también conserva un número cuántico conocido como el número de leptones, o el número de electrones y sus neutrinos asociados.

En el caso del decaimiento β^+ se pierde un protón y se gana un neutrón, tal que



A continuación se presenta un ejemplo común de este tipo de reacción



Decaimiento β^-

En este caso, un neutrón se convierte en un protón y el proceso crea un electrón y un antineutrino electrónico. Esta reacción se escribe como



y ocurre espontáneamente para neutrones libres. Cuando ocurre dentro de un núcleo tenemos simplemente:



Un ejemplo típico es

**Emisión de partículas α**

Ocurre núcleos atómicos muy pesados. Estos núcleos pueden emitir una partícula α , es decir, un núcleo de helio y por lo tanto, se transforma en un núcleo atómico diferente:



El número de masa que se reduce de 4 y el número atómico se reduce de 2, pues se pierden dos protones. Cabe destacar que una partícula alfa es idéntica al núcleo de un átomo de ${}^4\text{He}$, que consta de dos protones y dos neutrones.

Fisión

En este tipo de decaimiento radiactivo, ciertos núcleos inestables de elementos más pesados se dividen en dos fragmentos casi del mismo tamaño (núcleos de elementos más livianos) y liberan una gran cantidad de energía. Es observable en muchas especies nucleares de número de masa 230 o más. Entre estos nucleidos, aquellos con números de masa más bajos generalmente tienen vidas medias más largas.

Un ejemplo de este proceso se presenta en el Fermio-256, que se desintegra con una vida media de aproximadamente tres horas.

Emisión de protones

Sucede en núcleos que contienen exceso de protones y son deficientes en neutrones, así como en estados excitados elevados en un núcleo después de la desintegración β^+ .

Para ser emitidos, el protón debe atravesar la barrera de potencial de Coulomb.

Emisión de neutrones

Contrario al caso anterior, este se presenta como el decaimiento de un núcleo con exceso de neutrones (y con deficiencia de protones). Aquí los neutrones son simplemente eyectados del núcleo. El neutrón libre está sujeto a al decaimiento β^- .

Luego del decaimiento, el número atómico no cambia pero el núcleo hijo se convierte en un isótopo diferente del mismo elemento.

4.3. Tasas de Reacciones Termonucleares

Repasamos acá los conceptos básicos y el cálculo de las tasas de reacciones nucleares (Pols, 2011). Considerando una reacción como la de la ecuación (4.9) y suponiendo que las partículas X son bombardeadas

por partículas a con una velocidad v , la tasa a la que reaccionan depende entonces de la sección transversal (con unidades de área, cm^2), es decir, el área superficial efectiva de la partícula X para interactuar con la partícula a . Mas precisamente, la sección transversal se define como

$$\sigma = \frac{\text{número de reacciones } X(a, b)Y \text{ por segundo}}{\text{flujo de partículas } a \text{ incidentes}}$$

Denotamos las partículas reactivas X y a por los índices i y j y sus densidades numéricas como n_i y n_j , respectivamente. Entonces el “flujo de partículas incidentes” es simplemente $n_j v$. Si estas partículas son de distinto tipo, entonces el número de reacciones por segundo en una unidad de volumen es

$$\bar{r}_{ij} = n_i n_j v \sigma \quad (4.22)$$

Y si las partículas que reaccionan son idénticas,

$$\bar{r}_{ij} = \frac{1}{1 + \delta_{ij}} n_i n_j v \sigma \quad (4.23)$$

Donde $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$ y $\delta_{ij} = 1$ si $i = j$.

En gas estelar se tiene una distribución de velocidades $\phi(v)$, normalizada tal que $\int_0^\infty \phi(v) dv = 1$, así, la tasa de reacción promedio es

$$r_{ij} = \frac{1}{1 + \delta_{ij}} n_i n_j \int_0^\infty \phi(v) \sigma(v) v dv = \frac{1}{1 + \delta_{ij}} n_i n_j \langle \sigma v \rangle \quad (4.24)$$

En un gas ideal en equilibrio termodinámico local, las velocidades de las partículas están dadas por la distribución de Maxwell-Boltzmann. Si la distribución de velocidad de cada partícula es Maxwelliana, entonces también lo es su distribución de velocidad relativa

$$\phi(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{-mv^2}{2kT} \right) \quad (4.25)$$

donde m es la masa reducida en el marco del centro de masa de las partículas, $m = m_i m_j / (m_i + m_j)$. Reemplazando la velocidad relativa v por la energía cinética en el mismo marco de referencia $E = \frac{1}{2} m v^2$ y usando el hecho de que $\phi(v) dv = \phi(E) dE$, escribimos el promedio

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi m} \right)^{1/2} (kT)^{-3/2} \int_0^\infty \sigma(E) E \exp\left(\frac{-E}{kT} \right) dE \quad (4.26)$$

Esta expresión depende únicamente de la temperatura. Es decir, la dependencia de la temperatura de una reacción nuclear se expresa por el factor $\langle \sigma v \rangle$.

4.3.1. Secciones transversales nucleares

La sección transversal σ es una medida de la probabilidad de que ocurra una reacción nuclear, dadas las densidades numéricas de los núcleos que reaccionan. Una buena aproximación al ‘radio’ nuclear, o más bien al rango de la fuerza nuclear, es

$$R_i \approx R_0 A_i^{1/3} \quad \text{con} \quad R_0 = 1,44 \times 10^{-13} \text{ cm} \quad (4.27)$$

Por otro lado, definiendo la longitud de onda de de Broglie asociada con el momentum p de la partícula

$$\lambda = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar}{(2mE)^{1/2}} \quad (4.28)$$

Con m y E la masa reducida y la energía cinética relativa (Pols (2011)).

4.3.2. Barrera de Coulomb y efecto túnel

Consideremos el potencial de Coulomb

$$V(r) = \frac{Z_i Z_j e^2}{r} = 1,44 \frac{Z_i Z_j}{r[\text{fm}]} \text{ MeV} \quad (4.29)$$

donde se tienen dos núcleos con cargas Z_i y Z_j , a distancia r mayor que el alcance de la fuerza nuclear experimentando un potencial de Coulomb repulsivo.

Para experimentar una fuerza nuclear atractiva, las partículas deben aproximarse entre sí a una distancia típica de $r_n \sim A^{1/3} R_0$.

Para el caso $r < r_n$ la atracción nuclear da una caída del potencial de aproximadamente $V_0 \approx -30$ MeV. Por lo tanto, las partículas deben superar una típica barrera de Coulomb $E_C = V(r_n) \approx Z_1 Z_2$ MeV (Pols (2011)). Esto se describe en la figura 4.3.

Si una partícula incidente tiene una energía cinética E , situada en infinito en el marco de referencia del núcleo, clásicamente sólo puede acercarse a una distancia r_c (del inglés "closest approach") dada por $E = V(r_c)$. En el interior estelar las energías cinéticas de los núcleos tienen una distribución Maxwelliana, con un valor medio $\langle E \rangle = 3/2 kT \approx 1,3$ keV a 10^7 K, que es típico del centro del Sol y otras estrellas de la secuencia principal. Esto está por debajo de la barrera de Coulomb por un factor de aproximadamente 1000. Incluso considerando la cola de alta energía de la distribución de Maxwell-Boltzmann, la fracción de partículas con $E > E_C$ es demasiado pequeña. Con consideraciones puramente clásicas, las reacciones nucleares no tienen posibilidad de ocurrir a tales temperaturas.

Para poder estudiar el cómo las reacciones nucleares son posibles a temperaturas estelares, se hace uso de algunos conceptos de Mecánica Cuántica.

G. Gamow descubrió que hay una probabilidad finita de que un proyectil penetre la barrera de Coulomb repulsiva, incluso si $E \ll E_C$. Así, la probabilidad de penetración correspondiente al efecto túnel (o como bien se puede encontrar en la literatura "tunneling probability") se puede estimar como

$$P \sim \exp \left(- \int_{r_n}^{r_c} \frac{\sqrt{2m[V(r) - E]}}{\hbar} dr \right) \quad (4.30)$$

donde $r_c = Z_i Z_j e^2 / E$, que como se vio anteriormente, es la distancia clásica de máxima aproximación, lo cual nos da

$$P = P_0 \exp(-bE^{-1/2}) \quad \text{con} \quad b = 2\pi \frac{Z_i Z_j e^2}{\hbar} \left(\frac{m}{2} \right)^{1/2} \quad (4.31)$$

P aumenta abruptamente con E y disminuye con $Z_i Z_j$, es decir, con la altura de la barrera de Coulomb. Por lo tanto, a temperaturas relativamente bajas, solo los núcleos más ligeros (con el $Z_i Z_j$ más pequeño) tienen una posibilidad no despreciable de reaccionar. Las reacciones con núcleos más pesados, con $Z_i Z_j$ más grandes, requieren energías más grandes y, por lo tanto, temperaturas más altas para tener una probabilidad de penetración comparable.

Se define ahora el Núcleo Compuesto (Pols (2011)). Una reacción termonuclear típica procede de la siguiente manera: después de penetrar la barrera de Coulomb, los dos núcleos pueden formar un núcleo compuesto inestable y excitado que después de un corto tiempo se descompone en las partículas del producto



Aunque el tiempo de vida del núcleo compuesto C^* es muy corto, es mucho más largo que el tiempo de cruce del núcleo a la velocidad de la luz ($\sim 10^{-21}$ s). Por lo tanto, cuando se desintegra, el núcleo compuesto no tiene "memoria" de cómo se formó, y la descomposición depende únicamente de la energía.

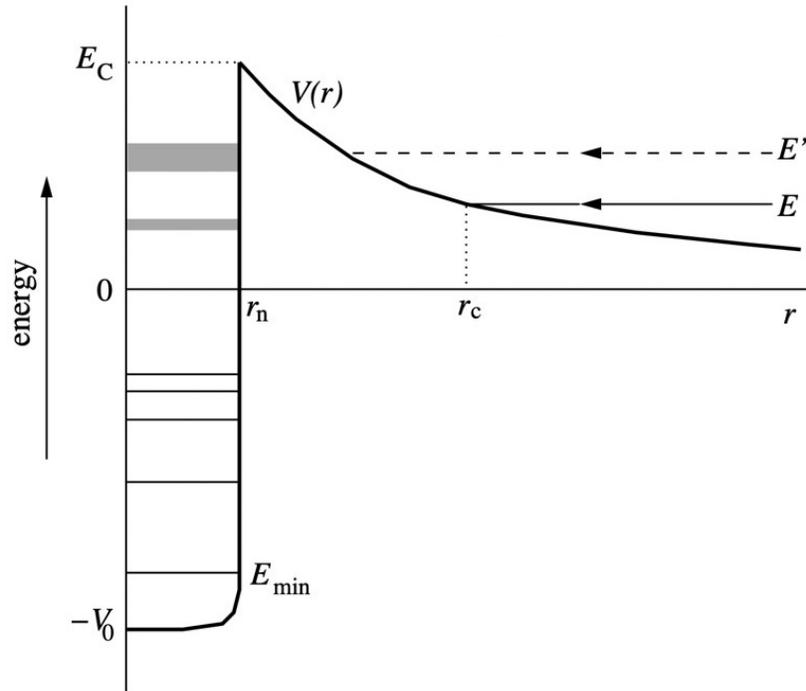


Figura 4.3: Representación esquemática del potencial combinado nuclear y de Coulomb, mostrado como una línea gruesa. En el esquema se muestra que el potencial está dominado por la repulsión de Coulomb a distancias $r > r_n$ y por la atracción nuclear para $r < r_n$. Una partícula entrante con energía cinética E situada en infinito puede acercarse clásicamente a una distancia r_c . Las líneas horizontales para $0 < r < r_n$ indican niveles de energía en el núcleo compuesto formado durante la reacción. El estado base tiene energía $-E_{\min}$; los niveles cuasi-estacionarios mínimos con $E > 0$ se amplían debido a sus tiempos de vida muy cortos. Figura tomada de Pols (2011).

Sea E_{\min} la energía requerida para remover un nucleón del estado base de C a infinito. Los niveles de energía por debajo de E_{\min} corresponden a estados ligados en un átomo; estos solo pueden decaer por emisión γ , lo cual es relativamente improbable. Estos niveles de energía “estacionarios” tienen un tiempo de vida τ largo y anchos correspondientemente pequeños Γ , ya que de acuerdo con la relación de incertidumbre de Heisenberg $\Gamma = \hbar/\tau$.

Los niveles de energía por encima de E_{\min} también pueden expulsar partículas, lo cual es mucho más probable que la emisión γ . Estos niveles también tienen tiempos de vida finitos debido al fuerte aumento del potencial más allá de r_n , pero eventualmente las partículas pueden escapar por el efecto túnel. Estos niveles “cuasi-estacionarios” tienen un tiempo de vida mucho más corto y, en consecuencia, anchos más grandes. La probabilidad de escape aumenta con la energía y también lo hace el ancho del nivel, hasta que eventualmente Γ es mayor que la distancia entre los niveles, lo que da como resultado un continuo de estados de energía por encima de un cierto E_{\max} .

Continuando con algunas definiciones importantes, se introduce ahora el factor de sección transversal

astrofísico dado por

$$\sigma(E) = S(E) \frac{\exp(-bE^{-1/2})}{E} \quad (4.32)$$

donde se ha hecho $P(E) \propto \exp(-bE^{-1/2})$ y $\lambda^{-2} \propto 1/E$. $S(E)$ es el *factor S astrofísico* y contiene las propiedades nucleares intrínsecas de las reacciones. En principio, el factor S astrofísico se puede calcular, pero en la práctica se basa en mediciones de laboratorio de la sección transversal para obtener $S(E)$.

4.3.3. Pico de Gamow

Podemos reescribir el factor de sección transversal como (siguiendo el desarrollo de Pols (2011))

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi m} \right)^{1/2} (kT)^{-3/2} \int_0^\infty S(E) \exp\left(\frac{-E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}} \right) dE \quad (4.33)$$

Definimos la exponencial en la integral como

$$f(E) = \exp\left(\frac{-E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}} \right) \quad (4.34)$$

La función $f(E)$ es conocida como el Pico de Gamow, y tiene valores apreciables únicamente alrededor de un máximo a energía E_0 . Esta función se puede expresar como el producto de dos exponenciales. La primera $\exp(-E/kT)$ es la cola de la distribución de Maxwell-Boltzmann que decrece rápidamente con E . La segunda exponencial, $\exp(-b/E^{1/2})$, es la probabilidad de penetración debido al efecto túnel que incrementa rápidamente con E .

La forma del Pico de Gamow se puede apreciar en la figura 4.4, donde se da como ejemplo la reacción $^{12}\text{C} + p \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$.

Se asume que $S(E)$ varía muy lentamente con E , por lo que se puede tomar $S(E) \approx S(E_0)$ y sacarlo de la integral en la ecuación 4.17, obteniendo:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi m} \right)^{1/2} (kT)^{-3/2} S(E_0) \int_0^\infty \exp\left(\frac{-E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}} \right) dE \quad (4.35)$$

y así, la tasa de reacción depende sólo de la integral $\int_0^\infty f(E) dE$.

Las propiedades del Pico de Gamow implican que

- La tasa de reacción $\langle \sigma v \rangle$ incrementa fuertemente con la temperatura
- La tasa de reacción $\langle \sigma v \rangle$ decrece fuertemente con el incremento de la barrera de Coulomb

4.4. Ciclos de combustión nuclear

A continuación se presentan brevemente los principales ciclos de combustión nuclear, todos ellos siguiendo directamente el libro Pols (2011).

4.4.1. Quemado de Hidrógeno

El quemado de hidrógeno resulta en la fusión de cuatro núcleos ^1H en un núcleo ^4He . Para crear un ^4He , dos protones deben ser convertidos en neutrones, tal que se liberan dos neutrinos por interacciones débiles ($p \rightarrow n + e^+ + \nu$), que escapan sin interactuar con la materia estelar:



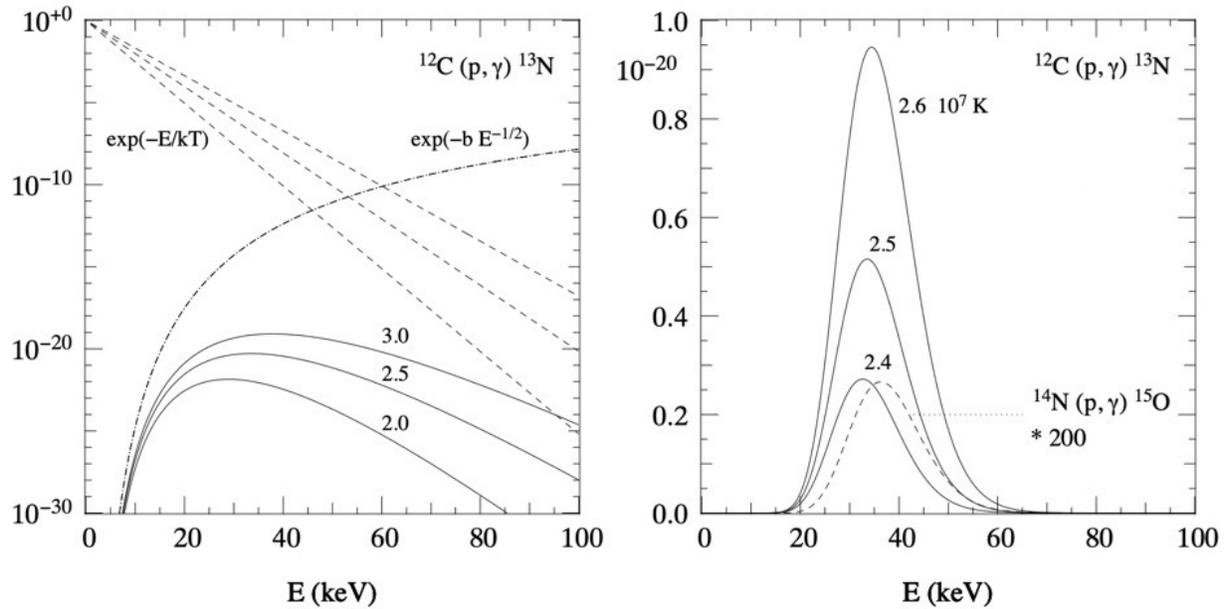


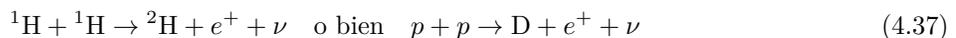
Figura 4.4: Ejemplo del Pico de Gamow para la reacción $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$. El panel izquierdo muestra el factor de probabilidad de efecto túnel $\exp(-b/E^{1/2})$ con una línea de punto-guión. Usando líneas discontinuas se muestra la cola de la distribución de Maxwell, $\exp(-E/kT)$, para tres valores de temperatura: $T = 2,0 \times 10^7 K$ para la curva inferior, $T = 2,5 \times 10^7 K$ para la curva media y $T = 3,0 \times 10^7 K$ para la curva superior. Las líneas sólidas representan el producto de estos dos factores, es decir $f(E)$ y etiquetado por el factor $T_7 = T/10^7 K$. En el panel derecho se puede apreciar mejor la agudeza del pico de Gamow y la enorme sensibilidad a la temperatura, usando $f(E)$ en una escala lineal para $T_7 = 2,4$, $T_7 = 2,5$, $T_7 = 2,6$. Finalmente, la línea discontinua en el panel derecho es el Pico de Gamow para la reacción $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ para $T_7 = 2,4$ multiplicada por un factor de 200. Gráficos tomados del libro Pols (2011)

Para la energía liberada promedio Q únicamente se toma en cuenta la energía que es utilizada para calentar el gas estelar, esto incluye energía liberada en forma de rayos γ y en forma de energías cinéticas de los núcleos resultantes. Así, el valor efectivo de Q correspondiente al quemado de hidrógeno es aproximadamente 26.734 MeV. La temperatura a la que ocurre el quemado de Hidrógeno está entre $8 \times 10^6 K$ y $5,0 \times 10^7 K$ dependiendo de cómo evolucione la estrella y de su masa.

Dado que una reacción simultánea entre cuatro protones es extremadamente improbable, siempre es necesaria una cadena de reacciones para quemar hidrógeno. Para esto, hay dos posibles caminos: el primero es la cadena p-p, la cual implica la fusión directa de los protones. El segundo es el ciclo CNO, que sucede mediante el uso de núcleos de CNO ya presentes como catalizadores.

Cadenas p-p

Lo primero que ocurre en esta cadena es la reacción p-p. Esta involucra decaimientos β simultáneos de uno de los protones durante interacciones nucleares fuertes. Se presenta como



En la figura 4.5 se muestra un esquema de las cadenas p-p. Nótese que luego de que se produce deuterio, este reacciona rápidamente con otro protón para formar ^3He . Posteriormente, tres caminos diferentes son

Hydrogen burning:

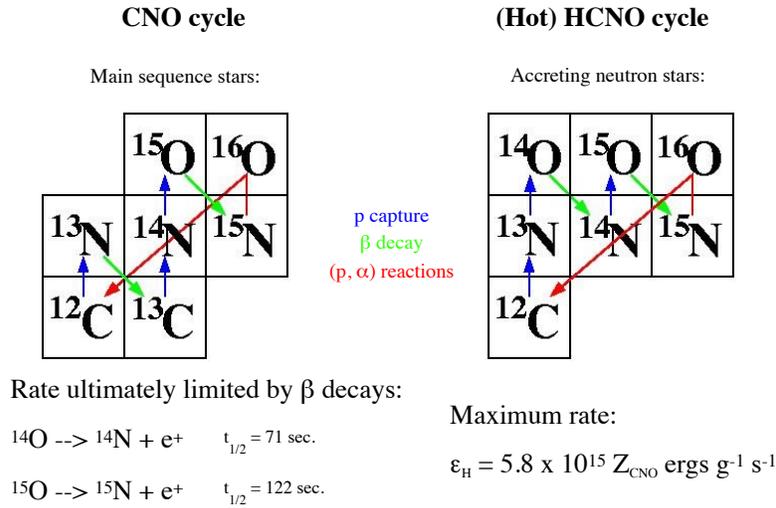


Figura 4.6: Ciclos CNO y CNO caliente. Imagen tomada de la presentación del Prof. Dany Page.

compuesto excitado $^{12}\text{C}^*$ que posteriormente decae al estado fundamental de ^{12}C con la emisión de un fotón γ :



El efecto neto de estas dos reacciones se denomina reacción triple- α , y se puede escribir como



Cuando se ha creado una cantidad suficiente de ^{12}C por medio de una reacción 3α , se puede capturar una partícula α adicional para formar ^{16}O :

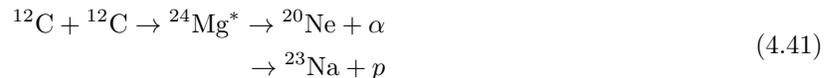


Esta reacción da una energía de $Q = 7,275 \text{ MeV}$.

Pueden ocurrir más reacciones de fusión si la temperatura aumenta lo suficiente. En orden de la temperatura creciente, los ciclos de combustión nuclear que pueden seguir son los siguientes:

4.4.3. Quemado de Carbono

Cuando la temperatura excede $T \gtrsim 5 \times 10^8 \text{ K}$, la barrera de Coulomb para la fusión de $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ se puede superar. Para esto, primero se forma un núcleo compuesto excitado de ^{24}Mg que luego puede decaer a través de muchos canales diferentes. Los canales más importantes son los siguientes:



Los protones y las partículas α liberados en estas reacciones se van a encontrar a muy altas temperaturas por lo que reaccionarán casi inmediatamente con otros núcleos en la mezcla, a partir de ^{12}C a ^{24}Mg . Algunos ejemplos de estas reacciones son $^{23}\text{Na}(p, \alpha)^{20}\text{Ne}$, $^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{24}\text{Mg}$, y cadenas como

$^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{Ne}(e^+\nu)^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$. La energía total liberada se obtiene de la combinación de todas estas reacciones y es aproximadamente $Q \approx 13$ MeV por cada reacción.

4.4.4. Quemado de Neón

Esta reacción sucede a aproximadamente $T_9 \approx 1,5$, donde usamos la notación $T_n = T/(10^n)\text{K}$, tal que $T_9 = T/(10^9)\text{K}$. Se inicia con la fotodesintegración de un núcleo ^{20}Ne . A esta temperatura, un número suficiente de fotones tienen energías en el rango de MeV, lo que es suficiente para romper el núcleo relativamente frágil de ^{20}Ne en ^{16}O y ^4He . Esto es seguido inmediatamente por la captura de la partícula α por otro núcleo ^{20}Ne . La composición final luego del quemado de Neón es principalmente ^{16}O y ^{24}Mg :



4.4.5. Quemado de Oxígeno

A una temperatura de $T_9 \approx 2,0$ se produce la fusión de núcleos de ^{16}O . Así como se vio en el quemado de carbono, aquí también existen varios canales de reacciones, los más importantes son:



Las partículas α y los protones son inmediatamente capturados por otros núcleos, dando lugar a una multitud de reacciones secundarias que finalmente conducen a una composición que consiste principalmente en ^{28}Si y ^{32}S .

La energía neta liberada por cada reacción $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ es $Q \approx 16$ MeV.

4.5. Criterio de Explosión

Para los elementos ligeros que se encuentran en la envoltura de la estrella de neutrones, a temperaturas por encima de 10^7K , existen la posibilidad de que o bien, se agoten lentamente por la fusión termonuclear o, si están presentes en densidades lo suficientemente altas, pueden incluso arder explosivamente. De acuerdo con Page et al. (2020) existen dos criterios para saber si estos elementos ligeros presentes en la envoltura pueden sobrevivir o no.

El primero es el criterio de explosión y está dado por

$$\frac{d\epsilon_{\text{nucl}}}{dT} > \left| \frac{d\epsilon_{\text{cool}}}{dT} \right| \quad (4.44)$$

donde ϵ_{nucl} es la tasa de generación de energía termonuclear y ϵ_{cool} es la tasa de enfriamiento. La ecuación 4.44 es un criterio simple para determinar la profundidad a la cual el quemado se vuelve inestable. Si este criterio se satisface, ocurrirá una fuga termonuclear que resultará en un estallido de rayos-X y los elementos ligeros darán lugar a núcleos en el pico de hierro (el cuál se presenta en la figura 4.2). En el caso de las capas más externas, que tienen densidades columnares por debajo de $y \sim 10^6$ g cm $^{-2}$ y que corresponden a densidades menores que 10^4 g cm $^{-3}$, estas permanecen lo suficientemente frías para que el hidrógeno y el helio sobrevivan.

El segundo criterio es

$$\tau_{\text{nuc}} \equiv \frac{n_{\text{nuc}}}{r_{\text{nuc}}} > \text{Age} \quad (4.45)$$

Este nos dice que para que los elementos ligeros sobrevivan se requiere que la escala de tiempo del quemado de un núcleo dado, τ_{nuc} , debe ser más grande que la edad actual de la estrella. En la expresión 4.45, r_{nuc} corresponde a la tasa de quemado y n_{nuc} es la densidad numérica del núcleo. Recordemos de la sección anterior, *Reacciones Nucleares*, que el quemado del helio resulta en C/O, y luego el quemado de C/O produce una mezcla de elementos con número másico $A \sim 24 - 32$, el cual, en términos de la estructura de la envoltente se consideran como elementos pesados.

Finalmente, en la figura 4.7 se muestran el resultado de evaluar estos dos criterios durante la evolución de EN 1987A. Nos proponemos en esta tesis modelar el quemado de He, C, y O en EN 1987A usando el código que nos permite seguir con todo detalle la evolución de la materia acretaada hasta su posible explosión. Este tipo de estudio es mucho mas preciso y fino que las simples estimaciones de las ecuaciones (4.44) y (4.45).

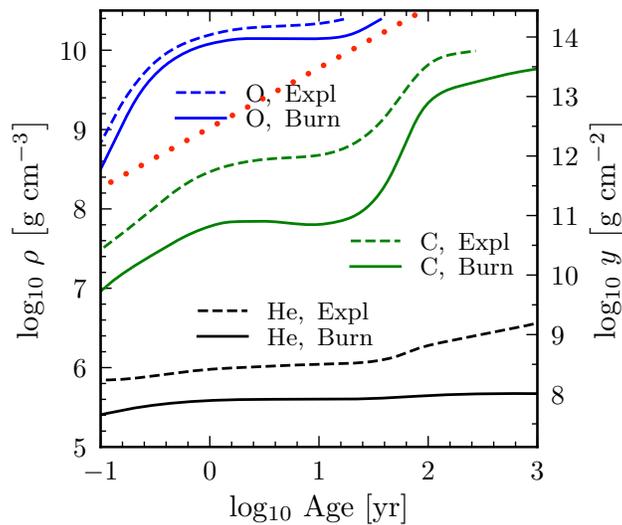


Figura 4.7: Densidad de supervivencia de los elementos ligeros. vs tiempo de deposición. La evolución en densidad de esta líneas críticas directamente refleja la evolución de la temperature interna de la estrella, como descrita al final del capítulo anterior. Las líneas “Burn” siguen el criterio de la ecuación (4.45) y las líneas “Expl” el de la ecuación (4.44). La línea roja puntada muestra la profundidad alcanzada por la materia acretaada bajo la tasa de Eddington, que es de $\sim 10^5 \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Figura tomada del artículo Page et-al. (2020)

Capítulo 5

MESA

El código de dominio público MESA (por sus siglas en inglés: “Modules for Experiments in Stellar Astrophysics”) fue desarrollado por Bill Paxton y por muchos astrofísicos teóricos y computacionales como Warrick Ball, Evan Bauer, Earl Bellinger, Lars Bildsten, Matteo Cantiello, Aaron Dotter, Robert Farmer, Eoin Farrell, Meridith Joyce, Pablo Marchant, Radek Smolec, Anne Thoul, Frank Timmes, Rich Townsend y Bill Wolf, por mencionar algunos, en un periodo de alrededor de 10 años. MESA nos permite estudiar la evolución estelar y las propiedades internas y globales de las estrellas. A partir de estos cálculos se puede implementar aún más la investigación en áreas como la astrosismología, la astrofísica nuclear, las poblaciones estelares, la evolución química y la síntesis de poblaciones, la astrobiología, las estrellas binarias, las estrellas variables, las supernovas, las novas, los objetos compactos, los eventos de interrupción de las mareas, la hidrodinámica estelar y actividad estelar. Para el estudio de estos campos también se requiere llevar a cabo la exploración de las dependencias estelares de la masa, la metalicidad y la edad. Se sabe que algunos aspectos importantes de las estrellas son verdaderamente tridimensionales, como la convección, la rotación y el magnetismo. Sin embargo, el enfoque del código MESA nos ofrece una evolución estelar unidimensional y cálculos unidimensionales precisos. El lenguaje de programación en el que se ha escrito MESA es Fortran, pero es importante hacer énfasis en que está escrito utilizando funciones avanzadas del Fortran moderno que lo hacen muy diferente de los códigos Fortran 77.

En Junio de 2019 el Prof. Andrew Cumming y Bill Wolf impartieron un tutorial en el workshop *Bursting the Bubble*, organizado en el Centro Lorentz de la Universidad de Leiden. Desarrollaron también un tutorial en línea [tutorial en línea](#) en el cual se pueden aprender los principios básicos de MESA, así como su funcionamiento y manejo. El código y mas tutoriales se encuentran en el [sitio oficial de MESA](#). Gracias al apoyo del programa PAEP de la UNAM pude realizar una estancia de un semestre en la Universidad McGill en Montreal y trabajar personalmente con el Pr. A. Cumming así como llevar un curso con el sobre MESA.

5.1. Estructura del Directorio de Trabajo

Dado que MESA es un código modular, diferentes partes del código manejan diferentes tareas necesarias para modelar estrellas. Así, el directorio de trabajo se compone por los siguientes módulos archivos y directorios.

5.1.1. `inlist`

Este es el primer archivo `inlist` que MESA lee cuando se inicia. El archivo `inlist` se usa a menudo para indicar a MESA que lea uno o más archivos `inlist`.

Hay cinco secciones (técnicamente fortran "namelists") en los archivos `star.inlist`:

- `star_job` - opciones para el programa que evoluciona la estrella
- `eos` - opciones para el módulo `eos` de MESA
- `kap` - opciones para el módulo `kap` de MESA
- `controles` - opciones para el módulo `star` de MESA
- `pgstar` - opciones para el gráfico en pantalla

Este archivo da instrucciones sobre cómo modelar la estrella, incluidos modelos para cargar, controles de intervalos de tiempo, opciones de microfísica y gráficos en pantalla. A menudo, este llama a otros archivos `inlist` (como el `inlist_project` o el `inlist_pgstar` en general, pero también otros `inlist` más específicos dependiendo del fenómeno físico que se esté estudiando) para separar diferentes funcionalidades.

5.1.2. `inlist_project`

La funcionalidad de este archivo es controlar todos los aspectos físicos del modelo como lo son la luminosidad, tasa de acreción, masa, edad, temperatura, entre otros, como se muestra en la figura 5.1.

5.1.3. `inlist_pgstar`

Este archivo controla los gráficos en pantalla.

PGstar

PGstar se basa en PGPLOT para crear gráficos usando XWindows para gráficos en pantalla y PNG para fotogramas de películas para animar esas gráficas. PGSTAR tiene una enorme cantidad de funciones y controles.

En la figura 5.2 se muestra un ejemplo del archivo y cómo podemos seleccionar y cambiar distintos parámetros en la sección "controls" como: cambiar el ancho, la relación de aspecto, los márgenes, la escala del texto, el título y los límites de los ejes de cualquier gráfico editando el archivo `pgstar_controls.inlist`. El archivo se vuelve a leer en cada paso de tiempo, por lo que puede realizar cambios mientras se ejecuta la evolución. Para los gráficos especificados por el usuario, también puede cambiar cualquiera de las especificaciones sobre la marcha, incluido lo que se traza para los ejes y la cantidad de paneles o el diseño de la cuadrícula.

5.2. Comandos de MESA

Comando: `mk`

Este es un Script ejecutable que vuelve a compilar la copia local de `star`. Sólo se necesita ejecutar esto si se realizan cambios en los archivos en el directorio `src` o si se actualiza MESA.

Comando: `rn`

Ejecutable que, luego de la compilación con `mk`, inicia la simulación definida por `inlist` y cualquier código personalizado en `src/run_star_extras.f`.

Comando: re

Ejecutable que reinicia una ejecución interrumpida o completada desde una foto anterior. Toma un argumento, que es un archivo de fotos que se encuentra en el directorio de fotos.

Comando: clean

Ejecutable que restablece el proceso de compilación realizado por `mk`. Por lo general, solo se necesita si está ejecutando una simulación compilada previamente por una versión diferente del SDK (Software Development Kit) o de una versión anterior de MESA.

Comando: star

El ejecutable real que evoluciona el modelo estelar. Por lo general, esto está envuelto por `rn` y `re`. Casi nunca es necesario llamarlo directamente, sin embargo hay algunos casos particulares en los que se debe hacer, por ejemplo cuando se trabaja con un `inlist` particular de un modelo y no con el convencional `inlist` o `inlist_project`.

5.2.1. LOGS

Es el directorio que contiene todos los datos de una ejecución en los archivos `history` y `profile`. Estos se almacenan en texto sin formato. El nombre de este directorio, la frecuencia con la que se registran los datos y qué datos se registran se pueden personalizar en los `inlist` y otros archivos.

5.2.2. photos

Este directorio contiene imágenes instantáneas de la simulación almacenadas en binario. Estos se utilizan para reiniciar la simulación, pero no son para el almacenamiento a largo plazo del modelo.

5.2.3. make

Directorio que contiene el `makefile` y los subproductos del proceso de compilación.

Cada módulo de MESA tiene su propio directorio con la misma estructura general, incluido un conjunto estándar de subdirectorios y scripts. Los subdirectorios estándar para cada módulo son `make`, `private`, `public` y `test`. El directorio de prueba tiene directorios `make` y `src` para el programa que prueba el módulo cuando se crea. El directorio `make` tiene el `makefile` para la biblioteca y contendrá los archivos de objeto y los archivos `.mod` creados por el compilador.

5.2.4. src

Directorio en el que se encuentra el código fuente del ejecutable creado por `mk`. La mayoría solo se lee desde el `MESA_DIR` principal, pero uno puede agregar su propio código al archivo `run_star_extras.f`.

5.3. Output

El output de una simulación MESA se almacena en el directorio LOGS. Hay dos tipos principales de outputs: histories y profiles. Cada simulación tiene un archivo `history`, normalmente llamado `history.data`, que registra cómo las cantidades escalares relacionadas con el modelo, como la edad y la luminosidad, cambian a lo largo del tiempo. Puede haber muchos perfiles guardados, y cada archivo muestra las cantidades instantáneas que varían a lo largo de toda la estrella, como la densidad y la temperatura. Hay otro archivo, llamado `profiles.index`. Este archivo relaciona los nombres de los perfiles con su número de modelo correspondiente (paso de tiempo) en el archivo `history`.

Muchos otros detalles de la salida (output) se pueden personalizar en el `inlist`, por ejemplo con qué frecuencia se escriben los profiles en el disco, cuántos se permiten antes de que comiencen a sobrescribirse, con qué frecuencia se registra una línea en el archivo `history`, cómo se nombran los archivos, etc.

Los tipos exactos de datos que se registran en los archivos `history` y `profiles` son controlados por otros dos archivos llamados `history_columns.list` y `profile_columns.list`, los cuáles pueden encontrarse en el directorio de trabajo o en su defecto, le pueden leer desde su locación por default `$MESA_DIR/star/defaults`.

5.3.1. LOGS directory

A continuación se muestran los archivos que se pueden encontrar en el directorio LOGS. Es importante resaltar que podemos cambiar el nombre LOGS por algún otro en el archivo `inlist` y en automático este se guardará como un nuevo directorio LOGS sin cambiar el anterior.

Archivo: `history.data`

El historial de la ejecución se guarda, una línea por modelo registrado, en el archivo `history.data`. La primera línea de `history.data` tiene números de columna, la segunda línea tiene nombres de columna y las siguientes líneas tienen los valores correspondientes (figura 5.3). En caso de reinicio, las líneas no se eliminan de `history.data`; en su lugar, los nuevos valores simplemente se agregan al final del archivo. Como resultado, no se garantiza que los números de modelo aumenten de forma monótona en el registro. El código que usa el historial debe soportar la carga de eliminar las líneas que se han vuelto obsoletas. Esto se puede hacer más fácilmente almacenando los datos en matrices a medida que se leen utilizando el `numero_modelo` como índice de la matriz. De esa manera, descartará automáticamente los valores obsoletos sobrescribiéndolos con los más nuevos que aparecen más adelante en el archivo `history`.

Archivo: `profilexx.data`

Este archivo lo encontramos con el nombre `profilexx.data` donde las `xx` indican el número de perfil. Por ejemplo, si el número de perfil es 7, los datos del perfil se encontrarán en el archivo llamado `profile7.data`. Los perfiles contienen información detallada sobre un conjunto seleccionado de modelos, un modelo por archivo.

Cada perfil incluye un conjunto de propiedades globales de la estrella, como su edad, y un gran conjunto de propiedades para cada punto en el modelo de la estrella dado una línea por punto. Esto se ejemplifica en la figura 5.4. En cada caso, las líneas de datos están precedidas por una línea con números de columna y una línea con nombres de columna.

Este archivo de datos contiene una línea para cada celda/zona en el modelo estelar en un período de tiempo particular. Las columnas de datos están determinadas por las líneas no comentadas en `profile_columns.list`.

Archivo: `profiles.index`

MESA no almacena perfiles para cada paso (eso ocuparía demasiado espacio). Esta lista le indica cómo traducir entre los números en los nombres de archivo `profile` y los números de modelo de MESA. Por defecto, MESA almacenará un perfil al final de la ejecución.

Para cada perfil, hay una línea en `profiles.index` que proporciona el número de modelo, su prioridad y su número de perfil. El nivel de prioridad 2 es para modelos guardados debido a algún evento especial en la evolución, como el inicio de la quema de helio por ejemplo. El nivel de prioridad 1 es para modelos guardados porque la cantidad de modelos desde el perfil más reciente ha alcanzado la configuración actual del parámetro `profile_interval`. Es decir, contiene columnas que proporcionan los números de modelo y las prioridades (una prioridad más alta significa que es menos probable que se sobrescriba) para cada perfil. Esto le permite asignar números de perfil (las `xx` en el archivo `profilexx.data`), que pueden no ser monótonos en el tiempo,

con números de modelo y, por lo tanto, es la clave para relacionar perfiles con líneas en el archivo history.

Archivo: `history_columns.list`

Este archivo controla qué cantidades se pueden trazar en los gráficos en pantalla correspondientes al archivo history. Nos da una lista de cantidades que se pueden generar en `history.data`. Si no se tiene este archivo, se leerá la versión predeterminada en `$MESA_DIR/star/defaults`. Si queremos deshabilitar alguna línea, esta debe comentarse, por el contrario, si se requiere el output de alguna cantidad, simplemente “des comentamos” esa línea. Ahora bien, si se requiere el informe de una cantidad que no se encuentra por default en este archivo, podemos agregarlo en `run_star_extras.f`.

Archivo: `profile_columns.list`

Análogo al `history_columns.list`, este archivo consiste en una lista de cantidades que se pueden generar en los archivos profile. Si no se tiene este archivo, se leerá la versión predeterminada en `$MESA_DIR/star/defaults`. Se puede quitar el comentario de las líneas para habilitar el output de cantidades o comentarlos para deshabilitarlos.

5.4. Manejo del archivo inlist

5.4.1. inlist

El archivo `inlist` se compone de tres `namelist`, los cuales son series de pares de nombre-valor. Estos se separan en la parte superior por `&namelist` y se concluye por una línea con una sola diagonal /. En `MESA star`, hay tres tipos de listas de nombres: `&star_job`, `&Controls`, `&pgstar`, como se muestra la figura 5.5.

Cada `namelist` sólo tiene dos controles establecidos. El primero le dice al `namelist` que lea los valores de otro archivo, que también debe configurarse de esta manera. El segundo le dice el nombre del archivo a leer.

Cada definición en un `namelist` tiene la forma

```
name = value ! comment
```

Los valores se especifican utilizando la sintaxis normal de Fortran. Las líneas en blanco y las líneas de comentarios se pueden incluir libremente en la lista. Los espacios en blanco al comienzo de una línea que contiene un par de nombre y valor también están bien, por lo que se deben indentar las líneas de código para que sean más legibles.

Todos los controles reciben valores predeterminados razonables en la inicialización, por lo que sólo se necesita configurar los que realmente se requieren cambiar.

`star_job`

Contiene controles para el programa que evoluciona la estrella. Por ejemplo, si el programa debe o no cargar un modelo o guardar uno. También le dice al programa dónde encontrar tablas de opacidad y EoS (Equation of State), qué red nuclear usar y otras opciones fundamentales que se ocupan de los módulos fuera de `star`.

Controls

Establece parámetros relevantes para el módulo `star`. Estas son instrucciones más específicas sobre cómo debe proceder el modelo. Aquí se configuran la masa inicial, las suposiciones sobre cómo debería funcionar la convección, con qué frecuencia deberían generarse los perfiles y cuándo debería detenerse el programa.

pgstar

Controla los gráficos en pantalla durante la ejecución del programa, incluido guardarlos como archivos png.

5.5. Correr y Compilar MESA

Para compilar el código correspondiente al directorio de trabajo, lo primero que se hace es ejecutar el comando `./mk`. Hecho esto, y si la terminal no arroja ningún error, se procede a iniciar la simulación con `./rn`.

Pronto, la salida de la terminal debería indicar que se están calculando los modelos. Hay que tener en cuenta que la terminal debe ser lo suficientemente ancha para que quepan los datos de cada paso sin sobreponerse. La terminal debe tener al menos 146 columnas de ancho para una visualización adecuada, como se muestra en la figura 5.6

En la figura 5.7 se puede observar que cada fragmento de tres líneas proporciona un resumen de los datos para cada paso de tiempo. Los encabezados se imprimen cada pocos intervalos de tiempo e indican el significado de cada valor.

Y gracias a PGstar, se puede mirar el siguiente gráfico en la figura 5.8:

5.6. MESA en Python

Aunque en MESA se usa `pgstar` por default para observar la evolución de los modelos estelares en tiempo real y para hacer videos rápidamente, los gráficos más complicados y de mayor calidad requieren un procesamiento posterior en otro entorno, por ejemplo Python. Así, actualmente MESA cuenta con un módulo llamado `mesa_reader`, el cual, sólo requiere la paquetería `numpy` y se puede usar en scripts de python y sesiones interactivas.

5.6.1. `py_mesa_reader`

`mesa_reader` es un módulo que consta de tres clases que se pueden usar para leer el contenido de un directorio LOGS típico. Estas tres clases se denominan `MesaData`, que corresponde a datos en perfiles o archivos `history`, `MesaProfileIndex`, que corresponde a datos que se encuentran en `profiles.index`, y `MesaLogDir`, que vincula los datos en los perfiles, el índice de perfil y el archivo `history`.

MesaData

`MesaData` es una clase que codifica los datos en un solo archivo `history` o `profile`. Se crea una instancia al proporcionar una ruta al archivo al que se accederá o indirectamente a través de `MesaLogDir`. Siempre que sea posible, se puede acceder directamente a las columnas del encabezado o cuerpo de estos archivos como atributos y siempre a través de los métodos de datos o de encabezado.

La estructura que contiene los datos de un archivo de salida de MESA es la siguiente:

```
class mesa_reader.MesaData(file_name = './LOGS/history.data', file_type = None)
```

MesaLogDir

`MesaLogDir` es una clase que contiene información sobre el directorio LOGS en su conjunto. Además de dar un fácil acceso a `history.data`, se puede encontrar fácilmente perfiles por número de perfil, número de modelo o seleccionando de acuerdo con un criterio de historial más flexible.

La estructura que proporciona acceso tanto al archivo de salida `history` y `profile` de MESA es:

```
class mesa_reader.MesaLogDir(log_path = 'LOGS', profile_prefix = 'profile', profile_suffix = 'data', history_file = 'history.data', index_file = 'profiles.index', memoize_profiles = True)
```

Esto nos permite acceder al `history.data` y al `profile.data` de una ejecución de MESA al vincular los perfiles al historial a través de números de modelo.

MesaProfileIndex

`MesaProfileIndex` es una clase que brinda acceso a la relación entre los perfiles y los números de modelo que normalmente se almacenan en `profiles.index`.

En este caso, la estructura que contiene datos del perfil índice de la salida de MESA es

```
class mesa_reader.MesaProfileIndex(file_name = './LOGS/profiles.index')
```

Esto lee datos del archivo de índice de perfil de MESA, lo que permite una asignación del número de perfil al número de modelo y viceversa. Se accede principalmente a través de la clase `MesaLogDir`.

En las figuras 5.9 y 5.10 se muestra un ejemplo de cómo se puede trabajar con archivos de datos de MESA, como `history.data` y `profile.data`, usando Python y `MESA Reader`:

Lo primero que se hace es importar la paquetería `MESA Reader`, posteriormente se debe crear un objeto de datos de MESA tomados del archivo `history.data` o `profile.data`. En el primer ejemplo se extraen los datos correspondientes a la edad de la estrella, mientras que en segundo los valores del logaritmo de la temperatura. Es importante enfatizar que se deben mandar a llamar estos datos exactamente con el mismo nombre con el que aparecen en las columnas en los archivos de datos.

5.7. MESA Extendido

MESA cuenta con un archivo `run_star_extras.f90` que nos deja proporcionar un código propio para que se ejecute durante un cálculo. Esto permite hacer cosas que no puede hacer sólo con los `inlists`, como cambiar parámetros en cada paso usando rutinas simples, anular muchas de las rutinas físicas predeterminadas o bien se pueden establecer condiciones para detener una ejecución.

5.7.1. run_star_extras.f90

Como se mencionó anteriormente, MESA está escrito en Fortran y específicamente el archivo `run_star_extras.f90` usa esta misma sintaxis.

En ese documento se puede encontrar el módulo `star_info` y su estructura contiene toda la información sobre la estrella que está evolucionando. Por convención, el nombre de variable `s` se usa en `run_star_extras.f90` para hacer referencia a esta estructura. En Fortran, el operador de porcentaje (%) se utiliza para acceder a los componentes de la estructura. Contiene además el propio modelo estelar (es decir, información del perfil termodinámico, perfil de composición, etc.). Estos componentes se enumeran en el archivo `$MESA_DIR/star/public/star_data.inc`. Además, `star_info` contiene los valores de los parámetros que

establece en su lista de controles es decir, `initial_mass`, `xa_central_lower_limit`, entre otros.

En cuanto a las constantes físicas en este tipo de archivos, MESA define sus constantes en `$MESA_DIR/const/public/const`. MESA utiliza unidades cgs a menos que se indique lo contrario. Las unidades no cgs más comunes son las unidades solares. Dado que el módulo `run_star_extras` incluye la línea `const_def`, ya se puede acceder a estas definiciones. Para trabajar con estos archivos, lo mejor es hacer uso de las constantes integradas pues nos permite asegurarnos de que se están usando exactamente las mismas definiciones que MESA.

```

inlist_project
! inlist to evolve a 15 solar mass star
! For the sake of future readers of this file (yourself included),
! ONLY include the controls you are actually using. DO NOT include
! all of the other controls that simply have their default values.

&star_job
! see star/defaults/star_job.defaults

! begin with a pre-main sequence model
create_pre_main_sequence_model = .true.

! save a model at the end of the run
save_model_when_terminate = .false.
save_model_filename = '15M_at_TAMS.mod'

! display on-screen plots
pgstar_flag = .true.

/ ! end of star_job namelist

&eos
! eos options
! see eos/defaults/eos.defaults

/ ! end of eos namelist

&kap
! kap options
! see kap/defaults/kap.defaults
use_Type2_opacities = .true.
Zbase = 0.02

/ ! end of kap namelist

&controls
! see star/defaults/controls.defaults

! starting specifications
initial_mass = 10 ! in Msun units
initial_z = 0.02

! when to stop

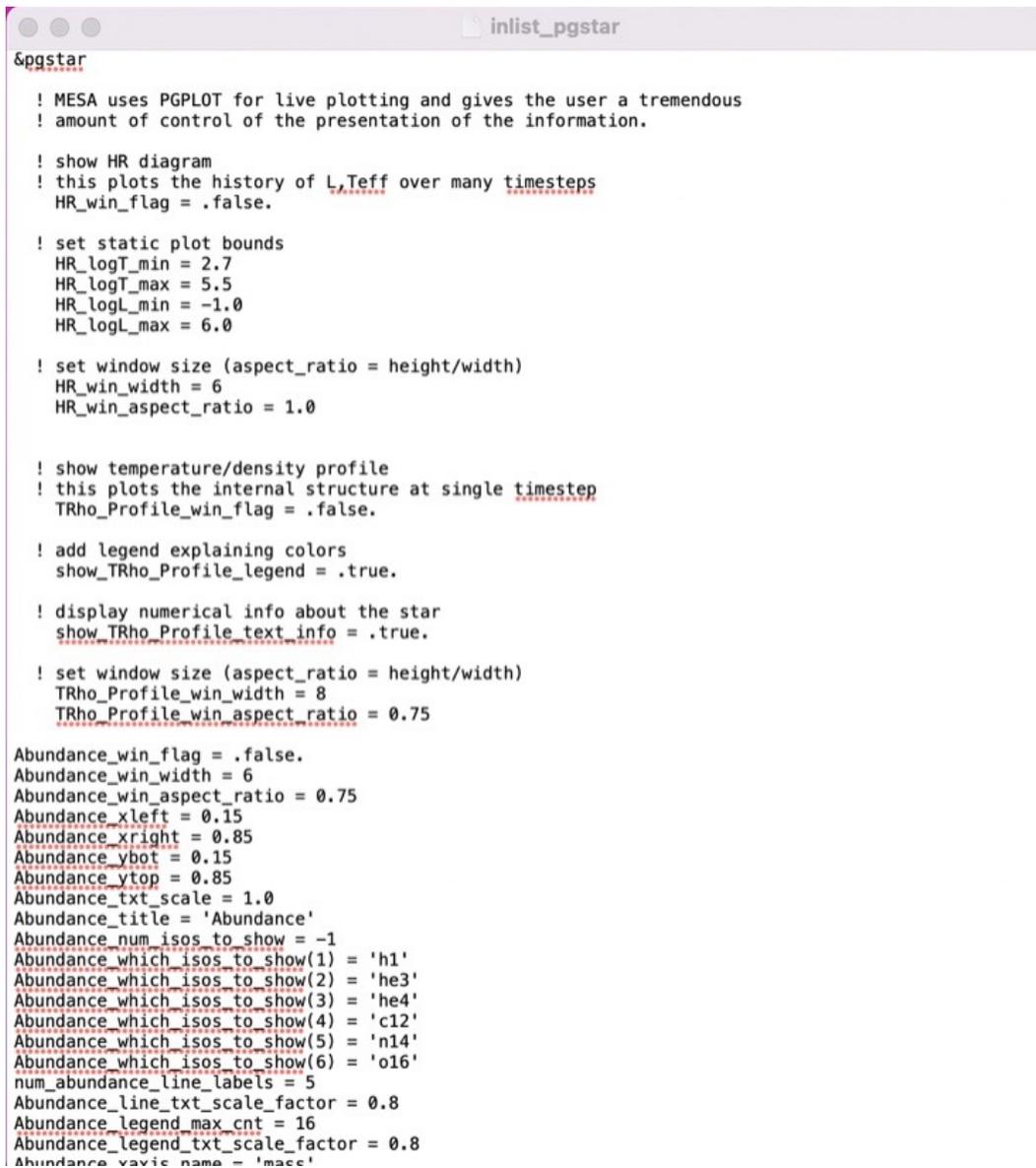
! stop at a given age
max_age = 4.5d9

! stop when the star nears ZAMS (Lnuc/L > 0.99)
Lnuc div L zams limit = 0.99d0
stop_near_zams = .false.

! stop when the center mass fraction of h1 drops below this limit
xa_central_lower_limit_species(1) = 'h1'
xa_central_lower_limit(1) = 0.35

```

Figura 5.1: Archivo inlist_project. Este corresponde a uno de los ejemplos que MESA ya incluye por default: evolve



```

inlist_pgstar
&pgstar
! MESA uses PGPLOT for live plotting and gives the user a tremendous
! amount of control of the presentation of the information.

! show HR diagram
! this plots the history of L_Teff over many timesteps
HR_win_flag = .false.

! set static plot bounds
HR_logT_min = 2.7
HR_logT_max = 5.5
HR_logL_min = -1.0
HR_logL_max = 6.0

! set window size (aspect_ratio = height/width)
HR_win_width = 6
HR_win_aspect_ratio = 1.0

! show temperature/density profile
! this plots the internal structure at single timestep
TRho_Profile_win_flag = .false.

! add legend explaining colors
show_TRho_Profile_legend = .true.

! display numerical info about the star
show_TRho_Profile_text_info = .true.

! set window size (aspect_ratio = height/width)
TRho_Profile_win_width = 8
TRho_Profile_win_aspect_ratio = 0.75

Abundance_win_flag = .false.
Abundance_win_width = 6
Abundance_win_aspect_ratio = 0.75
Abundance_xleft = 0.15
Abundance_xright = 0.85
Abundance_ybot = 0.15
Abundance_ytop = 0.85
Abundance_txt_scale = 1.0
Abundance_title = 'Abundance'
Abundance_num_isos_to_show = -1
Abundance_which_isos_to_show(1) = 'h1'
Abundance_which_isos_to_show(2) = 'he3'
Abundance_which_isos_to_show(3) = 'he4'
Abundance_which_isos_to_show(4) = 'c12'
Abundance_which_isos_to_show(5) = 'n14'
Abundance_which_isos_to_show(6) = 'o16'
num_abundance_line_labels = 5
Abundance_line_txt_scale_factor = 0.8
Abundance_legend_max_cnt = 16
Abundance_legend_txt_scale_factor = 0.8
Abundance_vaxis_name = 'mass'

```

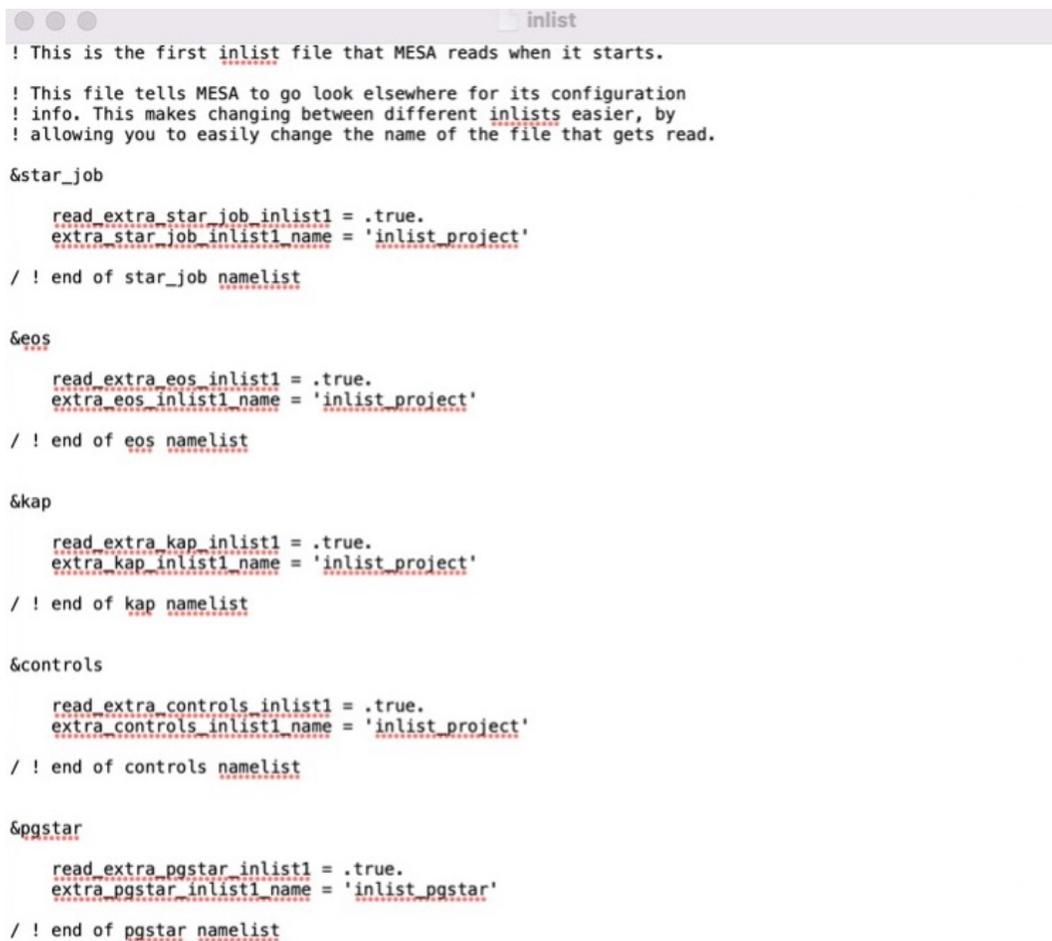
Figura 5.2: Se muestran algunos de los controles que se pueden manejar desde el archivo `inlist_pgstar`

1	2	3	4	5	6
	build	MESA_SDK_version	math_backend	date	
	"12.1.0"	"aarch64-macos-22.8.1"	"CRMATH"	"20220916"	
	star_age	log_dt	star_mass	log_xmstar	
7	.000000000000000001E-005	-4.99999999999999991E+000	1.00000000000000000E+001	3.4298505910360667E+001	
8	.441600000000000014E-005	-4.6832750158095005E+000	1.00000000000000000E+001	3.4298505910360667E+001	
9	.5958682111999997E-004	-4.2873687855713758E+000	1.00000000000000000E+001	3.4298505910360667E+001	
10	.2035107872931814E-004	-3.891462555332525E+000	1.00000000000000000E+001	3.4298505910360667E+001	
11	.866879962237366E-003	-3.4955563250951283E+000	1.00000000000000000E+001	3.4298505910360667E+001	
12	.7198108322034473E-003	-3.0996500948570040E+000	1.00000000000000000E+001	3.4298505910360667E+001	
13	.1818815689988481E-002	-2.7037438646188803E+000	1.00000000000000000E+001	3.4298505910360667E+001	
14	.9483411457712130E-002	-2.3078376343807561E+000	1.00000000000000000E+001	3.4298505910360667E+001	
15	.3438578398454232E-002	-1.9119314041426323E+000	1.00000000000000000E+001	3.4298505910360667E+001	
16	.8281309940044158E-001	-1.5160251739045081E+000	1.00000000000000000E+001	3.4298505910360667E+001	
17	.5497190750010669E-001	-1.1201189436663841E+000	1.00000000000000000E+001	3.4298505910360667E+001	
18	.1321901128706655E+000	-7.2421271342826010E-001	1.00000000000000000E+001	3.4298505910360667E+001	
19	.817325717658335E+000	-3.2830648319013606E-001	1.00000000000000000E+001	3.4298505910360667E+001	
20	.0104823457635828E+000	6.7599747047987935E-002	1.00000000000000000E+001	3.4298505910360667E+001	
21	.7444397846610435E+001	4.6350597728611193E-001	1.00000000000000000E+001	3.4298505910360667E+001	
22	.3407318465677669E+001	8.5941220752423608E-001	1.00000000000000000E+001	3.4298505910360667E+001	
23	.0801137310051504E+002	1.2553184377623601E+000	1.00000000000000000E+001	3.4298505910360667E+001	
24	.6876693432947360E+002	1.6512246680004841E+000	1.00000000000000000E+001	3.4298505910360667E+001	
25	.6877821244671566E+002	2.0471308982386081E+000	1.00000000000000000E+001	3.4298505910360667E+001	
26	.6641342760114112E+003	2.4430371284767323E+000	1.00000000000000000E+001	3.4298505910360667E+001	
27	.3946878607027638E+003	2.5704824172187548E+000	1.00000000000000000E+001	3.4298505910360667E+001	
28	.9710052317357095E+003	2.7946865430031269E+000	1.00000000000000000E+001	3.4298505910360667E+001	
29	.2608405911905265E+003	2.8509228196513732E+000	1.00000000000000000E+001	3.4298505910360667E+001	
30	.3459860771429863E+004	2.9157738929608663E+000	1.00000000000000000E+001	3.4298505910360667E+001	

Figura 5.3: Algunas de las cantidades físicas que se pueden encontrar en el archivo history.data

1	2	3	4	5
	num_zones	initial_mass	initial_z	star_age
	674	1.00000000000000000E+001	2.0000000000000000E-002	4.7163660763025611E+004
	mass	logR	logT	logRho
7	1.00000000000000000E+001	1.3784184529325130E+000	3.9274124212508132E+000	-9.7433682127474928E+000
8	9.99999999999999999E+000	1.3784176251267557E+000	3.9275869224738811E+000	-9.7423947133327271E+000
9	9.99999999999999999E+000	1.3784158410399794E+000	3.9278266129087527E+000	-9.7410763149784128E+000
10	9.99999999999999999E+000	1.3784140623391012E+000	3.9282373272518396E+000	-9.7388559740700606E+000
11	9.99999999999999999E+000	1.3784097943177436E+000	3.9288246799320476E+000	-9.7357880139055890E+000
12	9.99999999999999999E+000	1.378405562159554E+000	3.9296647503371327E+000	-9.7315738941456930E+000
13	9.99999999999999999E+000	1.3783978781516646E+000	3.9307740205554715E+000	-9.726361710408627E+000
14	9.99999999999999999E+000	1.3783902912709143E+000	3.9324791464655182E+000	-9.7189513453018446E+000
15	9.99999999999999999E+000	1.3783752736034542E+000	3.9348561028478124E+000	-9.7099773992726544E+000
16	9.99999999999999999E+000	1.3783605615554952E+000	3.9384857749657369E+000	-9.6984318113274188E+000
17	9.99999999999999999E+000	1.3783328540723949E+000	3.9436698040457045E+000	-9.6864868202616634E+000
18	9.99999999999999999E+000	1.3783058931908376E+000	3.9402130136569159E+000	-9.6778682173369397E+000
19	9.99999999999999999E+000	1.3782798193701815E+000	3.9550957359025416E+000	-9.6721673127191625E+000
20	9.99999999999999999E+000	1.3782540809736341E+000	3.9613223606106480E+000	-9.6688644267118935E+000
21	9.99999999999999999E+000	1.3782285330545951E+000	3.9678375286245759E+000	-9.6673824378737212E+000
22	9.99999999999999999E+000	1.3782030676803949E+000	3.9778851705601492E+000	-9.6668087611567817E+000
23	9.99999999999999999E+000	1.3781521907509036E+000	3.9916319145066299E+000	-9.6668651117342428E+000
24	9.99999999999999999E+000	1.3781012893293709E+000	4.0017188813395936E+000	-9.665318562221809E+000
25	9.99999999999999999E+000	1.3780759224075432E+000	4.0082164800374418E+000	-9.6632130454710321E+000
26	9.99999999999999999E+000	1.3780506737566929E+000	4.0144537675783765E+000	-9.6602025074684655E+000
27	9.99999999999999999E+000	1.3780255951658706E+000	4.0204030787252290E+000	-9.6563793792172827E+000
28	9.99999999999999999E+000	1.3780007320866430E+000	4.0260539836989828E+000	-9.6518643439569090E+000
29	9.99999999999999999E+000	1.3779761219464068E+000	4.0314084505655163E+000	-9.6467855501896622E+000

Figura 5.4: Archivo profile.data. En este ejemplo se observan algunas columnas correspondientes a cantidades físicas como la masa mass, el logaritmos del radio logR, logaritmo de la temperatura logT, logaritmo de la densidad logRho, entre otras.



```

! This is the first inlist file that MESA reads when it starts.

! This file tells MESA to go look elsewhere for its configuration
! info. This makes changing between different inlists easier, by
! allowing you to easily change the name of the file that gets read.

&star_job
  read_extra_star_job_inlist1 = .true.
  extra_star_job_inlist1_name = 'inlist_project'
/ ! end of star_job namelist

&eos
  read_extra_eos_inlist1 = .true.
  extra_eos_inlist1_name = 'inlist_project'
/ ! end of eos namelist

&kap
  read_extra_kap_inlist1 = .true.
  extra_kap_inlist1_name = 'inlist_project'
/ ! end of kap namelist

&controls
  read_extra_controls_inlist1 = .true.
  extra_controls_inlist1_name = 'inlist_project'
/ ! end of controls namelist

&pgstar
  read_extra_pgstar_inlist1 = .true.
  extra_pgstar_inlist1_name = 'inlist_pgstar'
/ ! end of pgstar namelist

```

Figura 5.5: Algunos de los `namelist` incluidos en el `inlist` principal. Aquí, `&eos` corresponde a las ecuaciones de estado, mientras que `&kap` corresponde a la opacidad.

```

Last login: Mon Feb 20 14:28:37 on ttys002
(base) natalia@Natalias-MacBook-Air ~ % cd MESA
(base) natalia@Natalias-MacBook-Air MESA % cd evolve
(base) natalia@Natalias-MacBook-Air evolve % ./mk
gfortran -fopenmp -o ../star run_star_extras.o run_star.o run.o -L/Applications/mesa-r22.05.1/lib -lstar -lgyre -latm -lcolors -ltur
-lstar_data -lnet -leos -lkap -lrates -lneu -lchem -linterp_2d -linterp_1d -lnum -lauto_diff -lhdf5io -lmtx -lconst -lmath -lutils `mes
dk_crmath_link` `mesasdk_lapack95_link` `mesasdk_lapack_link` `mesasdk_blas_link` `mesasdk_hdf5_link` `mesasdk_pgplot_link` -lz
(base) natalia@Natalias-MacBook-Air evolve % ./rn
DATE: 2023-02-25
TIME: 11:15:15
reading user weak rate file /Applications/mesa-r22.05.1/data/rates_data/rate_tables/S13_r_be7_wk_li7.h5
version_number r22.05.1
read inlist_project

The terminal output contains the following information

'step' is the number of steps since the start of the run,
'lg_dt' is log10 timestep in years,
'age_yr' is the simulated years since the start run,
'lg_Tcntr' is log10 center temperature (K),
'lg_Dcntr' is log10 center density (g/cm^3),
'lg_Tmax' is log10 max temperature (K),

```

Figura 5.6: Comandos en la terminal para ejecutar MESA

step	lg_Tmax	Teff	lg_LH	lg_Lnuc	Mass	H_rich	H_cntr	N_cntr	Y_surf	eta_cntr	zones	retry
lg_dt_yrs	lg_Tcntr	lg_R	lg_L3a	lg_Lneu	lg_Mdot	He_core	He_cntr	O_cntr	Z_surf	gam_cntr	iters	
age_yrs	lg_Dcntr	lg_L	lg_LZ	lg_Lphoto	lg_Dsurf	CO_core	C_cntr	Ne_cntr	Z_cntr	v_div_cs	dt_limit	
10	5.477793	3648.190	-21.696280	-21.696280	10.000000	10.000000	0.700000	0.001010	0.280000	-12.326308	449	1
-5.0000E+00	5.477793	2.382073	-99.000000	-23.094148	-99.000000	0.000000	0.280000	0.009381	0.020000	0.017116	3	
9.5000E-05	-5.157368	3.967149	-99.000000	-99.000000	-8.395351	0.000000	0.003447	0.002085	0.020000	0.000E+00		max_dt
11	5.477748	3658.745	-21.696286	-21.696286	10.000000	10.000000	0.700000	0.001010	0.280000	-12.326020	463	1
-5.0000E+00	5.477748	2.382105	-99.000000	-23.094154	-99.000000	0.000000	0.280000	0.009381	0.020000	0.017119	3	
1.0500E-04	-5.157311	3.972232	-99.000000	-99.000000	-8.402850	0.000000	0.003447	0.002085	0.020000	0.000E+00		max_dt
12	5.477710	3668.372	-21.696292	-21.696292	10.000000	10.000000	0.700000	0.001010	0.280000	-12.325777	463	1
-5.0000E+00	5.477710	2.382134	-99.000000	-23.094160	-99.000000	0.000000	0.280000	0.009381	0.020000	0.017121	3	
1.1500E-04	-5.157262	3.976856	-99.000000	-99.000000	-8.409632	0.000000	0.003447	0.002085	0.020000	0.000E+00		max_dt
13	5.477694	3677.157	-21.696296	-21.696296	10.000000	10.000000	0.700000	0.001010	0.280000	-12.325572	463	1
-5.0000E+00	5.477678	2.382160	-99.000000	-23.094165	-99.000000	0.000000	0.280000	0.009381	0.020000	0.017123	3	
1.2500E-04	-5.157221	3.981063	-99.000000	-99.000000	-8.415772	0.000000	0.003447	0.002085	0.020000	0.000E+00		max_dt

Figura 5.7: Cantidades físicas que arroja la terminal al finalizar la ejecución del código.

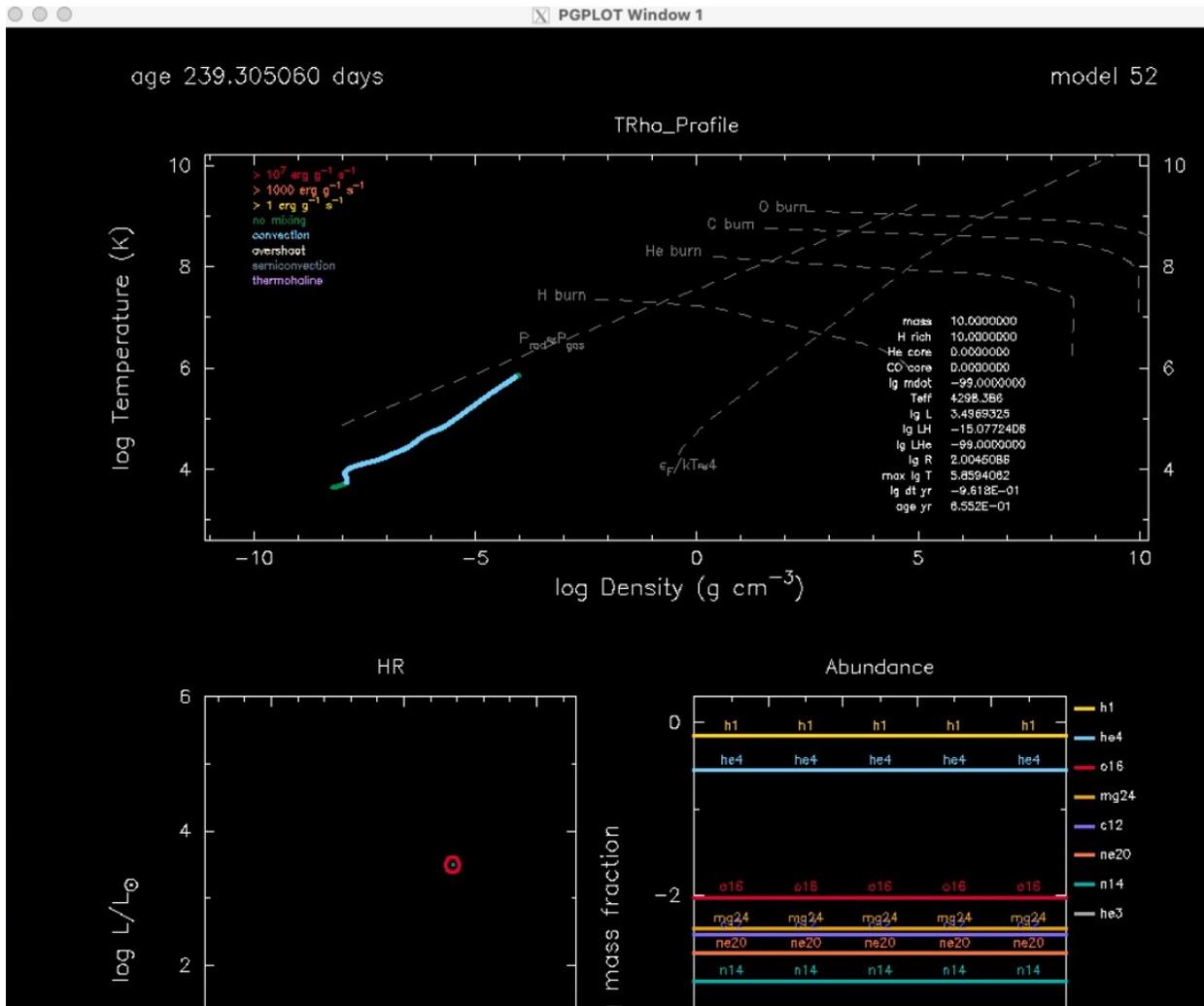


Figura 5.8: Gráficos obtenidos con PGstar. En este caso se presentan únicamente 3 paneles. El panel superior muestra la evolución la estrella y los datos de Temperatura contra luminosidad. En las esquina inferior izquierda se encuentra el diagrama HR, mientras que la esquina inferior derecha nos arroja las abundancias presentes en la estrella.

```
# import mesa_reader to make its classes accessible
import mesa_reader as mr

# make a MesaData object from a history file
h = mr.MesaData('LOGS/history.data')

# extract the star_age column of data
ages = h.data('star_age')

# or do it more succinctly
ages = h.star_age
```

Figura 5.9: Líneas de código en Python para usar outputs de MESA. En este caso se toman columnas de datos desde el archivo `history.data`

```
import mesa_reader as mr

# load the profile file into a MesaData instance
p = mr.MesaData('LOGS/profile1.data')

# access the temperature column of data
temperatures = 10 ** p.logT
```

Figura 5.10: En este caso se toman columnas de datos desde el archivo `profilexx.data`

Capítulo 6

Resultados

En este capítulo se presentan los principales resultados obtenidos con MESA. Primero se construyó un modelo inicial con una envoltente de hierro de puro hasta una densidad de $10^{10} \text{ g cm}^{-3}$. Posteriormente se fueron acretando algunos elementos ligeros y se realizó una calibración de MESA con el fin de tener certeza de que este tiene un correcto funcionamiento, a partir de la comparación de los resultados arrojados por este código y aquellos obtenidos con el código desarrollado por el Prof. Dany Page: `Envelope`, así como con las expresiones analíticas presentadas por GPE. Luego se procede al estudio de reacciones nucleares, acretando primero ^4He , ^{12}C y ^{16}O puros y finalmente realizando mezclas de estos isótopos.

6.1. Construcción del Modelo Inicial con MESA

Para nuestras corridas de MESA necesitamos un modelo inicial de envoltente. MESA proporciona un modelo, `ns_env_fe.mod`, de envoltente de estrella de neutrones pero solamente considera densidades bajas. Para nuestro propósito necesitaremos seguir la evolución de la envoltente hasta densidad de $10^{10} \text{ g cm}^{-3}$. Construiremos este modelo inicial partiendo de `ns_env_fe.mod` y acretando hierro hasta que este llegue a la densidad deseada. Para comprobar este modelo inicial en un primer paso acretamos hierro hasta una densidad basal $\rho_b = 10^{10} \text{ g cm}^{-3}$ y comparamos la relación $T_s - T_b$ obtenida con los modelos de GPE y cálculos similares con el código `Envelope` (ver sección 3.2.4). Para esta comparación debemos dejar que MESA alcance un estado estacionario ya que GPE y el código `Envelope` solamente resuelven la ecuaciones de estructura un estado estacionario (ver sección 3.2.1).

Tomando en cuenta que el modelo utilizado en este trabajo consiste en una estrella con la superficie compuesta de hierro y con la finalidad de acretar este mismo elemento, en el archivo `inlist`) se estableció el comando `accrete_same_as_surface = .true.`). Además se estableció `accrete_given_mass_fractions = .false.`, lo cual implica que se seguirá acretando hierro puro, sin otros elementos o isótopos contaminantes que vienen por default en MESA, como ^1H , ^2H , ^3He , ^4He . La tasa de acreción de masa `mass_change` fue de $1 \times 10^{-9} M_\odot/\text{yr}$ y la condición de parada se estableció para el momento en que el sistema llega al estado estacionario (`'Steady-state'`). Esta condición fue definida en el archivo `run_star_extras.f90`, para esto se fijó la escala de tiempo de temperatura como `timescale` $\geq 1 \times 10^6 \text{ s}$ para un número de modelos > 10 . El parámetro `timescale` está definido por default en MESA como `timescale = dt/dlog(T_b)/3,15d7` s donde $d\log(T_b) = |\log T_{\text{central}_f} - \log T_{\text{central}_i}|$ y el valor `3,15d7` corresponde al límite de difusión, es decir, no hay elemento de difusión si $dt < 3,15d7\text{s}$. La densidad basal utilizada fue del orden $1 \times 10^{10} \text{ g cm}^{-3}$ y el procedimiento se repitió para un rango de luminosidades que se inyecta en la base de la envoltente, como condición de frontera de MESA, que llamaremos “luminosidad basal”, L_b , de $1 \times 10^{32} - 3 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$.

Este último valor fue el más alto permitido por MESA. Para cada luminosidad se obtuvo la temperatura efectiva T_{eff} (o temperatura superficial T_s) y la temperatura interna (es decir, la temperatura en la base de la envoltente) T_b .

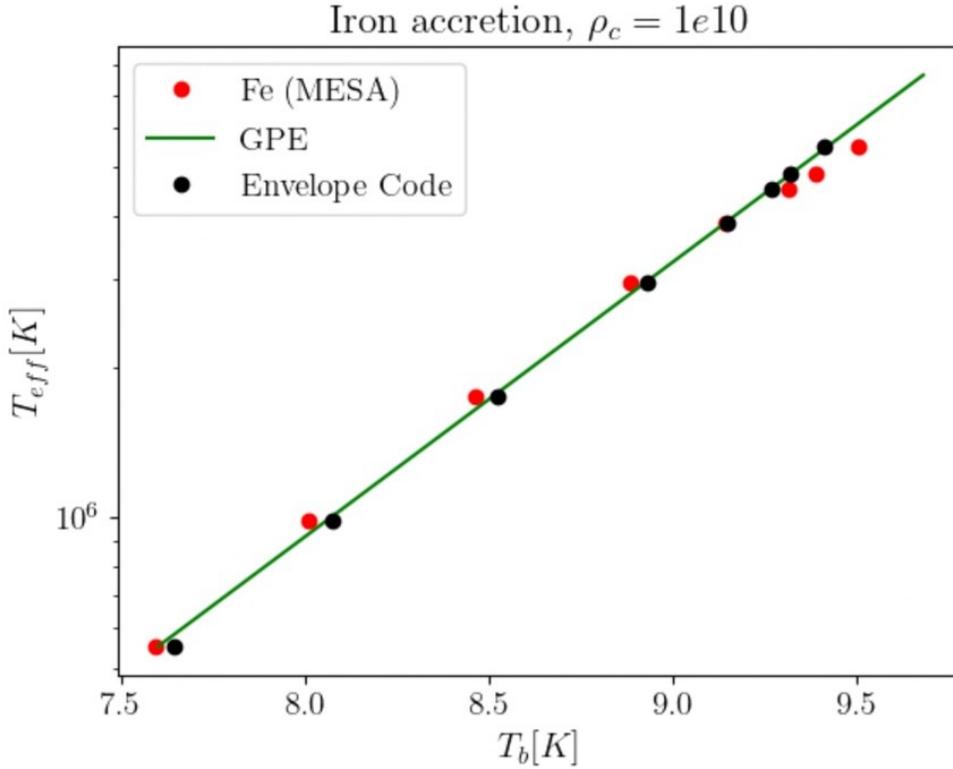


Figura 6.1: Acreción de Hierro a una tasa de $1 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{yr}$, y hasta llegar a una densidad de 10^{10}g cm^{-3} . Gráfica realizada en Python a partir de los resultados obtenidos con MESA y comparando con los resultados obtenidos con el código Envelope y la formula (3.13) o (3.16) de GPE.

Con estos datos se graficó en Python la relación $T_s - T_b$, como se muestra en la figura 6.1. Notamos que para el rango de luminosidades de $1 \times 10^{32} - 1 \times 10^{35} \text{erg s}^{-1}$ los resultados obtenidos con MESA para la acreción de Hierro puro cumplen bastante bien la ecuación de GPE 3.16 y resultados del código Envelope, mientras que para luminosidades $\geq 1 \times 10^{36}$ se empieza a observar un aplanamiento de la curva en la relación $T_b - T_s$. Esto puede deberse a la presencia de neutrinos ya que se da una pérdida de energía y por tanto un enfriamiento, efecto no incluido en los modelos de GPE y tampoco usado en el código Envelope.

6.2. Construcción de modelos de envoltente estacionarios

Dada la complejidad de MESA primero construimos modelos sencillos que podemos comparar con resultados de otros códigos y darnos confianza que estamos manejándolo correctamente. Por esto construimos modelos de envoltentes de estrella de neutrones con varias cantidades de elementos ligeros en estado estacionario para comparar los resultados con los de PCY y los mismos modelos con el código Envelope, extendiendo así los resultados de la sección anterior. En esta fase seguimos usando MESA con la reacciones nucleares apagadas ya que esta no se consideran en GEP, PCY, o en el código Envelope.

Acreción de Oxígeno

Lo primero que se hizo fue acretar Oxígeno por distintos periodos de tiempo. Se realizaron 3 modelos iniciales, acretando ^{16}O a una tasa de acreción (`mass_change` en el archivo `inlist`) de $1 \times 10^{-10} M_{\odot}/\text{yr}$, cada uno hasta una cierta edad máxima (`max_age`): 10, 100 y 1000 años. Para esto, se fijó la densidad basal a $1 \times 10^{10} \text{ g cm}^{-3}$ (`log_center_density` en el archivo `run_star_extras.f90`) y la luminosidad basal inicial (`new_L_center`) para cada uno de estos modelos fue de $1 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$. Con esto conseguimos tres modelos con una capa de ^{16}O alcanzando una cierta densidad columnar y encima de una base de hierro. En 10, 100, y 1000 años se alcanzaron $y = 1,05 \times 10^{11}$, $1,05 \times 10^{12}$, y $1,05 \times 10^{13} \text{ g cm}^{-2}$, respectivamente.

Luego, una vez obtenidos los modelos iniciales, para cada uno se fue variando la luminosidad en un rango de $1 \times 10^{32} - 1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$, pero esta vez sin acretar masa (`mass_change = 0`), sin una edad máxima (`!max_age`) y siendo la condición de parada cuando el sistema llega a un estado estacionario (`'Steady-state'`). Para cada luminosidad se obtuvieron las temperaturas efectiva e interna y se graficó la relación $T_{eff} - T_b$.

Una vez obtenidos los resultados para la acreción de oxígeno para distintas edades, estos fueron también comparados con los mismos modelos (i.e., misma cantidad y de oxígeno sobre hierro y misma T_{eff}) calculados con el código `Envelope`. Se grafican estos datos en la figura 6.2. También se grafican las relaciones $T_{eff} - T_b$ de GPE y de PCY para envoltentes de puro hierro y la de PCY para envoltentes con una capa máxima de elementos ligeros: nuestro datos deben de ubicarse entre estos dos casos extremos. Vemos un excelente acuerdo entre los resultados de `MESA` y `Envelope` para T_{eff} 's no muy altas pero pequeñas discrepancias a altas T_{eff} 's. No hemos podido determinar el origen de estas discrepancias pero sospechamos que provienen de algún detalle en la física empleada por `MESA` que podría ser distinta a la de `Envelope` (lo cual no podemos checar dada la complejidad de este código).

Acreción de Helio

En un segundo paso repetimos el mismo proceso pero reemplazando el ^{16}O por ^4He . Los resultados se presentan en la figura 6.3. En esta figura también graficamos la relación $T_{eff} - T_b$ de PCY para capas intermedias de elementos ligeros, ecuación (3.19), parametrizados con la η correspondiendo a las y que usamos. Como en el caso anterior notamos una excelente concordancia entre `MESA` y `Envelope` para T_{eff} 's no muy altas pero pequeñas discrepancias a altas T_{eff} 's. En la comparación con PCY la correspondencia no es tan buena pero probablemente proviene de que estos autores utilizan una mezcla de elementos ligeros a distintas densidades mientras acá solo empleamos He.

Acreción de Carbono

La acreción de Carbono fue completamente análoga a las acreciones de Oxígeno y Helio, siguiendo las mismas condiciones iniciales y de parada, además de la densidad basal de $1 \times 10^{10} \text{ g cm}^{-3}$. El resultado de este proceso se muestra en la figura 6.4 y son consistentes con lo que vimos en los dos casos anteriores.

Conclusión

Estos resultados nos dan confianza que `MESA` maneja envoltente de estrella de neutrones de manera adecuada y nos permite estudiarlas en condiciones evolutivas, lo cual no podemos hacer con el código `Envelope`, y además incluir el efecto del quemado nuclear que es el punto fuerte de `MESA`.

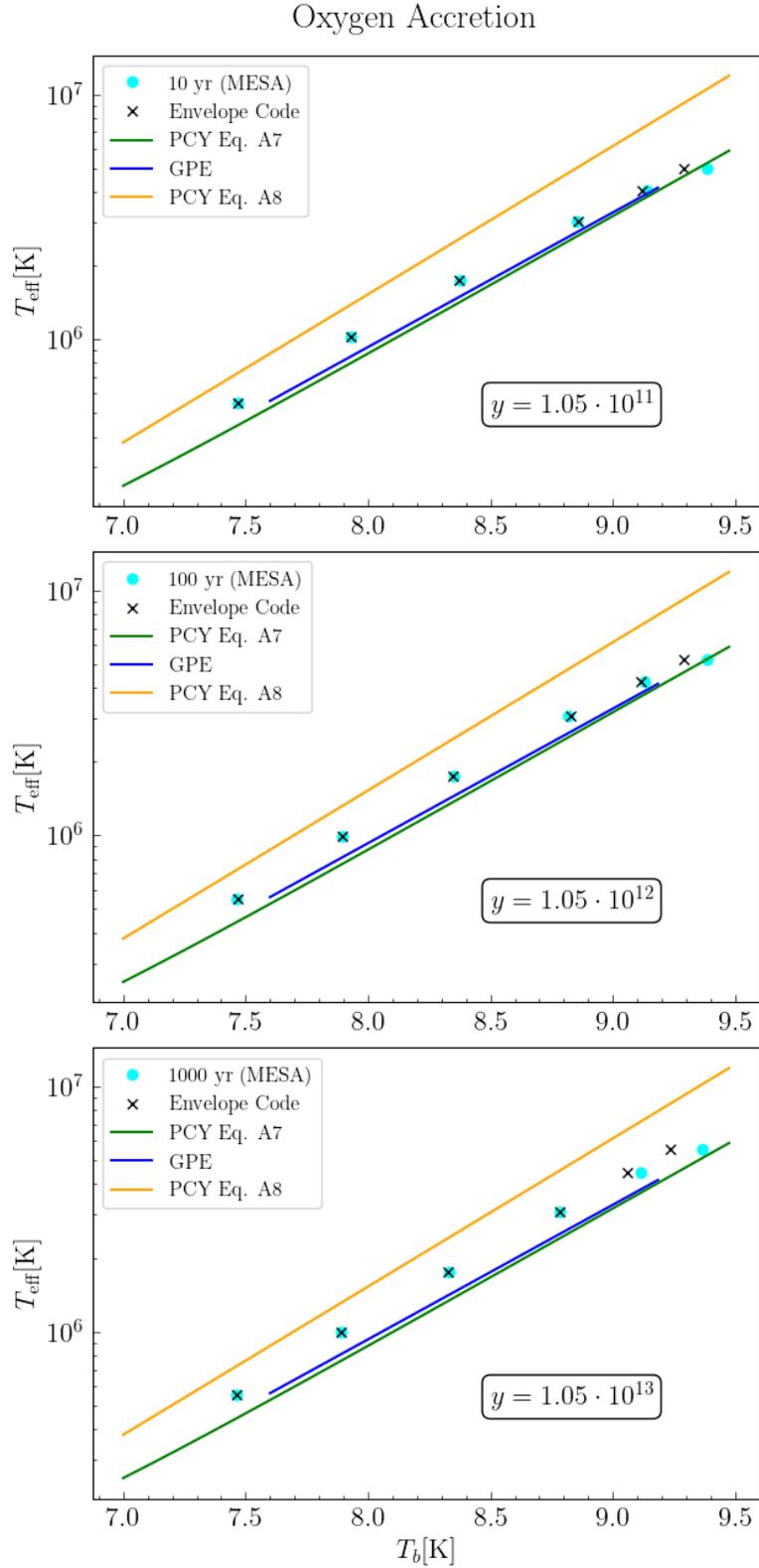


Figura 6.2: Acreción de Oxígeno a una tasa de $1 \times 10^{-10} M_{\odot}/\text{yr}$, y para una densidad basal de $1 \times 10^{10} \text{g cm}^{-3}$. Gráfica realizada en Python a partir de los resultados obtenidos con MESA y con el código Envelope.

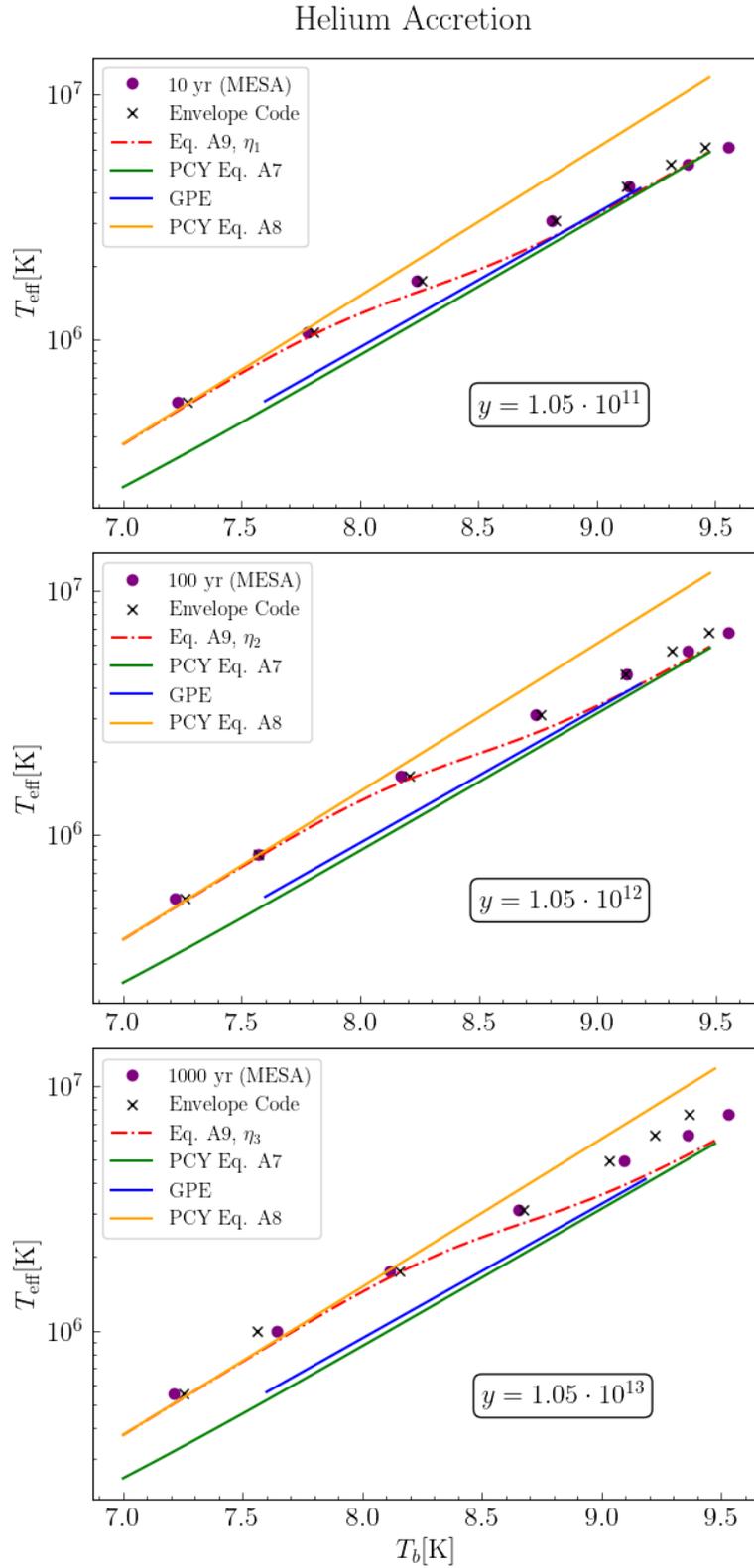


Figura 6.3: Acreción de Helio a una tasa de $1 \times 10^{-10} M_{\odot}/\text{yr}$, y para una densidad basal de $1 \times 10^{10} \text{g cm}^{-3}$. Gráfica realizada en Python a partir de los datos obtenidos con MESA y con los resultados del código Envelope.

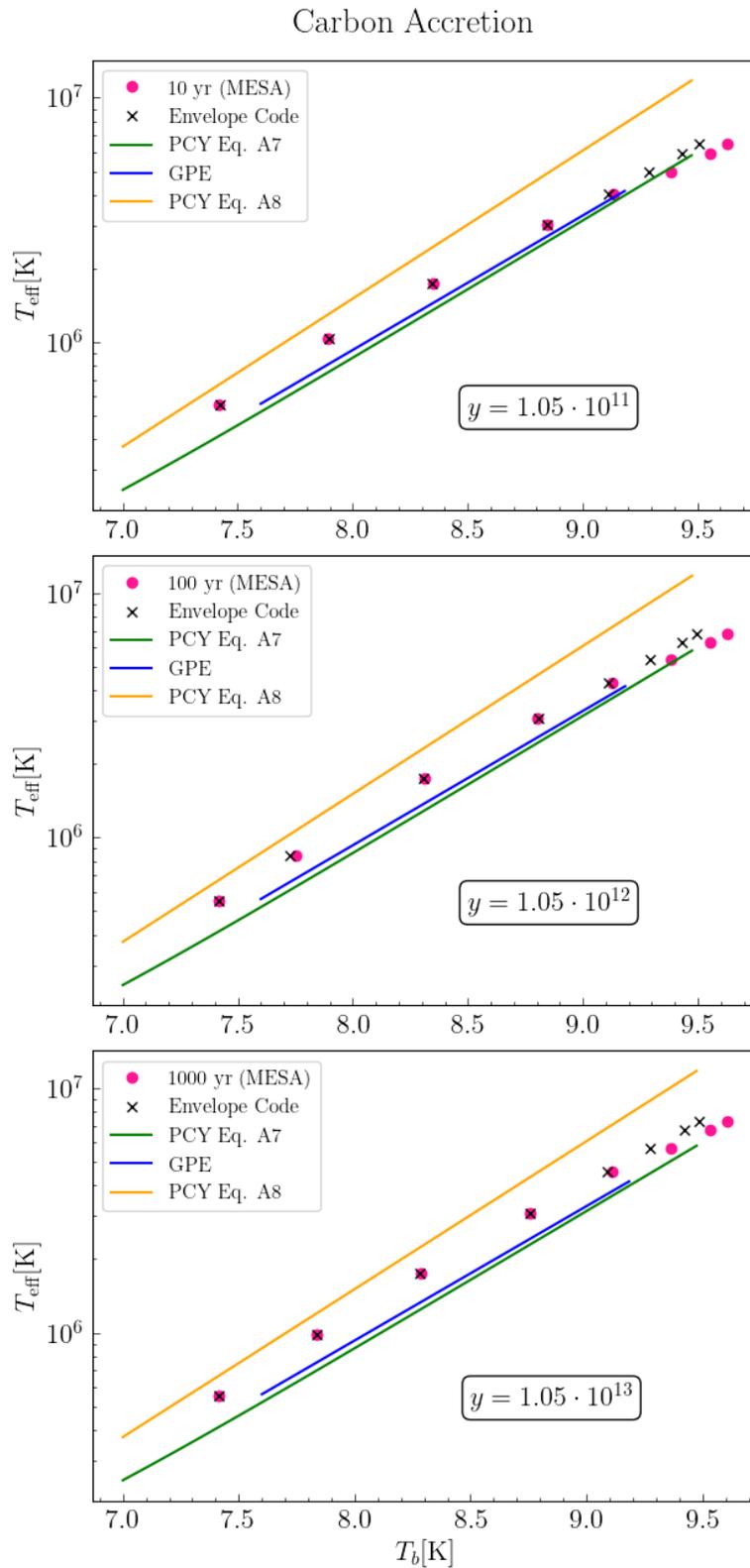


Figura 6.4: Acreci3n de Carbono a una tasa de $1 \times 10^{-10} M_{\odot}/\text{yr}$, y para una densidad basal de $1 \times 10^{10} \text{g cm}^{-3}$. Gr3fica realizada en Python a partir de los datos obtenidos con MESA y con los resultados del c3digo Envelope.

6.3. Acreción de elementos ligeros: neutrinos y reacciones nucleares

Llegamos ahora a los resultados finales de este trabajo: la acreción de elementos ligeros como He, C, y O, en una estrella de neutrones recién nacida con reacciones nucleares que llevan al quemado de estos elementos y posiblemente a explosiones cuando el quemado nuclear se vuelve inestable. El propósito es determinar que tan profunda puede ser la capa acretada sin llevar a una explosión ya que esta resulta en la combustión de los elementos ligeros en elementos pesados. Conforme a los resultados de la figura 3.9, si se puede tener una capa de estos elementos que llega a densidades superiores a 10^8 g cm^{-3} el exceso de luminosidad de la burbuja de polvo donde probablemente se esconde EN 1987A se puede interpretar más fácilmente como proviniendo simplemente de la emisión térmica de la estrella sin necesitar otra fuente de energía. Las estimaciones de Page et-al. (2020) mostradas en la figura 4.7 indican que esto es posible y nos proponemos verificar acá estos resultados usando MESA y simulando con todo detalle el proceso de acreción y el quemado nuclear hasta observar una explosión: la densidad alcanzada al momento de la explosión nos indica cual es el espesor máximo de esta capa de elementos ligeros.

Para este punto, lo primero que se hizo fue crear un archivo.net para obtener las reacciones nucleares necesarias para modelar el quemado de carbono y oxígeno. En este archivo posteriormente se llamó a otros dos archivos que ya vienen por default en MESA:

- **add_co_burn**

Este se encarga de agregar las reacciones nucleares para el quemado de carbono/oxígeno más enlace alpha al ^{28}Si .

- **basic_plus_fe56.net**

Este archivo, a su vez, manda a llamar al archivo **basic.net**, el cual incluye los isótopos necesarios: ^1H , ^3He , ^4He , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{20}Ne , y ^{24}Mg y las reacciones nucleares correspondientes a la cadena p-p, al ciclo CNO y al quemado de helio. Luego usa el comando **add_isos(fe56)** para también agregar el isótopo ^{56}Fe además de los isótopos básicos.

Las instrucciones en este archivo se puede mandar a llamar desde el archivo **inlist** usando el control **new_net_name** y el nombre del archivo creado: **new_net_name = 'new_nuclear_reactions.net'**.

Se realizaron algunos modelos iniciales acretando hierro (**accrete_same_as_surface = .true.**) a una tasa de acreción de masa de $1 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$ (es decir, un valor cercano al límite de Eddington) durante un periodo de 300 años (**max_age = 300** en el archivo **inlist**), que es cuando se comienzan a observar reacciones nucleares, y hasta una densidad central de $1 \times 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$. Estos modelos iniciales son una simple extensión de los modelos descritos en la sección 6.1 pero alcanzando una densidad basal más alta. Cada modelo corresponde a una luminosidad basal: 1×10^{35} , 1×10^{36} , 3×10^{36} , $1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$. Nótese que esto se hizo con el fin de llegar a un modelo inicial cuya luminosidad fuese suficientemente alta ($1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$, ya que en los primeros años de vida de la estrella el valor de la luminosidad L es muy alto, como se muestra en la figura 3.8), es decir, la luminosidad fue incrementándose en pasos pequeños ya que MESA no acepta saltos demasiado grandes cuanto más alta sea L , por ejemplo, no se puede pasar directamente de un modelo con la luminosidad basal en $1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ a uno con $1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$.

En los modelos anteriores sin reacciones nucleares esta misma luminosidad se conserva dentro de la envoltura y es entonces la misma que sale de la estrella en la fotosfera. En los modelos que describiremos a continuación en presencia de reacciones nucleares, la energía nuclear liberada dentro de la envoltura obviamente se suma a esta luminosidad basal. Sin embargo, además de las reacciones nucleares interviene la emisión de neutrinos a altas densidades la cual sustrae energía. La luminosidad que alcanza la superficie es el resultado de estos tres componentes: la luminosidad basal, la suma de las reacciones nucleares y la resta de la emisión de neutrinos.

Como se ve en la figura 3.8) a tempranas edades la luminosidad de la estrella, que es nuestra luminosidad basal L_b , es del orden de $10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ pero después de menos de un año baja a $10^{35} \text{ erg s}^{-1}$. Para cubrir

este rango de valores consideramos dos familias de modelos con luminosidades basales de 10^{35}erg s^{-1} y 10^{37}erg s^{-1} . Con los modelos iniciales se procedió a iniciar la acreción de ^{16}O , ^{12}C y ^4He , además se encendieron las reacciones nucleares. Esto se realizó a la misma tasa de acreción ($1 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$). En el caso del ^{16}O , este se dejó acretar por 30 años (ver figura 6.5) y posteriormente por 120/305 años (figura 6.6), para $L_b = 10^{37}\text{erg s}^{-1}$ y 10^{35}erg s^{-1} respectivamente, este último fue el máximo periodo de tiempo que alcanzó el oxígeno la simulación en MESA, antes de explotar.

Posteriormente, se dejó acretar el ^{12}C por un periodo máximo de 322 días/3.2 años (figura 6.7), nuevamente, este periodo fue lo permitido por MESA, antes de que el carbono explotara.

Finalmente se dejó acretar ^4He . Al incluir reacciones nucleares, el helio llevó a una explosión en poco más de 2/3 horas, como se muestra en la figura 6.8.

Para cada una de las figuras 6.5, 6.6, 6.7 y 6.8, se presenta en el panel superior izquierdo, el perfil de temperatura de la estrella, es decir, la relación $\rho - T$, con la densidad en g cm^{-3} y la temperatura en K. En el panel inferior izquierdo se tiene la relación $\log(L)$ vs edad, con la luminosidad en erg s^{-1} y la edad en horas (notar que esta luminosidad es la superficial, *no* la basal). Finalmente, en el panel superior derecho se presentan los resultados las reacciones nucleares en el gráfico $\log(\text{fracción de masa})$ vs $\log(y)$, donde la densidad columnar está en g cm^{-2} . Nótese que los dos paneles superiores muestran el estado de la envoltura al final de su evolución mientras que el panel inferior muestra la evolución temporal. En todas las figuras similares mostradas a continuación los dos paneles superiores siempre cubren el mismo rango tanto en el eje horizontal como el vertical mientras en el panel inferior ambos ejes tienen escala ajustada y en este panel el inicio de una explosión se nota simplemente por el abrupto aumento de L . En ese momento del inicio de la explosión se termina la corrida: seguirla es posible pero requiere ajustes a la configuración de MESA que dejamos para trabajo futuro.

En la figura 6.5 se puede observar que se presenta un quemado estable de ^{16}O durante los primeros 30 años de vida de la estrella. En el panel de reacciones nucleares se observa la aparición de ^{28}Si , lo cual concuerda con los resultados del quemado de oxígeno descritos en la sección 4.4.5, y posteriormente de ^{20}Ne por medio de foto desintegración (γ, α). Esta última reacción se presenta en el libro (Pols (2011), p. 93) como:



pero la cadena puede continuar para producir mas partículas α



las cuales se pueden absorber sobre otros núcleos, ^{12}C , ^{16}O , ..., y extender el ciclo. Estas reacciones están automáticamente incluidas por MESA en sus sofisticadas redes nucleares.

Más adelante, en la figura 6.6, en el gráfico de L vs edad, notamos que el quemado de oxígeno se mantiene estable solamente hasta aproximadamente los primeros 700,000 horas $\simeq 91$ años de edad de la estrella en el caso de $L_b = 10^{37}\text{erg s}^{-1}$ mientras dura unas tres veces mas en el caso $L_b = 10^{35}\text{erg s}^{-1}$.

En el caso del carbono, este se quema por aprox. 7500 horas (312 días) con $L_b = 10^{37}\text{erg s}^{-1}$ y 3.2 años cuando $L_b = 10^{35}\text{erg s}^{-1}$ y luego explota, tal como se muestra en el panel inferior derecho de la figura 6.7. Tal como se escribió en la reacción (4.41) para el quemado de carbono, este da lugar a un núcleo compuesto excitado de $^{24}\text{Mg}^*$ que decae en $^{20}\text{Ne} + \alpha$. Luego se sigue al quemado de neón, sección 4.4.4, cuya composición final suele ser ^{16}O y α (^4He), o bien $^{24}\text{Mg} + \gamma$. Al tenerse núcleos de oxígeno y una vez que estos se fusionan, se obtiene ^{28}Si . Toda esta cadena de reacciones se pueden apreciar en el panel superior derecho de la figura 6.7.

Finalmente, en el caso de helio, dado que se está trabajando con una luminosidad muy alta ($1 \times 10^{37}\text{erg s}^{-1}$) y cercana al límite de Eddington, este no dura mucho y explota inmediatamente. Como vemos en la gráfica

$\log(L)$ vs edad de la figura 6.8, la explosión tiene lugar poco antes de llegar a las 2.3/3.6 horas de edad. Esto también se puede apreciar en el gráfico del perfil de temperatura, donde se muestra que la explosión inicia cuando el He alcanzó una densidad entre 10^5 y 10^6 g cm^{-3} y a una temperatura de poco más de 10^8 K.

Los resultados obtenidos en esta sección para los modelos con reacciones nucleares, los podemos comparar con los presentados en el artículo de Page et al. (2020) mostrados en la figura 4.7.

En los casos con $L_b = 10^{37} \text{erg s}^{-1}$ notamos que en los resultados obtenidos con MESA en el presente trabajo se tiene que el helio explota antes de las 2 horas de edad, es decir 2×10^{-4} años, y como se enunció anteriormente, a una densidad de $10^{5-6} \text{g cm}^{-3}$. En la figura (4.7) la mínima edad para la cual se reporta el valor de la densidad es 10^{-1} años con la densidad de supervivencia de $10^{5,8} \text{g cm}^{-3}$ en el caso de explosión del He.

Para el carbono se vió que la explosión se da a 7500 horas, es decir, 0.85 años. De acuerdo con MESA, esto sucede a una densidad de 10^8g cm^{-3} y con densidad columnar de $10^{11,5} \text{g cm}^{-2}$. Para esta misma edad, en la figura (4.7), la densidad es de aprox. $10^{7,6} \text{g cm}^{-3}$ y $10^{10,8} \text{g cm}^{-2}$.

Finalmente, para el oxígeno recordemos que el quemado es estable hasta llegar a los 91 años, a una densidad de 10^{11}g cm^{-3} y 10^{15}g cm^{-2} , lo cual parece ser consistente con la figura (4.7) (aunque es importante notar que en esta figura la curva para el oxígeno se corta antes de llegar a la edad requerida para hacer esta comparación).

En los casos con $L_b = 10^{35} \text{erg s}^{-1}$ los resultados son muy similares con cambios a la máximo de un factor 3.

En resumen, nuestros resultados está en bastante buen acuerdo con los resultados de la figura 4.7 de Page et al. (2020) para la densidad a la cual el He, C, o O explota. Sin embargo en esta misma figura se reportan también las densidades a las cuales se espera que el quemado estable de esto elementos llega su combustión total, i.e., a su desaparición mientras en ninguno de nuestros modelos vemos algo parecido: el consumo de He, C, o O es despreciable hasta llegar a la densidad de explosión.

6.3.1. Efecto de la emisión de neutrinos

Al aumentar la densidad basal de nuestros modelos de 10^{10}g cm^{-3} (como en las secciones 6.1 y 6.2) hasta 10^{11}g cm^{-3} podemos incluir el efecto de la emisión de neutrinos en el control de la luminosidad. Como se vió en la figura 3.8 en una estrella muy caliente la luminosidad baja en poco tiempo por la emisión de neutrinos. Vemos en las figuras 6.5 a 6.8 que a densidades entre 10^{10}g cm^{-3} y 10^{11}g cm^{-3} siempre está arriba de 10^9 K: de la figura 3.7 vemos que esta región ε_ν es del orden de $10^{19} \text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ pero decrece rápidamente conforme tanto T como ρ decrecen y proviene del decaimiento de plasmones. Este proceso es sumamente eficiente y se ve su resultado en los paneles de luminosidad: \log_L_{neu} del orden de 3.41 muestra que $L_\nu \simeq 10^{3,41} L_\odot \simeq 10^{37} \text{erg s}^{-1}$. Prácticamente toda la luminosidad basal inyectada en la envoltante se pierde en neutrinos y la luminosidad superficial resulta ser del orden de $10^2 L_\odot \simeq 10^{35} \text{erg s}^{-1}$ que es la luminosidad encontrada en la figura 3.8 después de la relajación inicial. Este efecto de pérdida de energía por neutrinos explica porque los modelos con $L_b = 10^{37} \text{erg s}^{-1}$ dan resultados muy similares a los de $L_b = 10^{35} \text{erg s}^{-1}$: a densidades poco inferiores a $\rho_b = 10^{11} \text{g cm}^{-3}$ la luminosidad interna de los modelos con $L_b = 10^{37} \text{erg s}^{-1}$ ya bajo a $\sim 10^{35} \text{erg s}^{-1}$ y la temperatura en ambos casos es muy similar.

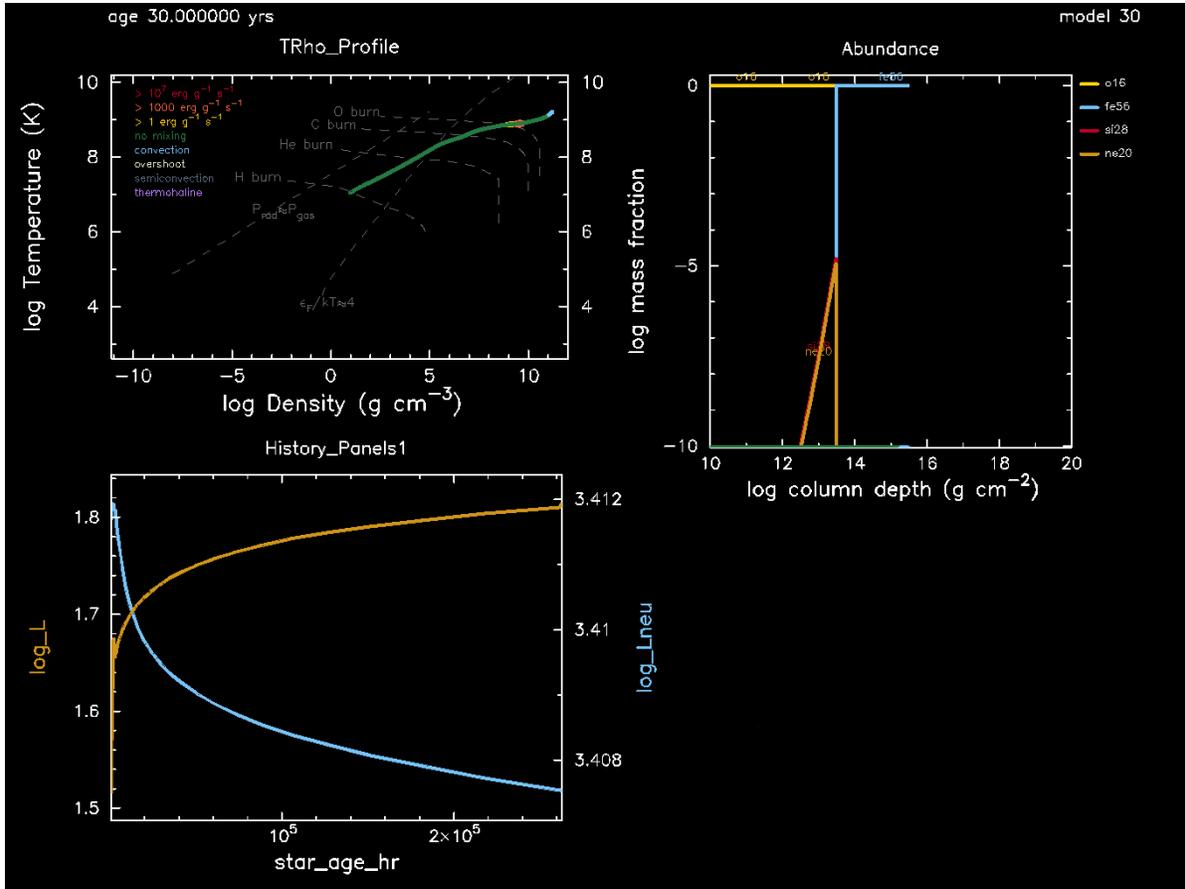


Figura 6.5: Quemado de ^{16}O por 30 años. A una tasa de acreción de masa de $1 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$ y para una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$. Se presentan las reacciones nucleares realizadas con MESA.

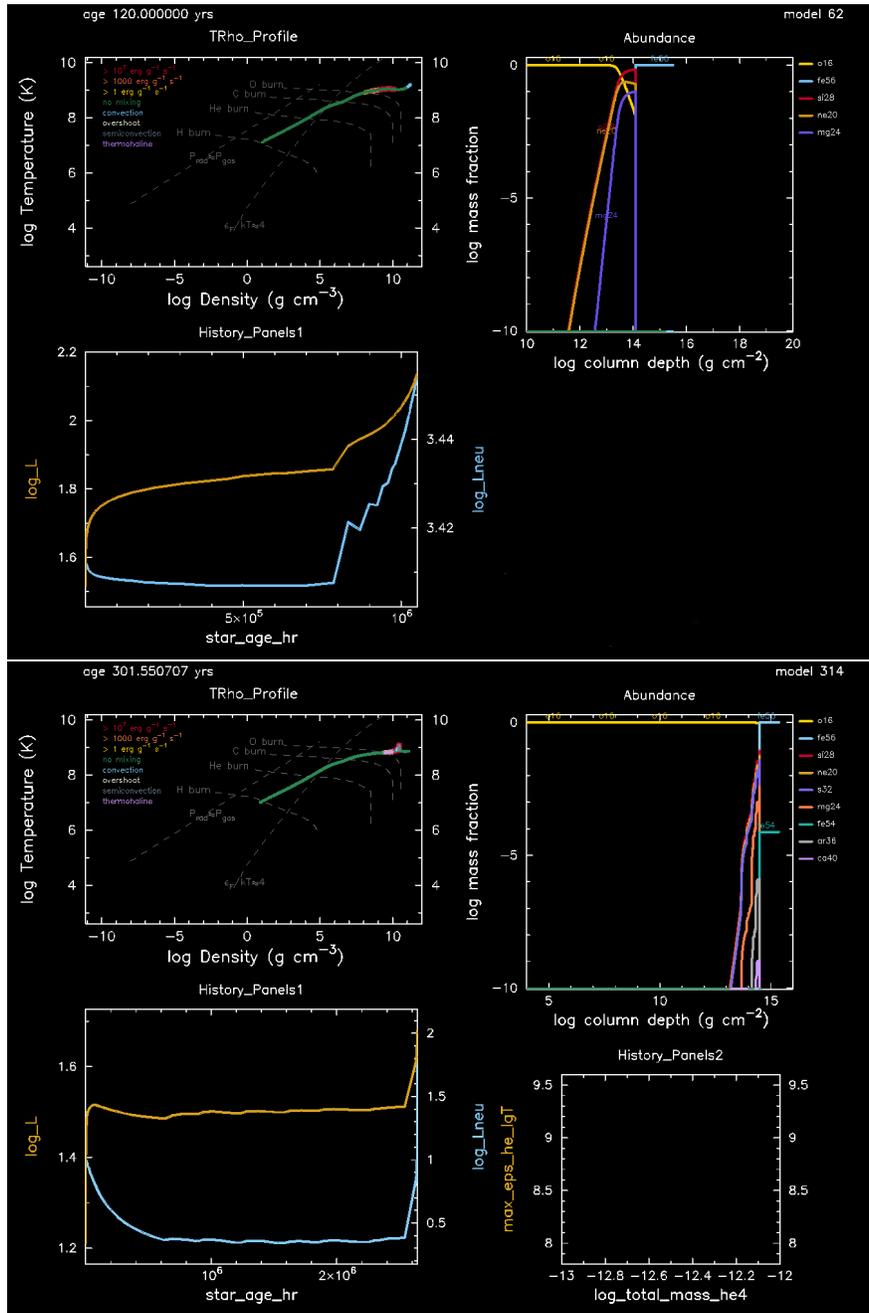


Figura 6.6: Quemado de ^{16}O . A una tasa de acreción de masa de $1 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$ y para una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{erg s}^{-1}$ en el panel superior y $1 \times 10^{35} \text{erg s}^{-1}$ en el panel inferior. Se presentan las reacciones nucleares realizadas con MESA.

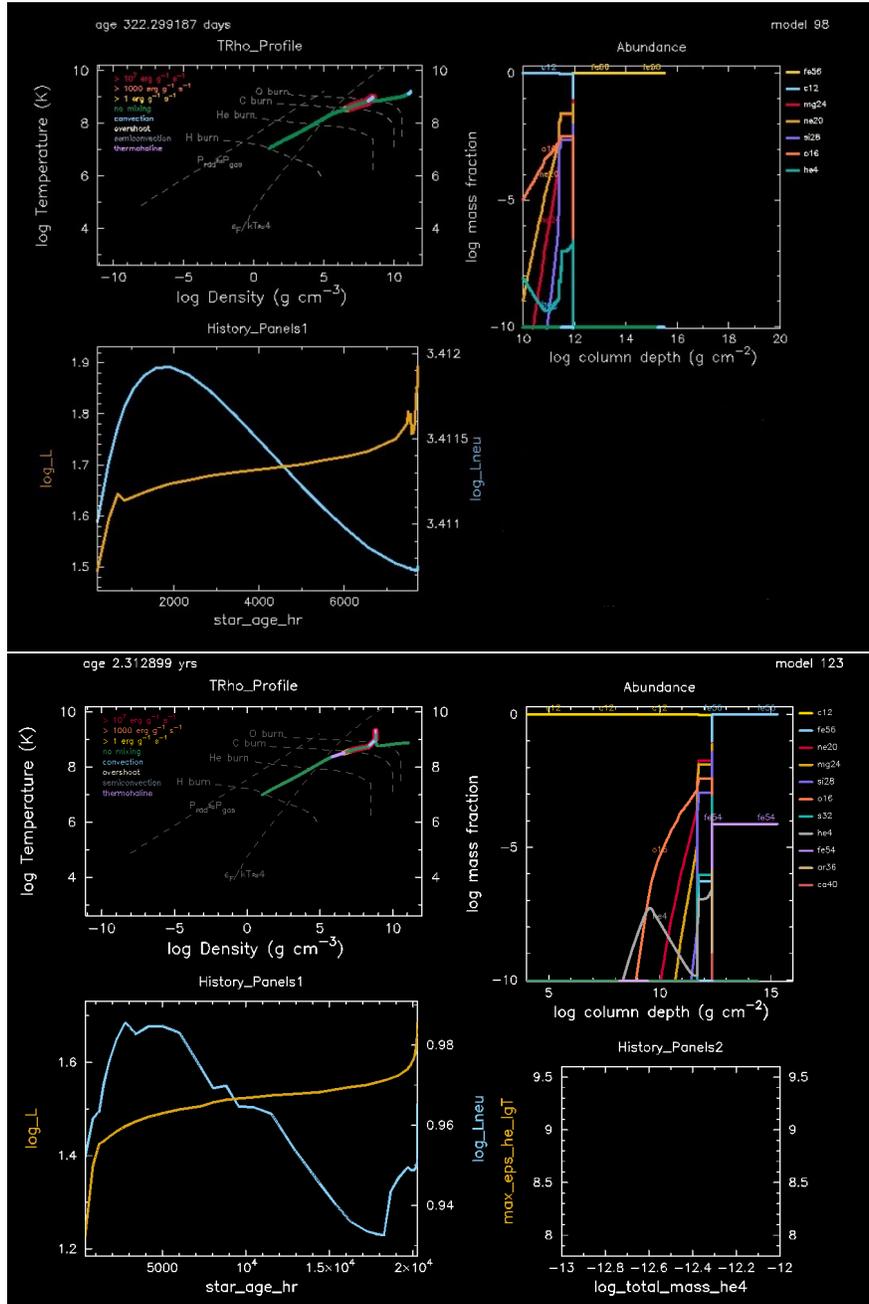


Figura 6.7: Quemado de ^{12}C . A una tasa de acreción de masa de $1 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$ y para una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ en el panel superior y $1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ en el panel inferior. Se presentan las reacciones nucleares realizadas con MESA.

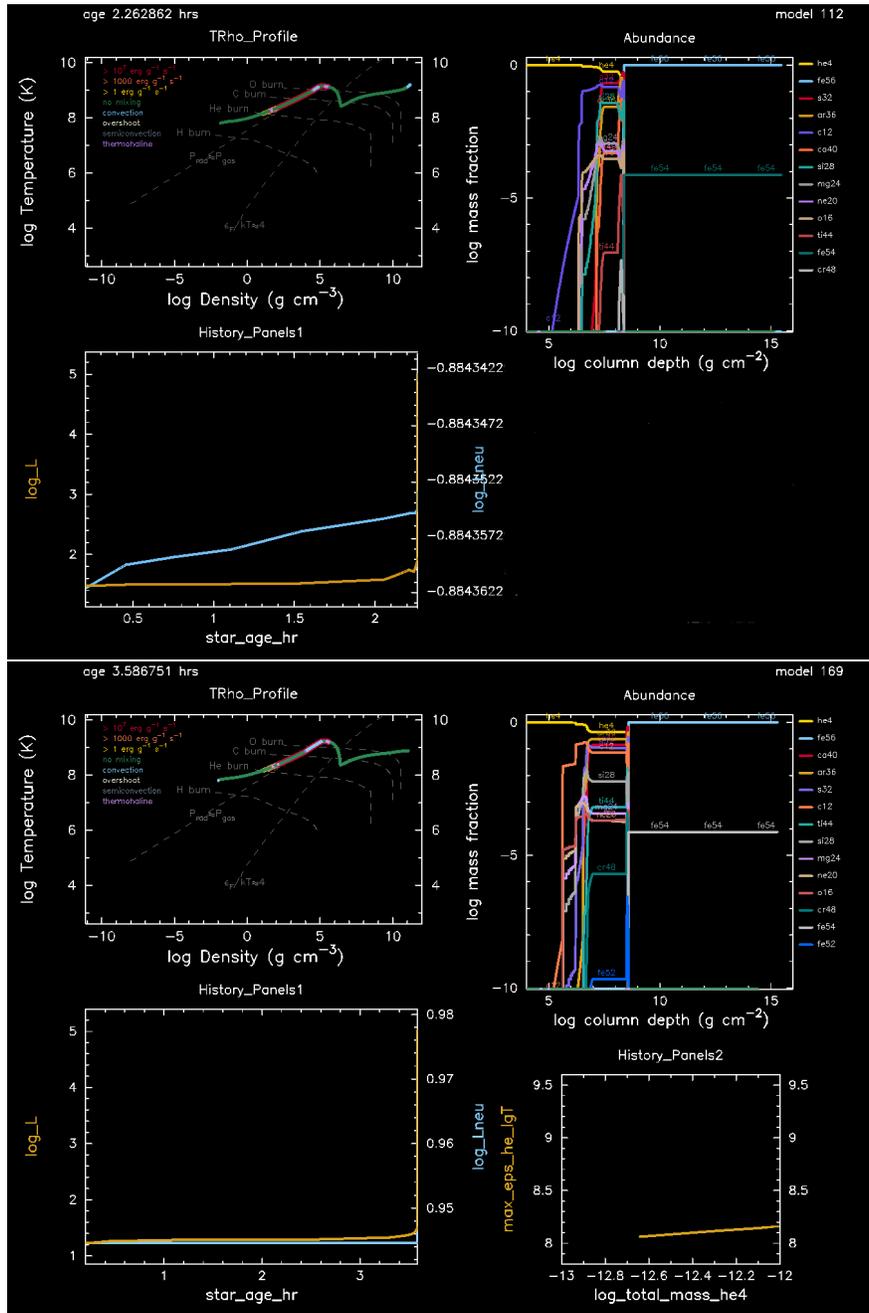


Figura 6.8: Quemado de ^4He . A una tasa de acreción de masa de $1 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$ y para una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{erg s}^{-1}$ en el panel superior y $1 \times 10^{35} \text{erg s}^{-1}$ en el panel inferior. Se presentan las reacciones nucleares realizadas con MESA.

6.4. Acreción de elementos ligeros: mezclas

Tomando nuevamente el modelo inicial de Hierro puro acretado hasta una densidad de 10^{11}g cm^{-3} y con dos luminosidades basales de $1 \times 10^{37} \text{erg s}^{-1}$ y $L_b = 10^{35} \text{erg s}^{-1}$, esta vez se realizó el proceso de reacciones nucleares a partir del quemado de la mezcla de dos isótopos. Usando nuevamente ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$ y ${}^{16}\text{O}$, se realizaron distintas combinaciones con distintos porcentajes de concentración de cada uno. Además, se cambió la red de reacciones nucleares previamente construida, por una que ya viene incluida en la documentación de MESA: **Approx21.net**. Nótese que tanto la red construida como la red **Approx21** fueron calibradas con la red **rp_153.net**, la cuál ya viene incluida también en la paquetería de MESA y además es una red mucho más completa, pues incluye neutrones y 152 isótopos, además de 1607 reacciones nucleares; mientras que la red **Approx21** incluye protones, neutrones, 19 isótopos, y realiza hasta 93 reacciones nucleares. La ventaja de **Approx21** es su eficiencia y rapidez de ejecución, pero una desventaja es que no realiza las reacciones nucleares intermedias en cada proceso, sólo arroja el isótopo final de las reacciones más convencionales. Para los objetivos del presente trabajo, este no es un gran problema, pues la edad a la que se presenta el estallido final, así como la composición presente en ese momento, la luminosidad y la densidad columnar alcanzadas presentan valores muy cercanos tanto con **Approx21** como con **rp_153**.

El objetivo de esta sección es ir explorando qué composiciones estarían permitidas en la estrella de neutrones de poco más de 30 años, EN 1987A, así como determinar qué se debe evitar para continuar teniendo un quemado nuclear estable.

A continuación se muestran los resultados obtenidos con MESA.

6.4.1. ^{16}O y ^{12}C

Si observamos la figura 6.9, donde solo se ha agregado 10% de ^{12}C , y comparando con el modelo de oxígeno puro (figura 6.6), notamos que son muy similares. En el caso $L_b = 10^{37}\text{erg s}^{-1}$ aunque hay un aumento abrupto en la luminosidad final, no se presenta una explosión, sino que se da más bien un quemado estable mientras en el caso $L_b = 10^{35}\text{erg s}^{-1}$ vemos una clara explosión a la edad de 300 años.

Al aumentar la cantidad de ^{12}C a 20%, figura 6.10, en el caso $L_b = 10^{37}\text{erg s}^{-1}$ observamos un primer estallido pequeño a la edad de $\sim 2,65$ años y a $\log y \approx 12,5$ [g cm^{-2}], donde se quema el ^{12}C . Este primer pequeño estallido se presenta con mas detalles en la figura 6.11. Más tarde, a 112.7 años se presenta la explosión final y podemos notar que el ^{16}O penetró hasta una densidad columnar de $\log y \gtrsim 14$ [g cm^{-2}]. Este resultado es consistente con la figura 4.7 donde la explosión para el oxígeno sucede también a esta densidad columnar. El tiempo que sobrevive el ^{16}O puro y el ^{16}O con 20% de ^{12}C se encuentran en el mismo orden de magnitud: 10^2 años. Sin embargo con $L_b = 10^{35}\text{erg s}^{-1}$ el primer estallido, esta vez a una edad de 4.4 años, es muy fuerte y termina la simulación de MESA. Esto muestra que con esta mezcla el caso anterior era un caso limítrofe. A partir de que agregamos de 30 a 50% de ^{12}C , en el caso $L_b = 10^{37}\text{erg s}^{-1}$ el quemado se mantiene estable solamente por poco más de un año, como se observa en las figuras 6.12, 6.13, y 6.14, luego de esto, sucede la explosión a $\log y \approx 12$ [g cm^{-2}]. En el caso $L_b = 10^{35}\text{erg s}^{-1}$ la evolución es otra vez muy similar pero con tiempos de sobrevivencia un poco mas largos. En los 3 casos, el ^{12}C y el ^{16}O explotan al mismo tiempo: ciertamente el quemado del ^{12}C inicia la explosión y la subida de temperatura induce la explosión del ^{16}O ¹.

Analizando las posibles reacciones nucleares presentes en el gráfico de abundancias vs densidad columnar, se observa que para 10 y 20% de ^{12}C , este se quema totalmente y desaparece, a $y \sim 10^{13}$ g cm^{-2} , antes que el ^{16}O explote cuando este alcanza una profundidad de $y \simeq 10^{14}$ g cm^{-2} . El ^{16}O captura una partícula α , produciendo ^{20}Ne , luego el ^{12}C se fusiona con otro ^{12}C , produciendo ^{24}Mg , a partir de la fusión de un ^{12}C con un ^{16}O se produce ^{28}Si . Hay distintos caminos por los cuales se puede llegar a producir cierto isótopo (esto se pretende estudiar más a detalle en trabajos futuros), sabemos que es más probable para un núcleo reaccionar con un isótopo pequeño y es más complicado interactuar con núcleos pesados. Para las mezclas con 30% a 50% de ^{12}C se nota que la profundidad a la cual ocurre la explosión, $y \sim 10^{12}$ g cm^{-2} , es la típica a la cual explota el ^{12}C puro (ver figura 6.7): la explosión en estos casos es debida al quemado explosivo de ^{12}C mientras a mas bajas concentraciones la explosión es debida al quemado de ^{16}O .

Dejaremos para trabajo futuro la averiguación de la razón exacta para esta transición de no explosión a explosión cuando la concentración de ^{12}C rebasa 20%.

¹Este fenómeno es análogo a los destellos de rayos X a baja tasa de acreción en los cuales el destello es provocado por inestabilidad del quemado de H, el cual entonces provoca la explosión del ^4He al subir la temperatura; conocidos como “hydrogen triggered helium bursts”

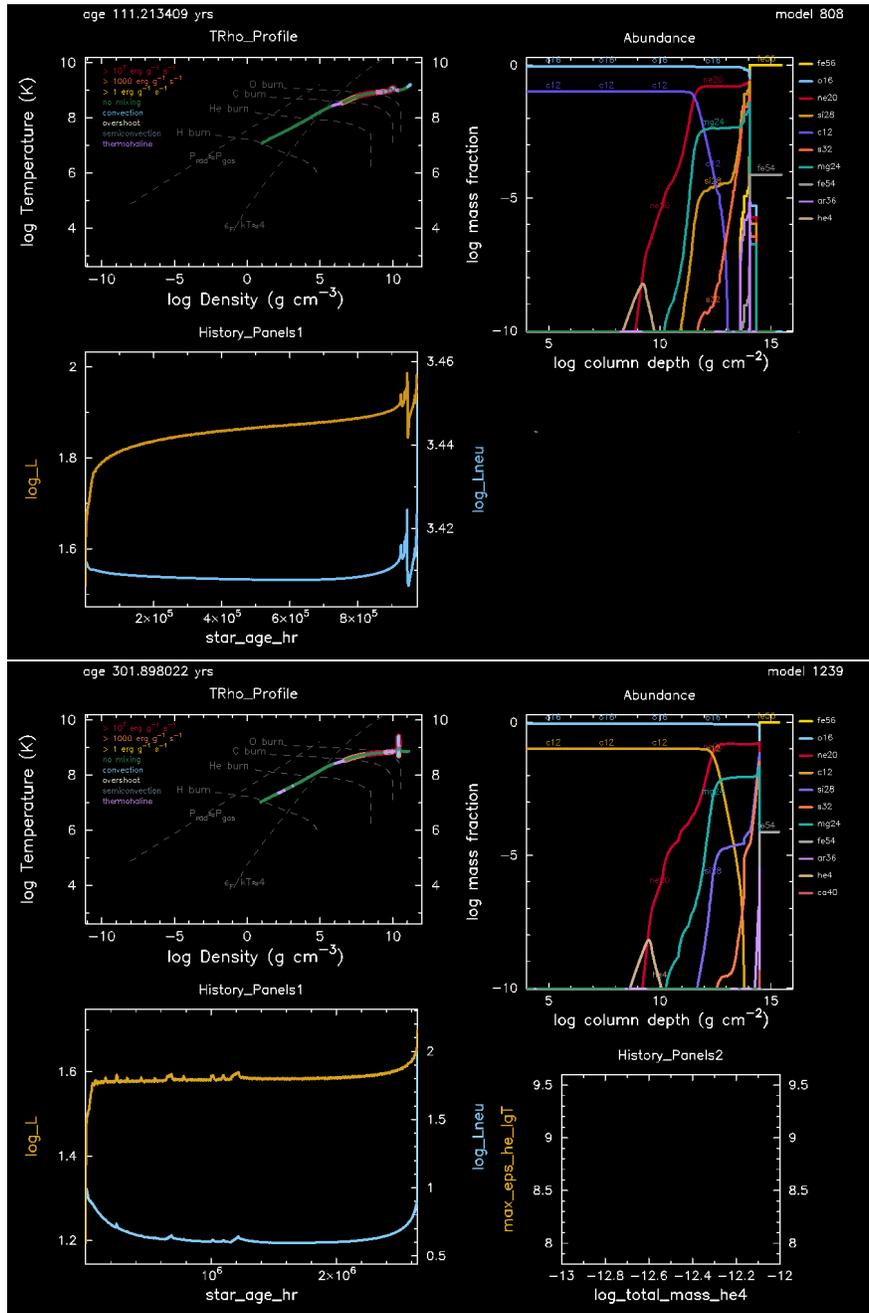


Figura 6.9: Mezcla de 90% de ^{16}O y 10% de ^{12}C . Gráfico obtenido con PGPLOT y MESA, usando la red de reacciones nucleares `Approx21.net`. En el panel superior se observa la simulación realizada con una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$, mientras que el panel inferior corresponde a $1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$.

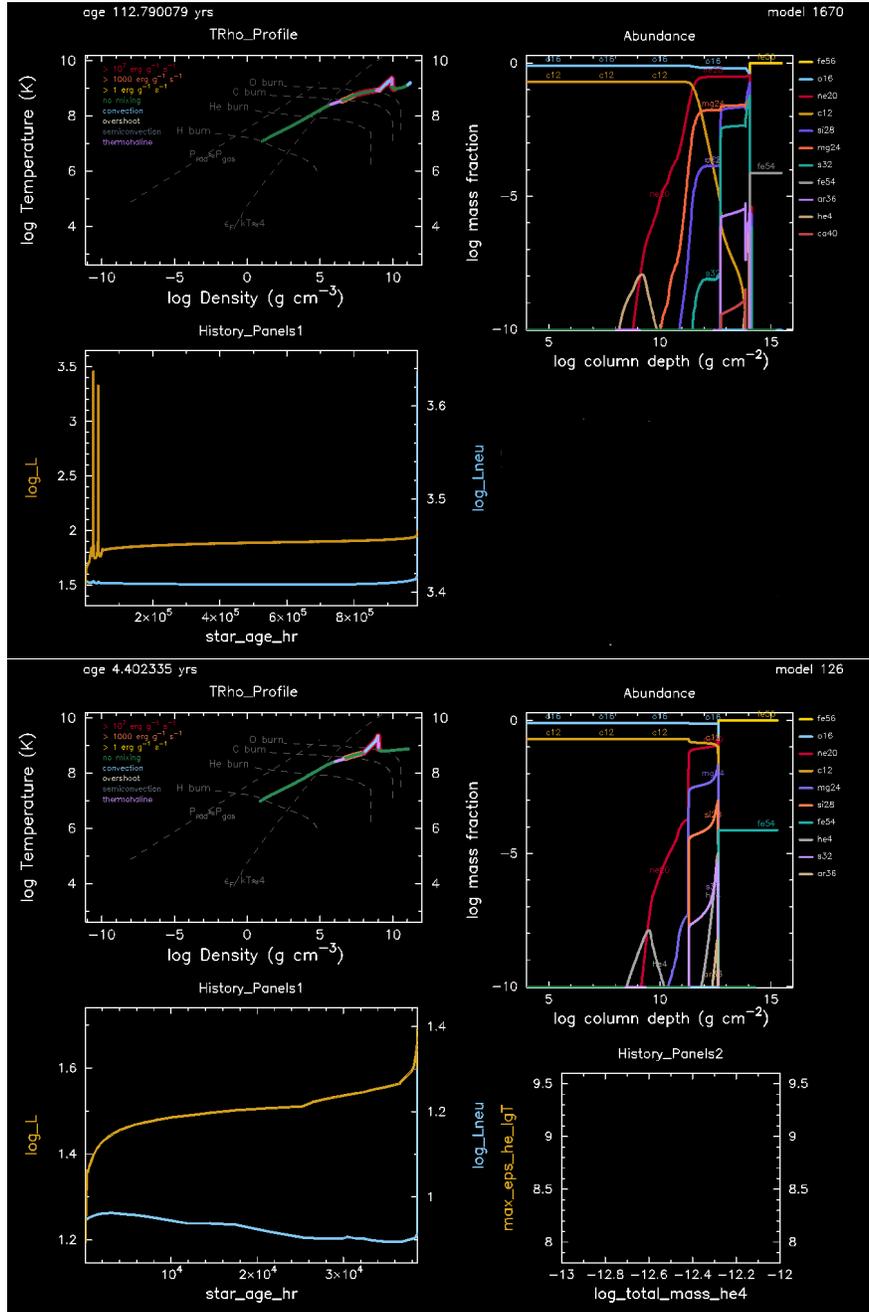


Figura 6.10: Mezcla de 80% de ^{16}O y 20% de ^{12}C . Gráfico obtenido con PGPLOT y MESA, usando la red de reacciones nucleares Approx21.net. En el panel superior se observa la simulación realizada con una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{erg s}^{-1}$, mientras que el panel inferior corresponde a $1 \times 10^{35} \text{erg s}^{-1}$.

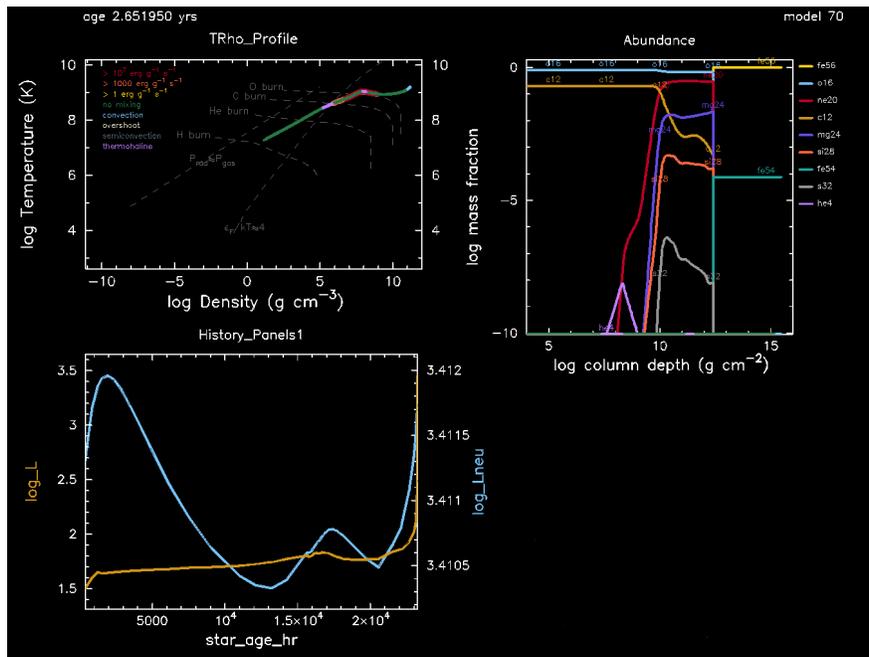


Figura 6.11: Mezcla de 80% de ^{16}O y 20% de ^{12}C . Gráfico obtenido con PGPLOT y MESA, usando la red de reacciones nucleares `Approx21.net` para una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{erg s}^{-1}$. En el panel superior de la figura anterior se nota un par de pequeñas explosiones: acá mostramos la primera de ellas con mas detalle. A diferencia de las otras explosiones producidas en los otros casos, en este caso la simulación pudo seguir ambas explosiones y continuar su evolución por mucho mas tiempo como lo visto en la figura anterior.

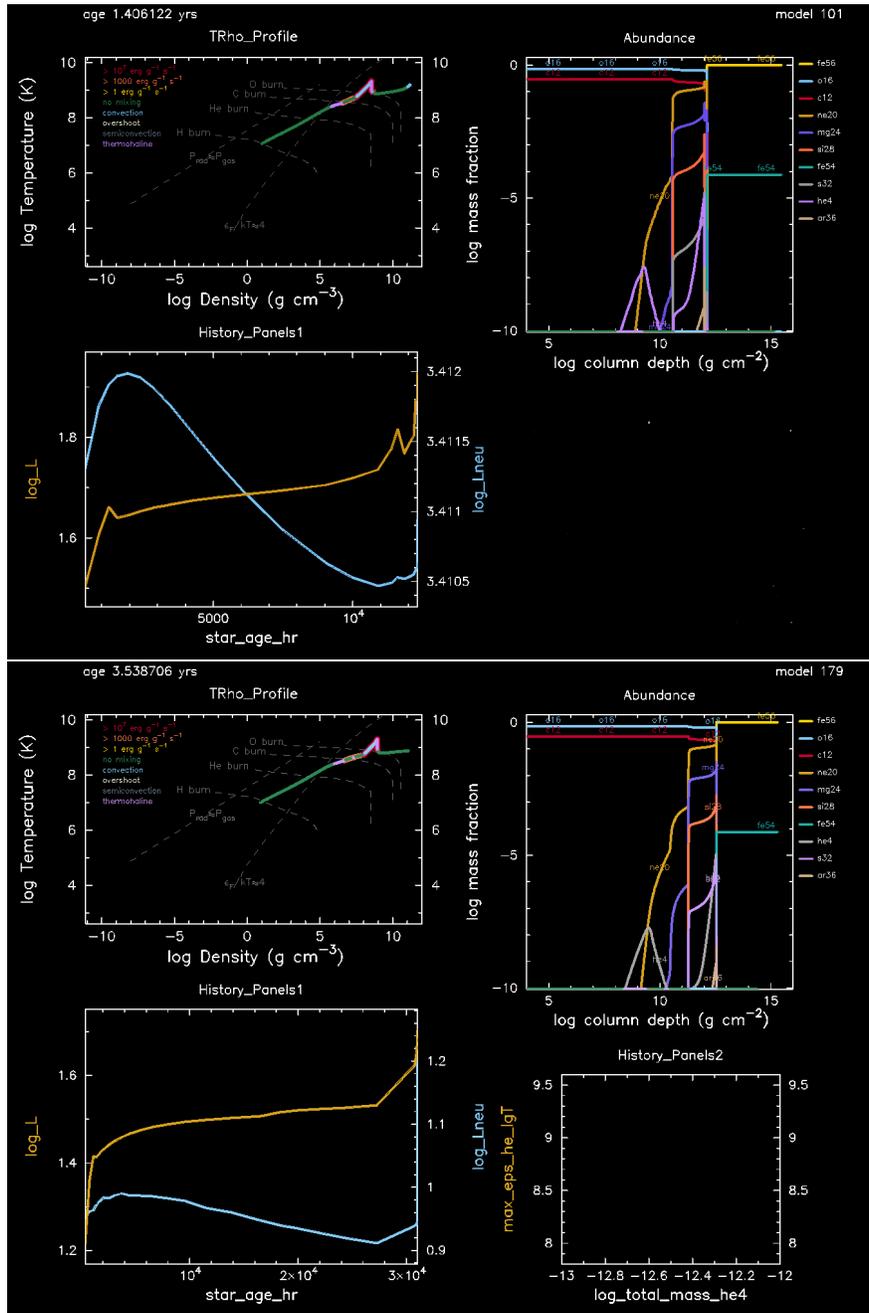


Figura 6.12: Mezcla de 70% de O16 y 30% de C12. Gráfico obtenido con PGPLOT y MESA, usando la red de reacciones nucleares *Approx21.net*. En el panel superior se observa la simulación realizada con una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{erg s}^{-1}$, mientras que el panel inferior corresponde a $1 \times 10^{35} \text{erg s}^{-1}$.

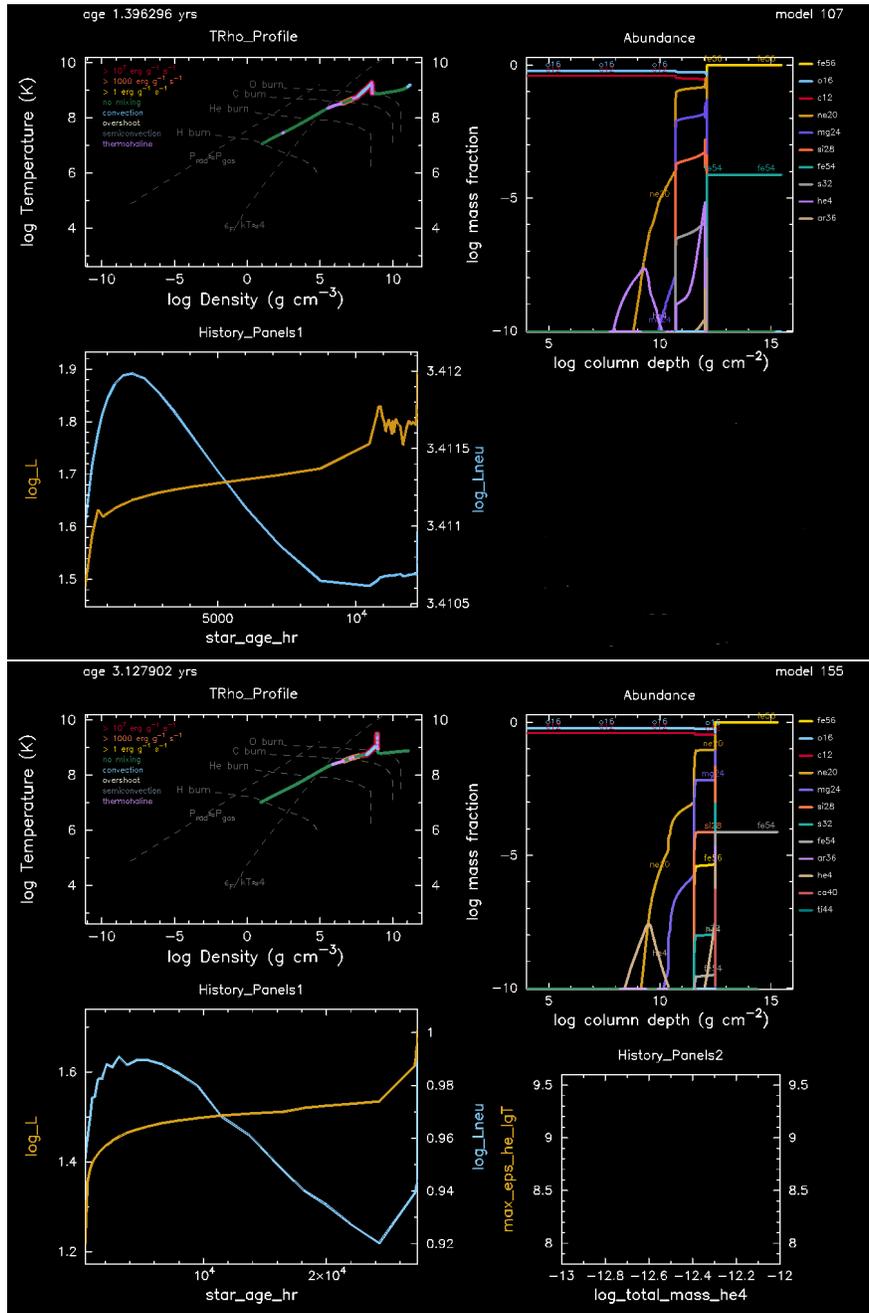


Figura 6.13: Mezcla de 60% de ^{16}O y 40% de ^{12}C . Gráfico obtenido con PGPLOT y MESA, usando la red de reacciones nucleares *Approx21.net*. En el panel superior se observa la simulación realizada con una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{erg s}^{-1}$, mientras que el panel inferior corresponde a $1 \times 10^{35} \text{erg s}^{-1}$.

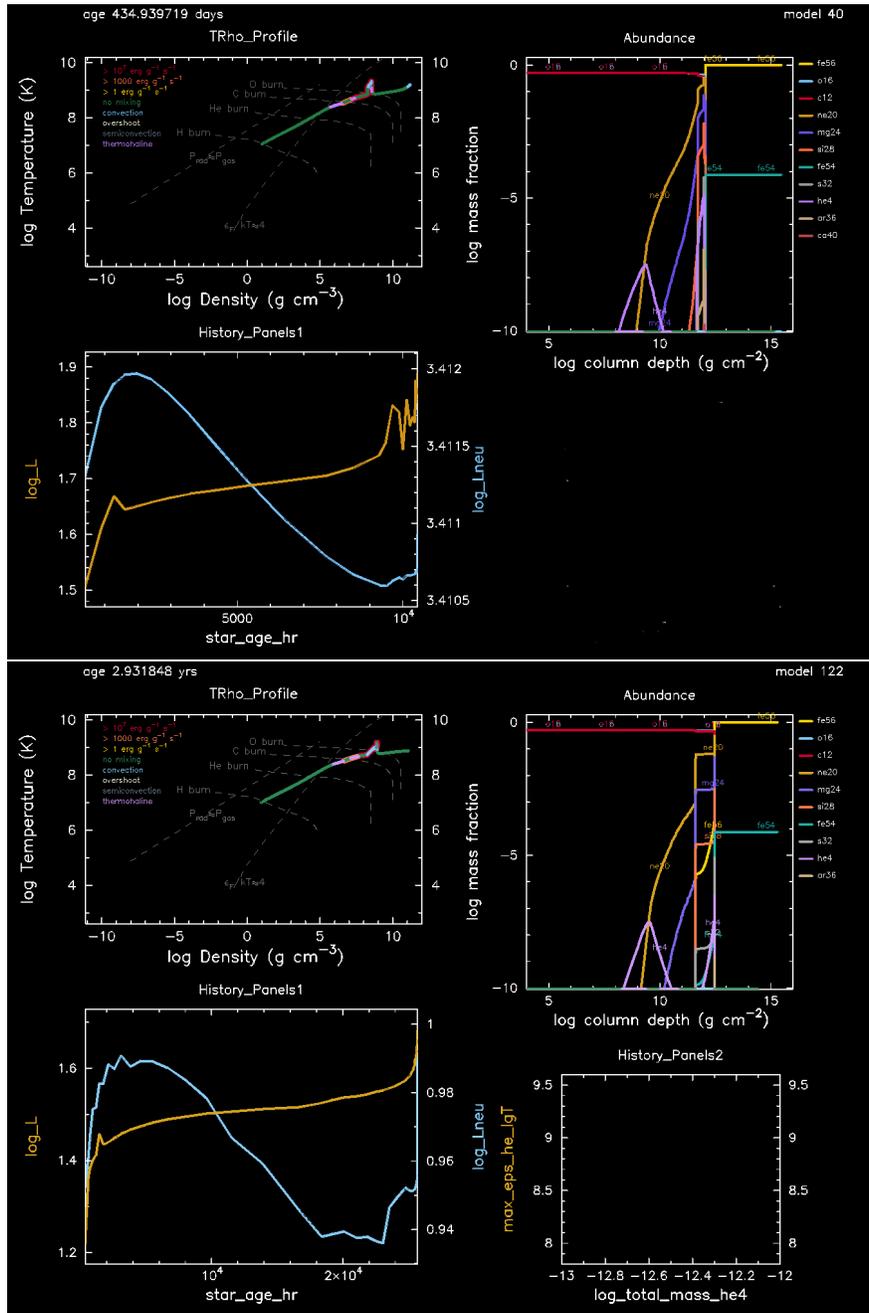
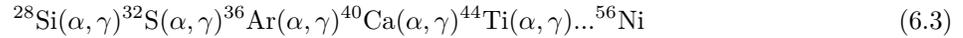


Figura 6.14: Mezcla de 50% de ^{16}O y 50% de ^{12}C . Gráfico obtenido con PGPLOT y MESA, usando la red de reacciones nucleares `Approx21.net`. En el panel superior se observa la simulación realizada con una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{erg s}^{-1}$, mientras que el panel inferior corresponde a $1 \times 10^{35} \text{erg s}^{-1}$.

6.4.2. ^{16}O y ^4He

En todos los casos vemos que la evolución a $L_b = 10^{37}\text{erg s}^{-1}$ y $L_b = 10^{35}\text{erg s}^{-1}$ son muy similares, simplemente que en el segundo caso los tiempos de sobrevivencia son del orden de tres veces más largos. Solamente describimos los casos $L_b = 10^{37}\text{erg s}^{-1}$ con detalle. Al agregar sólo 10% de ^4He , como se ve en la figura 6.15, el quemado de oxígeno se mantiene estable por mínimo 50 años y hasta una densidad columnar de $\log y \approx 14$ [g cm^{-2}], mientras que el helio se quema rápidamente en $\log y \approx 10$ [g cm^{-2}] sin provocar ninguna explosión. En las reacciones nucleares se pueden observar procesos de captura α por parte del ^{16}O hasta llegar a $\log y \approx 11$ [g cm^{-2}], dando lugar al aumento de ^{20}Ne y el ^{24}Mg a expensas del ^{16}O . El aumento del ^{12}C podría deberse al proceso 3α , y este empieza a fusionarse en $\log y \approx 11$ [g cm^{-2}]. Si se tiene una cantidad suficiente de ^{12}C , este puede capturar otra α para formar ^{16}O . Como bien se explica en Pols (2011), en principio más capturas α en ^{16}O son posibles, formando ^{20}Ne , pero durante condiciones de quemado de helio normales, estas son muy raras. La reacción $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ es fuertemente afectada por resonancias. Esta última reacción compite con la 3α por los núcleos de He disponibles. En la mezcla del ^{12}C y ^{16}O que quedan luego del quemado de helio, pueden ocurrir más reacciones por fusión dependiendo de la temperatura que se alcance. Los principales productos luego del quemado de todo el carbono resultan ser ^{16}O , ^{20}Ne y ^{24}Mg . Estos núcleos son abundantes y tienen igual número de protones y neutrones. Como ya se ha estudiado, la fusión de dos ^{16}O da lugar al ^{28}Si y libera una partícula α , a su vez el ^{28}Si reacciona con un γ y da lugar a elementos más ligeros, liberando partículas α (ver las reacciones 6.1 y 6.2), o bien, capturar estas partículas α y producir elementos más pesados



Estos isótopos aparecen progresivamente en las figuras siguientes, 6.15 - 6.19, conforme aumenta la concentración de ^4He y la potencia de la explosión. A partir de que se agrega 20% de ^4He al inicial ^{16}O puro, las reacciones nucleares sobreviven sólo hasta poco más de 1 año. Otro detalle a destacar es que aunque el ^4He en las gráficas presentadas (figuras 6.15 - 6.19) tiende a agotarse por completo en $\log y \approx 10$ [g cm^{-2}], en el momento cercano a la explosión final, este reaparece, debido a las reacciones que liberan α 's.

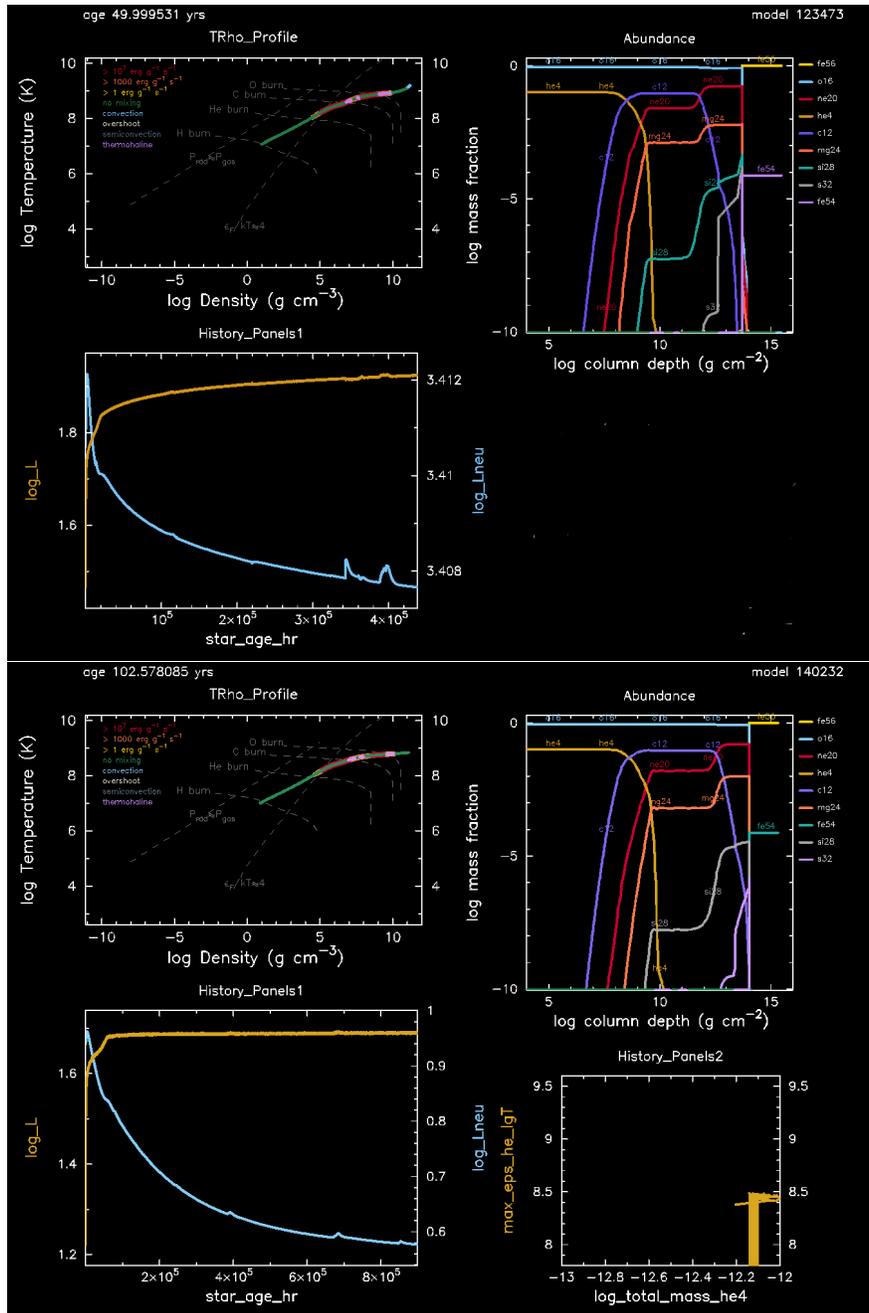


Figura 6.15: Mezcla de 90 % de ^{16}O y 10 % de ^4He . Gráfico obtenido con PGPLOT y MESA, usando la red de reacciones nucleares Approx21.net. En el panel superior se observa la simulación realizada con una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{erg s}^{-1}$, mientras que el panel inferior corresponde a $1 \times 10^{35} \text{erg s}^{-1}$.

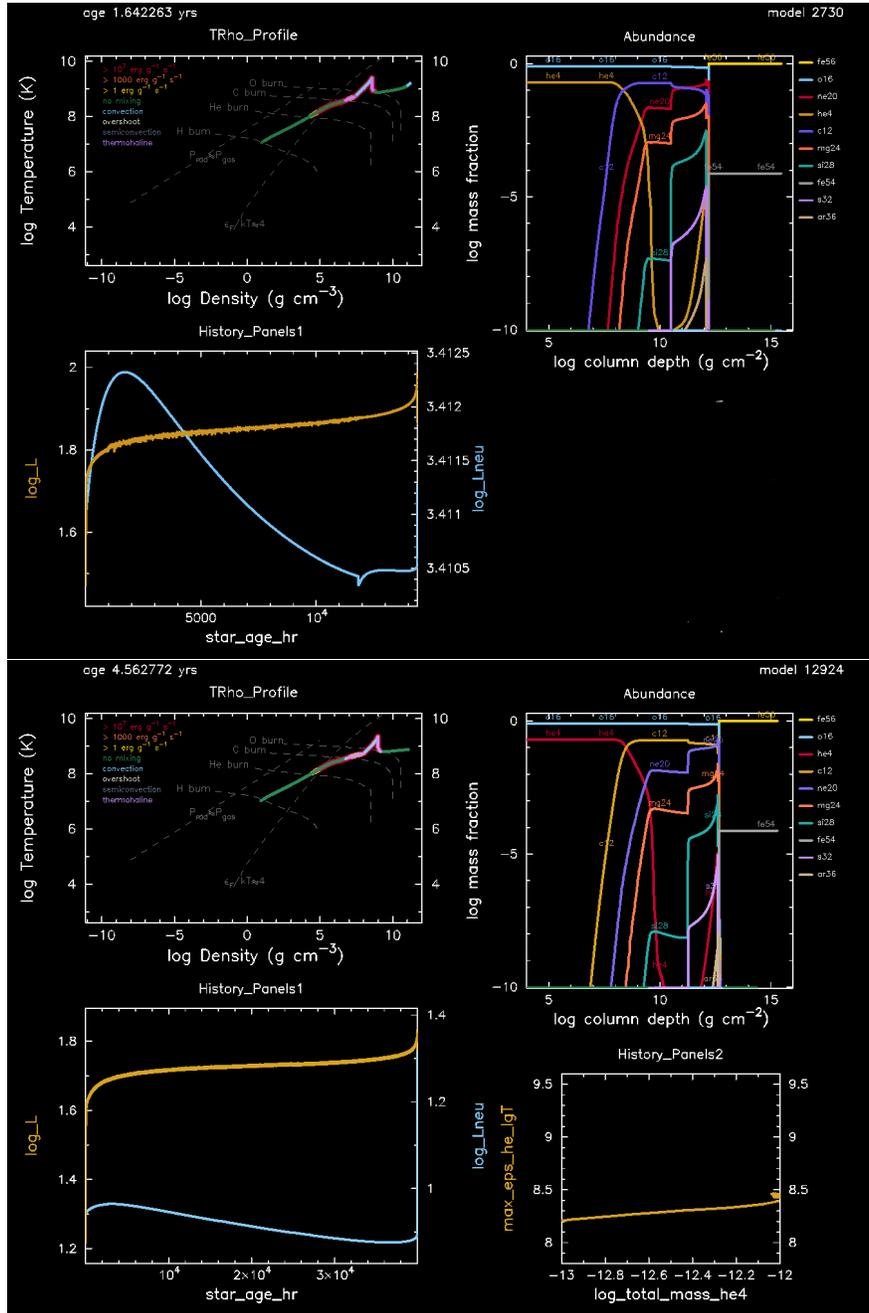


Figura 6.16: Mezcla de 80 % de ^{16}O y 20 % de ^4He . Gráfico obtenido con PGPLOT y MESA, usando la red de reacciones nucleares Approx21.net. En el panel superior se observa la simulación realizada con una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{erg s}^{-1}$, mientras que el panel inferior corresponde a $1 \times 10^{35} \text{erg s}^{-1}$.

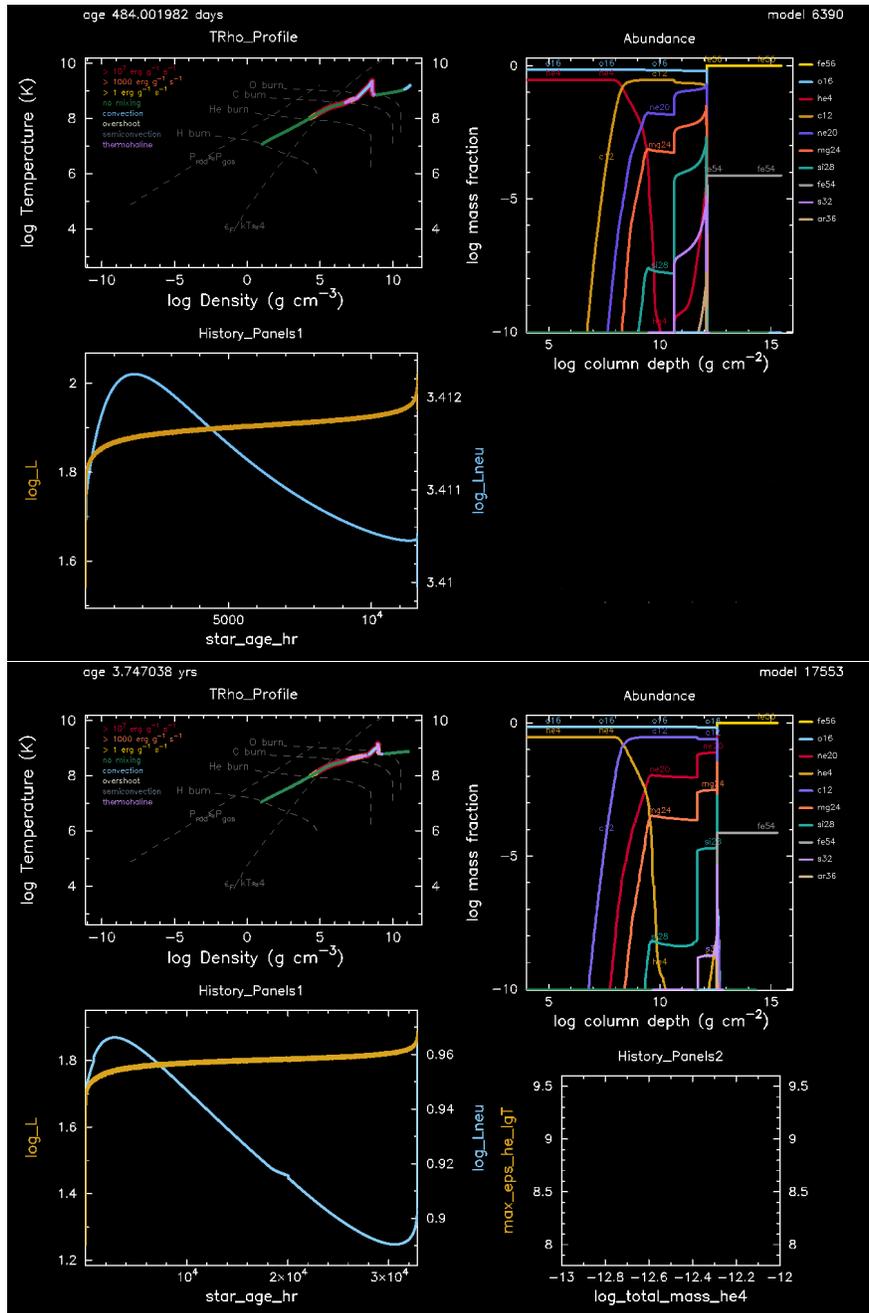


Figura 6.17: Mezcla de 70 % de ^{16}O y 30 % de ^4He . Gráfico obtenido con PGPLOT y MESA, usando la red de reacciones nucleares Approx21.net. En el panel superior se observa la simulación realizada con una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{erg s}^{-1}$, mientras que el panel inferior corresponde a $1 \times 10^{35} \text{erg s}^{-1}$.

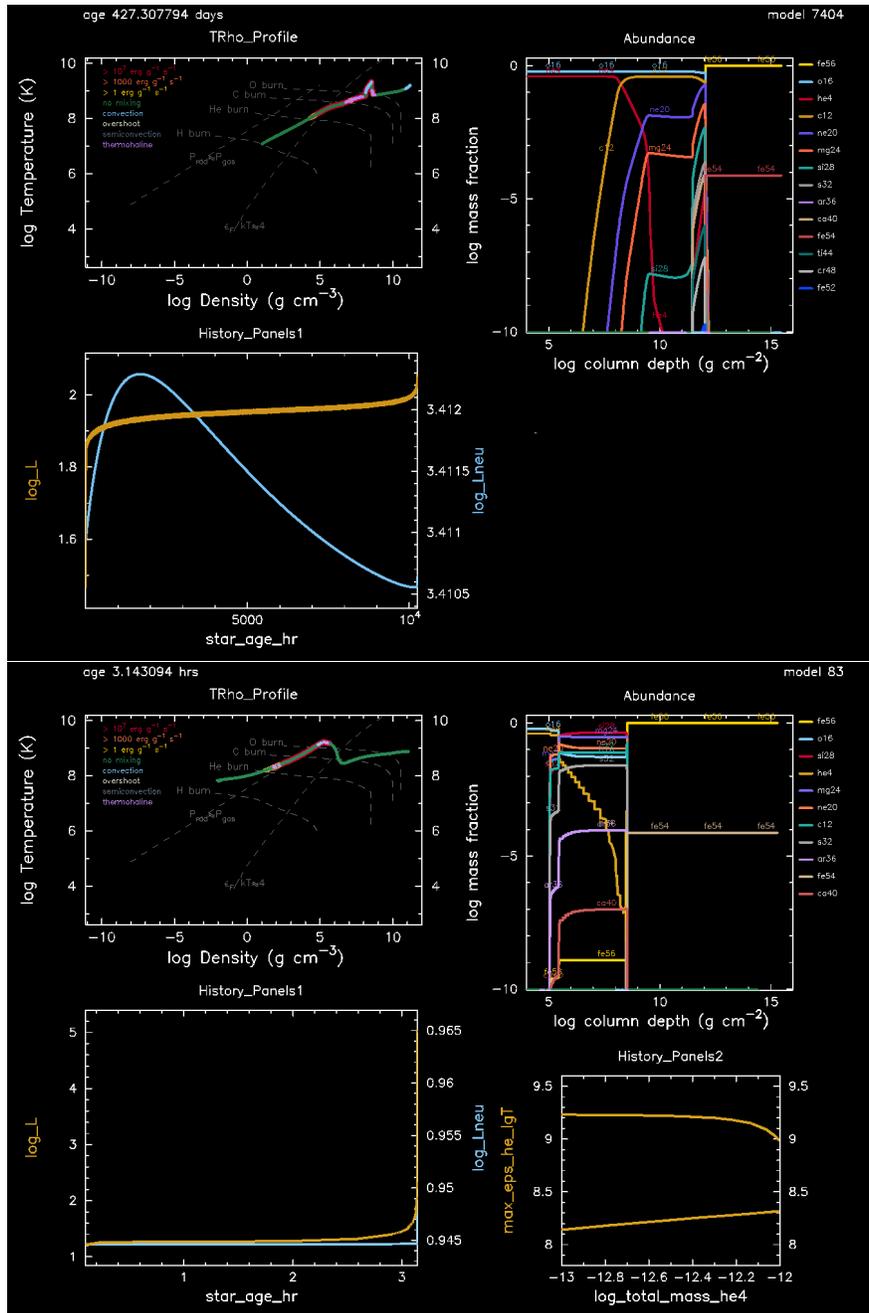


Figura 6.18: Mezcla de 60% de ^{16}O y 40% de ^4He . Gráfico obtenido con PGPLOT y MESA, usando la red de reacciones nucleares Approx21.net. En el panel superior se observa la simulación realizada con una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{erg s}^{-1}$, mientras que el panel inferior corresponde a $1 \times 10^{35} \text{erg s}^{-1}$.

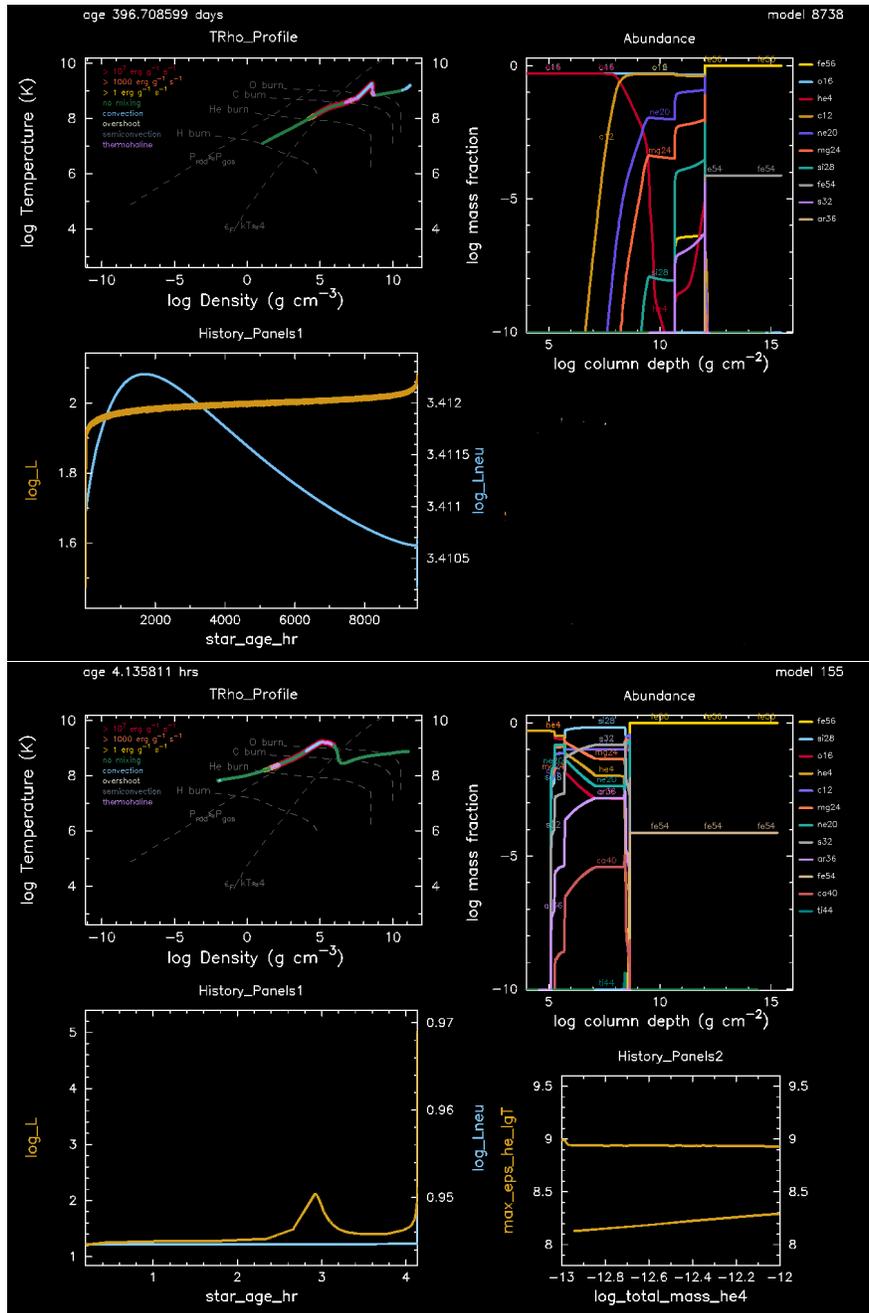


Figura 6.19: Mezcla de 50% de ^{16}O y 50% de ^4He . Gráfico obtenido con PGPLOT y MESA, usando la red de reacciones nucleares Approx21.net. En el panel superior se observa la simulación realizada con una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$, mientras que el panel inferior corresponde a $1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$.

6.4.3. ^{12}C y ^4He

Como en la sección anterior, en todos los casos vemos que la evolución a $L_b = 10^{37}\text{erg s}^{-1}$ y $L_b = 10^{35}\text{erg s}^{-1}$ son muy similares, simplemente que en el segundo caso los tiempos de sobrevivencia son del orden de tres veces mas largos. Solamente describimos los casos $L_b = 10^{37}\text{erg s}^{-1}$ con detalle. Notemos en las figuras 6.7 y 6.8 que acretando ^{12}C puro, este duraba casi un año (322 días), explotando a una densidad columnar de $\log y \approx 12$ [g cm^{-2}], mientras que al acretar ^4He puro, este sobrevivía hasta apenas 2 horas y a $\log y \approx 8,3$ [g cm^{-2}]. Ahora, acretando ambos isótopos, vemos de las figuras 6.20 - 6.25 que podemos agregar hasta 60% de ^4He y los resultados coinciden con los obtenidos para ^{12}C puro, es decir, este sobrevive hasta ≈ 300 días y $\log y \approx 12$ [g cm^{-2}]. Finalmente, cuando la concentración de ^4He alcanza el 70% (figuras 6.26 - 6.28) se presentan inestabilidades, hay pequeños estallidos antes de la explosión final, la cuál sucede a pocas horas de edad de la estrella y tanto el ^{12}C como el ^4He se queman por completo a $\log y \approx 8,5$ [g cm^{-2}] y alcanzando una temperatura de 10^9K . En la figura 6.25 se ilustra de manera muy notoria el aumento inicial de ^{12}C como resultado del proceso 3- α y la producción de ^{16}O , ^{20}Ne y ^{24}Mg gracias a capturas α .

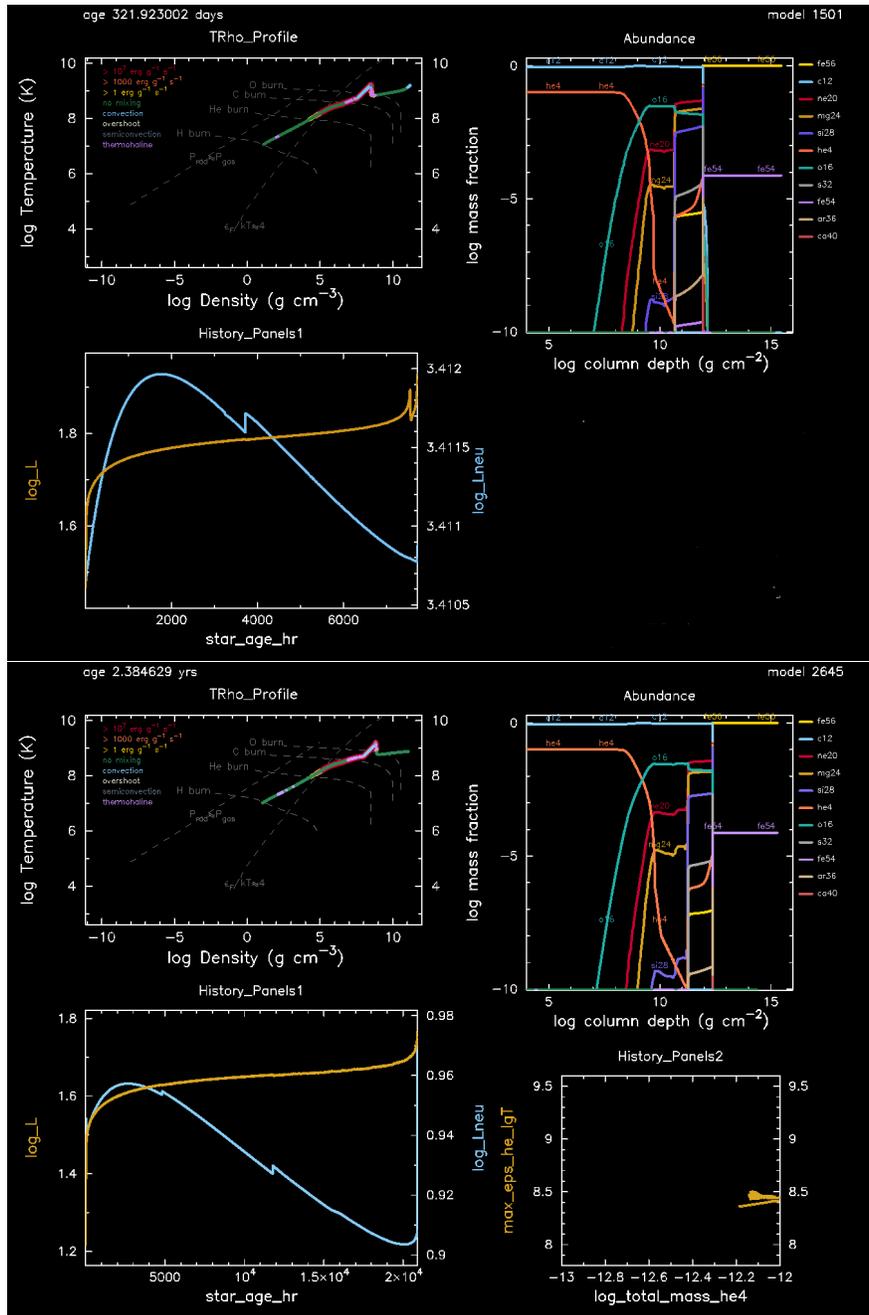


Figura 6.20: Mezcla de 90% de ^{12}C y 10% de ^4He . Gráfico obtenido con PGPLOT y MESA, usando la red de reacciones nucleares Approx21.net. En el panel superior se observa la simulación realizada con una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{erg s}^{-1}$, mientras que el panel inferior corresponde a $1 \times 10^{35} \text{erg s}^{-1}$.

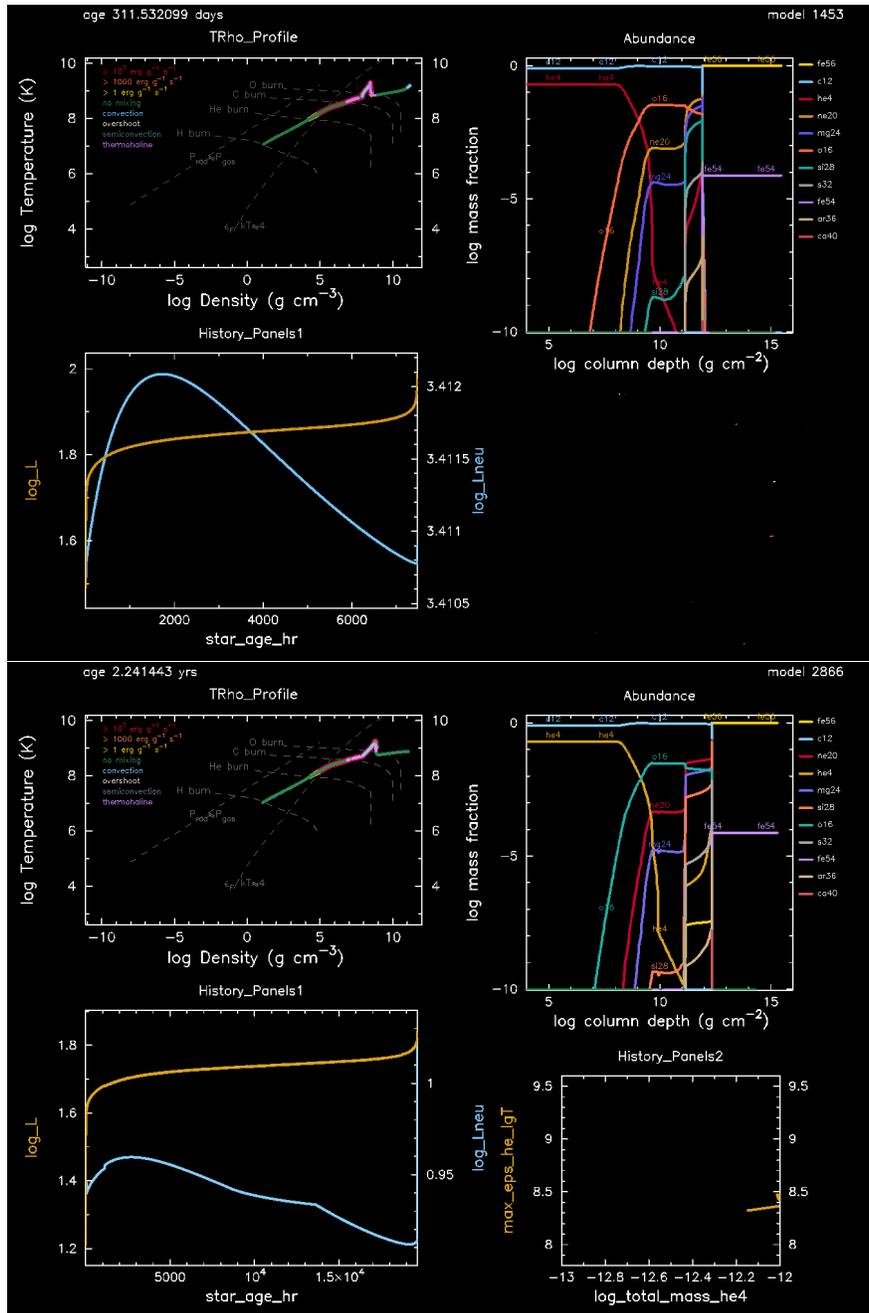


Figura 6.21: Mezcla de 80% de ^{12}C y 20% de ^4He . Gráfico obtenido con PGPLOT y MESA, usando la red de reacciones nucleares Approx21.net. En el panel superior se observa la simulación realizada con una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$, mientras que el panel inferior corresponde a $1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$.

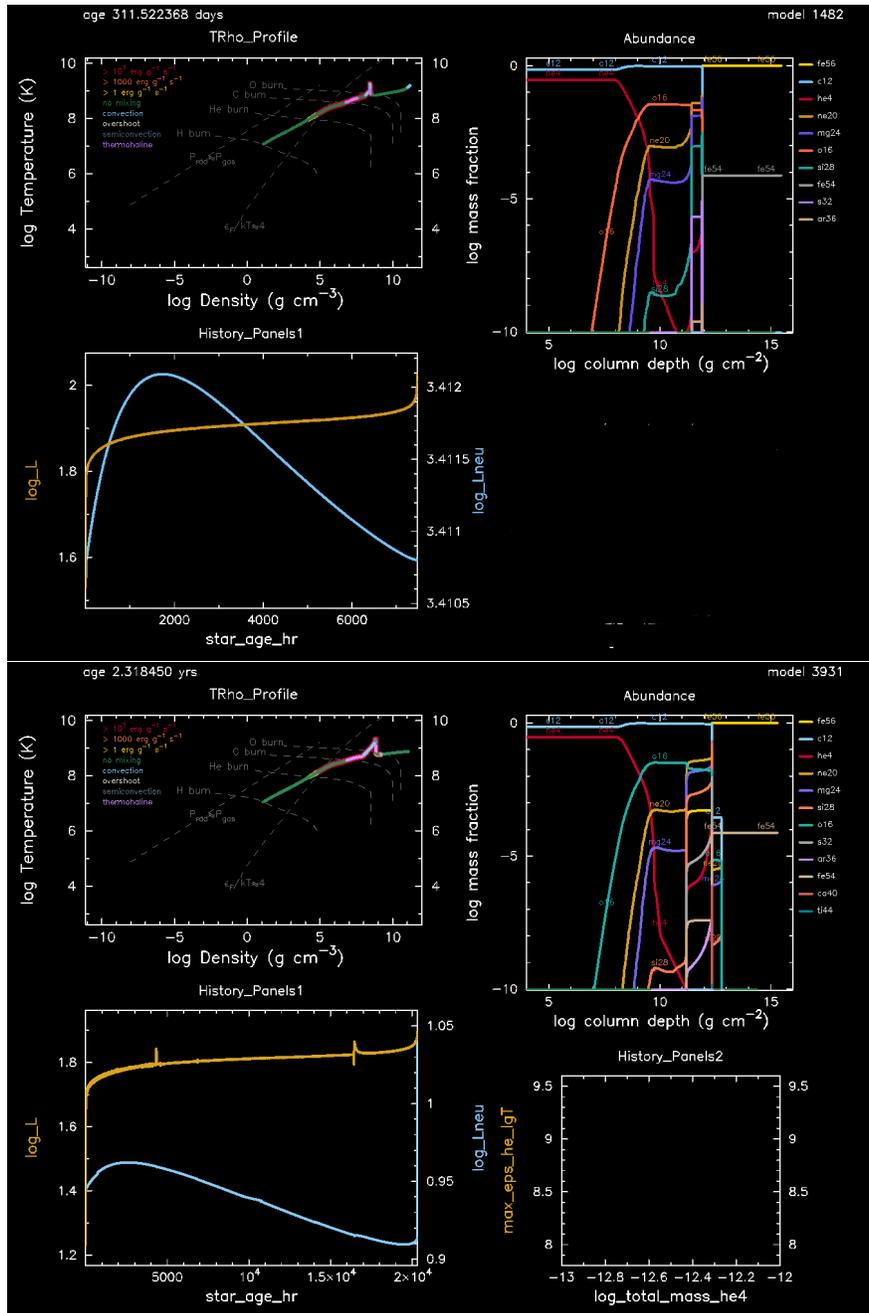


Figura 6.22: Mezcla de 70% de ^{12}C y 30% de He4 . Gráfico obtenido con PGPLOT y MESA, usando la red de reacciones nucleares Approx21.net. En el panel superior se observa la simulación realizada con una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$, mientras que el panel inferior corresponde a $1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$.

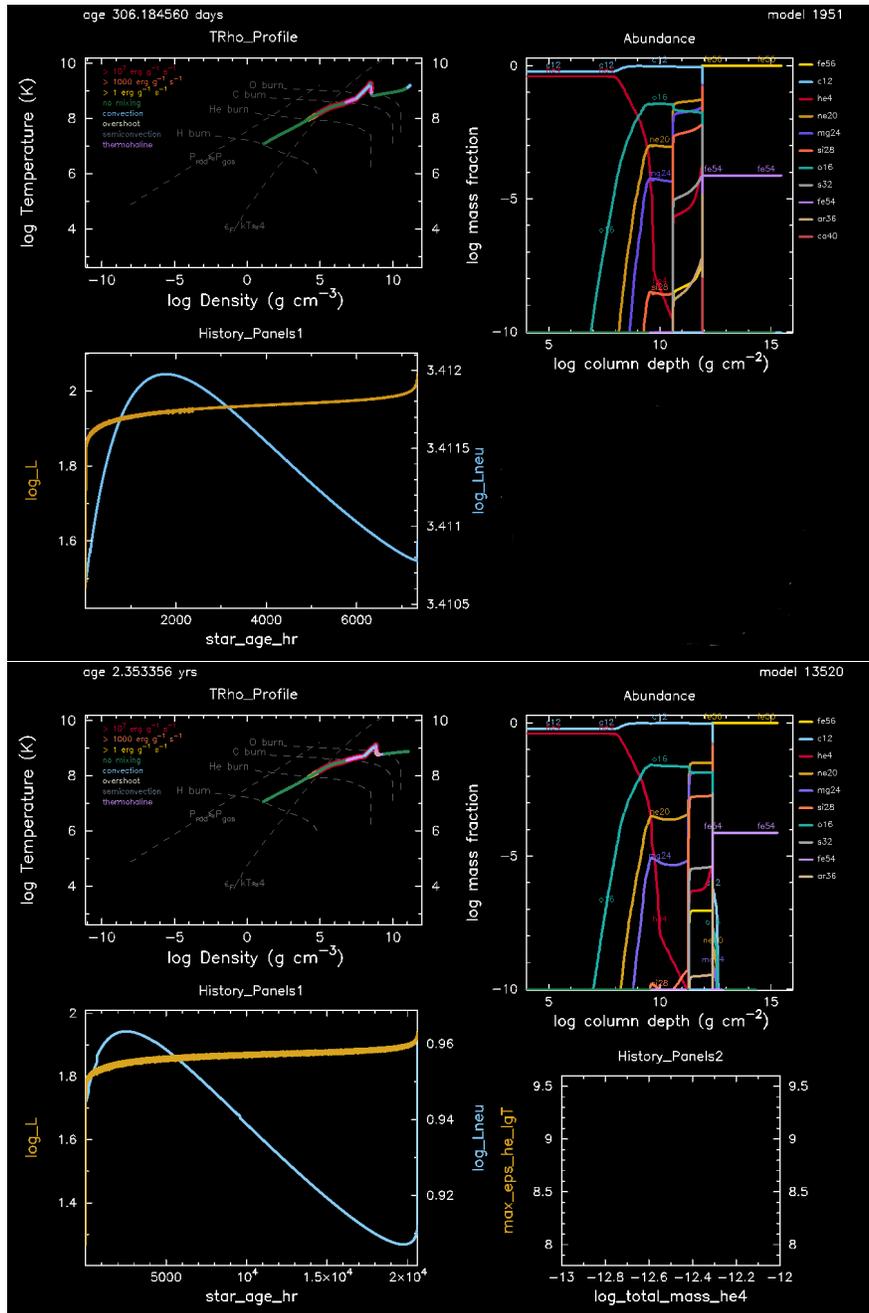


Figura 6.23: Mezcla de 60% de ^{12}C y 40% de ^4He . Gráfico obtenido con PGPLOT y MESA, usando la red de reacciones nucleares Approx21.net. En el panel superior se observa la simulación realizada con una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$, mientras que el panel inferior corresponde a $1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$.

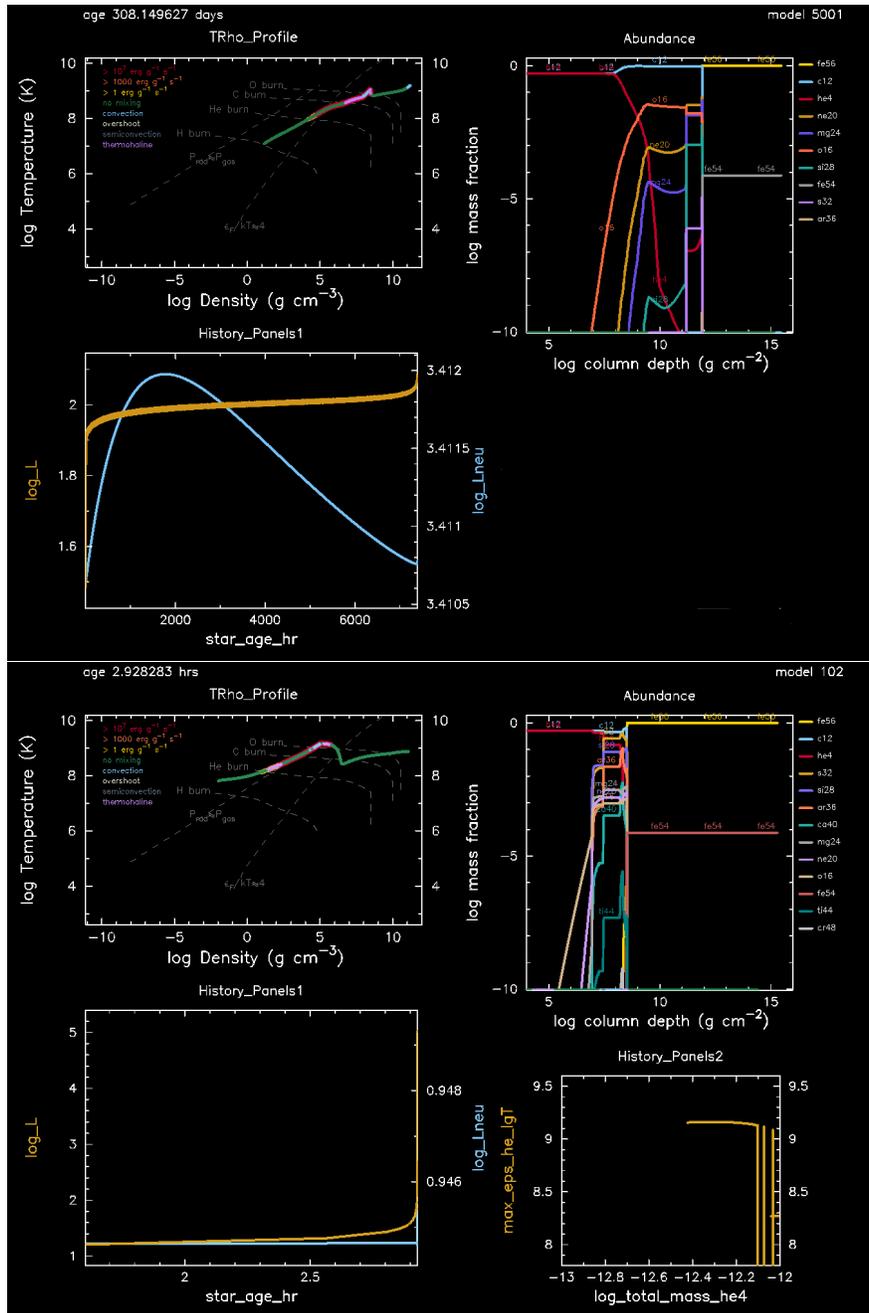


Figura 6.24: Mezcla de 50% de ^{12}C y 50% de ^4He . Gráfico obtenido con PGPLOT y MESA, usando la red de reacciones nucleares Approx21.net. En el panel superior se observa la simulación realizada con una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$, mientras que el panel inferior corresponde a $1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$.

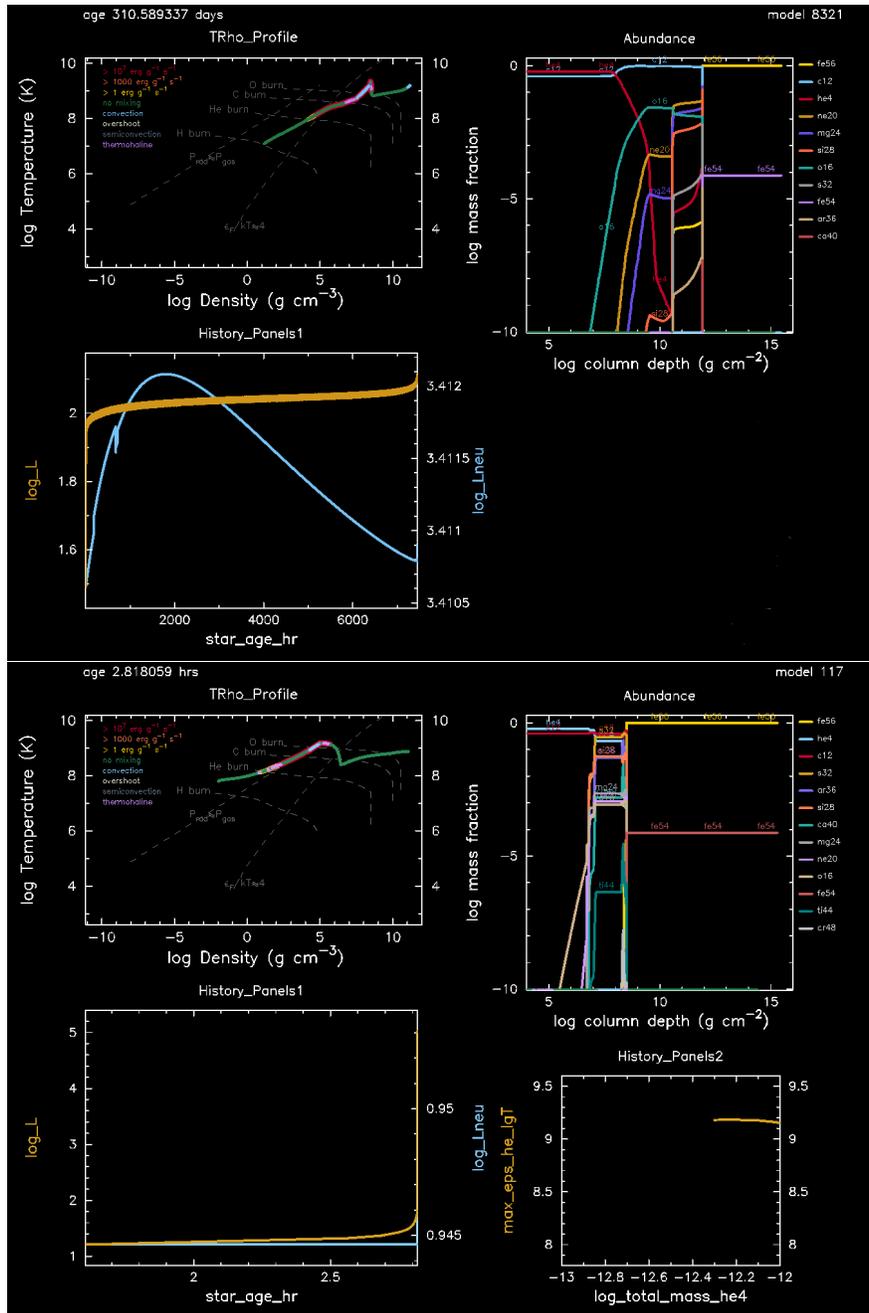


Figura 6.25: Mezcla de 40% de ^{12}C y 60% de ^4He . Gráfico obtenido con PGPLOT y MESA, usando la red de reacciones nucleares Approx21.net. En el panel superior se observa la simulación realizada con una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{erg s}^{-1}$, mientras que el panel inferior corresponde a $1 \times 10^{35} \text{erg s}^{-1}$.

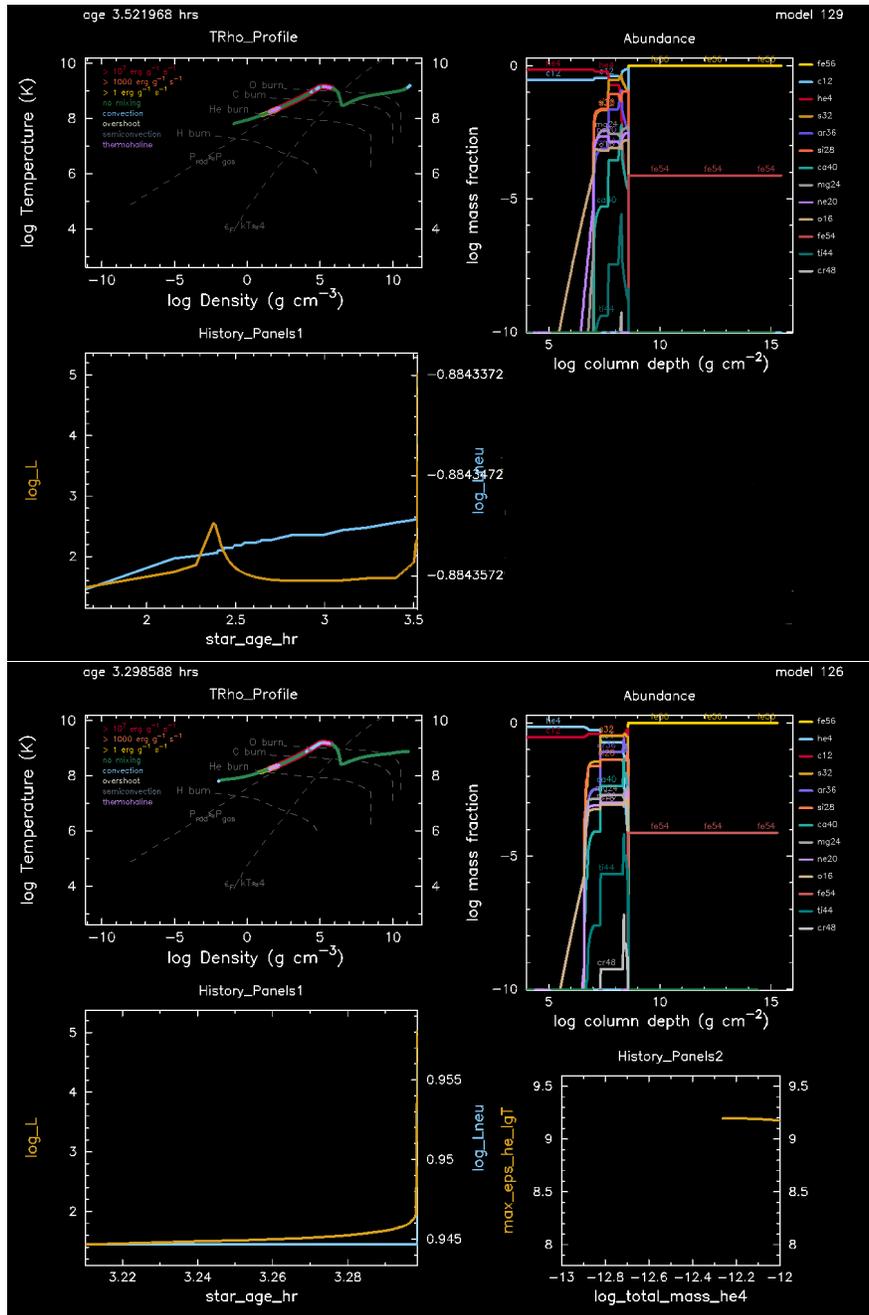


Figura 6.26: Mezcla de 30% de ^{12}C y 70% de ^4He . Gráfico obtenido con PGPLOT y MESA, usando la red de reacciones nucleares Approx21.net. En el panel superior se observa la simulación realizada con una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$, mientras que el panel inferior corresponde a $1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$.

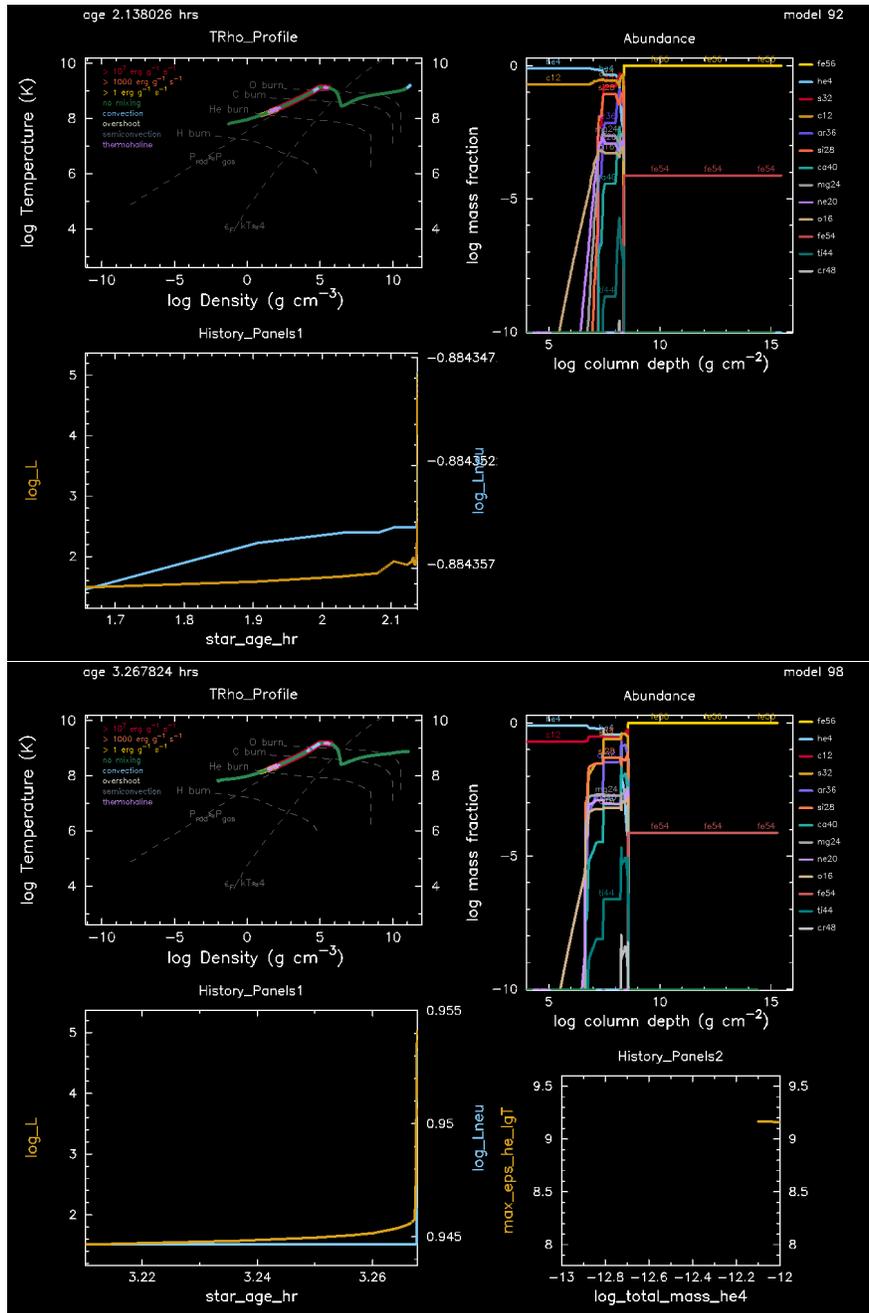


Figura 6.27: Mezcla de 20% de ^{12}C y 80% de ^4He . Gráfico obtenido con PGPLOT y MESA, usando la red de reacciones nucleares Approx21.net. En el panel superior se observa la simulación realizada con una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{erg s}^{-1}$, mientras que el panel inferior corresponde a $1 \times 10^{35} \text{erg s}^{-1}$.

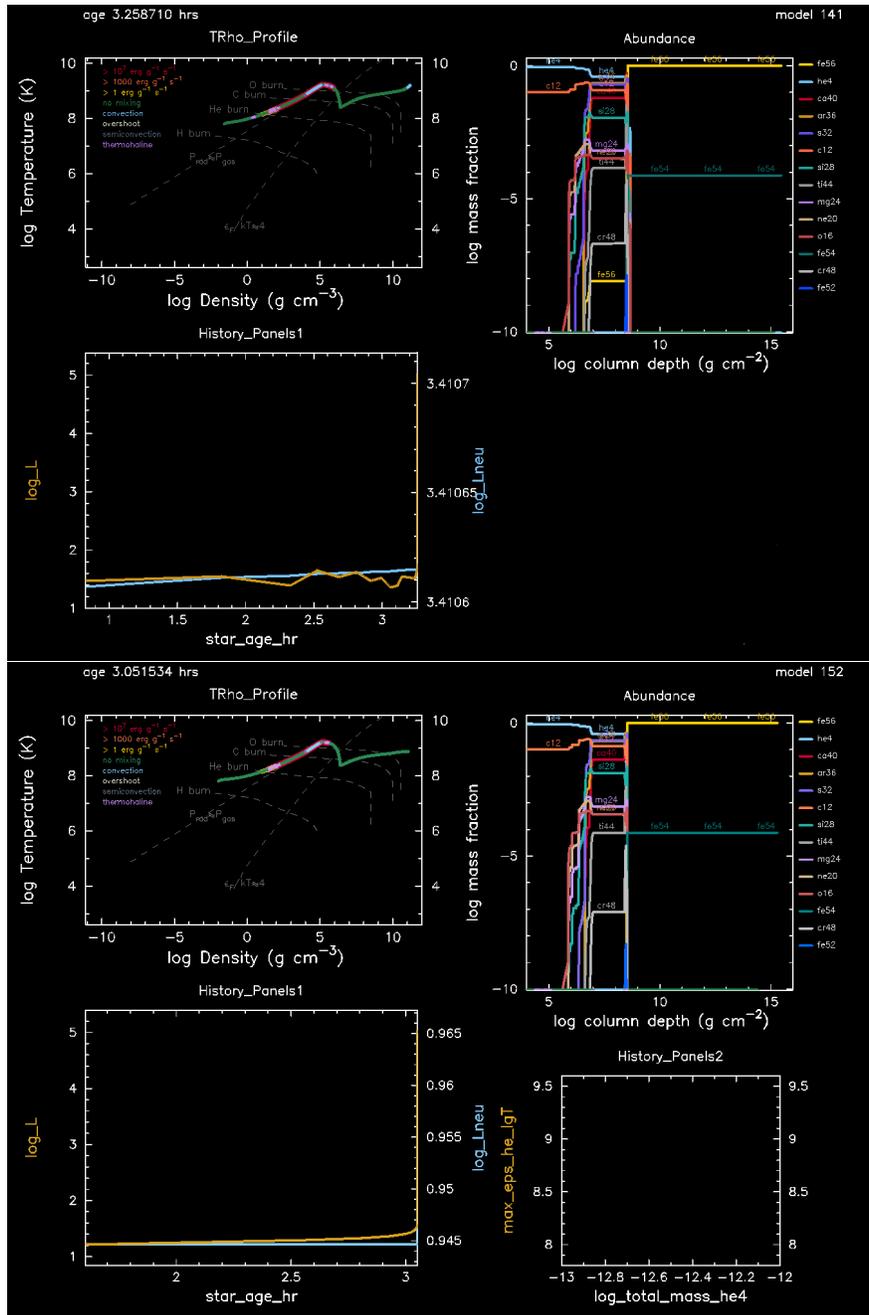


Figura 6.28: Mezcla de 10% de ^{12}C y 90% de ^4He . Gráfico obtenido con PGPLOT y MESA, usando la red de reacciones nucleares Approx21.net. En el panel superior se observa la simulación realizada con una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$, mientras que el panel inferior corresponde a $1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$.

6.5. Comparación de los Resultados

A continuación se presenta un resumen de estos resultados en la Tabla 6.1. Notemos las peculiaridades que se presentan en algunas combinaciones de isótopos en los casos con $L_b = 10^{37} \text{erg s}^{-1}$. Para la mezcla compuesta por 90 % de ^{16}O con 10 % de ^4He , el código corre de manera muy lenta y le toma más de 120,000 modelos para tan solo llegar a 50 años. En este caso no se llegó a una explosión final y se detuvo manualmente, pues el tiempo de cómputo era demasiado largo y, para fines prácticos, sólo se requiere verificar si se presenta o no un quemado estable en los primeros 30 años de vida de la estrella. Por otro lado, para la composición de 80 % de ^{16}O con 20 % de ^{12}C , se presentan pequeñas explosiones a lo largo de la evolución de la estrella, hasta finalmente llegar a la última explosión, donde además se puede observar un aumento drástico en la temperatura y la etapa de convección.

Para comparar con los casos con $L_b = 10^{35} \text{erg s}^{-1}$ vemos que en general los segundos sobreviven mas tiempo, típicamente del orden de tres veces más. En algunos casos, sin embargo, a baja luminosidad basal el tiempo de sobrevivencia puede ser mucho más corto: los marcamos con una estrella, *, en la tabla. Se observa que estos con gran diferencia se presentan a concentraciones donde hay una transición de tiempos largos a cortos y simplemente esta transición ocurre a fracciones de masa más pequeña a baja luminosidad.

Isótopos	% de mezcla	Luminosidad basal = 10^{37} erg s $^{-1}$			Luminosidad basal = 10^{35} erg s $^{-1}$		
		Tiempo de supervivencia	log y [g cm $^{-2}$]	Pasos de integración	Tiempo de supervivencia	log y [g cm $^{-2}$]	Pasos de integración
O16	100	120 años	14.1	62	301.5 años	14.5	314
O16 y C12	90 y 10	111.2 años	14.3	808	301.8 años	14.6	1239
O16 y C12	80 y 20	112.7 años	14.3	1670	* 4.4 años	12.6	126
O16 y C12	70 y 30	1.41 años	12.1	101	3.53 años	12.6	179
O16 y C12	60 y 40	1.39 años	12.1	107	3.12 años	12.6	155
O16 y C12	50 y 50	434.9 días	12	40	2.93 años	12.5	122
O16 y He4	90 y 10	50 años	14	123473	102.5 años	14.2	140232
O16 y He4	80 y 20	1.64 años	12.2	2730	4.56 años	12.8	12924
O16 y He4	70 y 30	484.0 días	12.1	6390	3.74 años	12.8	17553
O16 y He4	60 y 40	427.3 días	12.1	7404	* 3.14 hrs	8.5	83
O16 y He4	50 y 50	396.7 días	12	8738	* 4.13 hrs	8.6	155
C12	100	322.3 días	12	98	2.31 años	12.4	123
C12 y He4	90 y 10	321.9 días	12.2	1501	2.38 años	12.5	2645
C12 y He4	80 y 20	311.53 días	12	1453	2.24 años	12.4	2866
C12 y He4	70 y 30	311.52 días	11.9	1482	2.31 años	11.9	3931
C12 y He4	60 y 40	306.2 días	11.9	1951	2.35 años	12.7	13520
C12 y He4	50 y 50	308.1 días	11.9	5001	* 2.92 hrs	8.6	102
C12 y He4	40 y 60	310 días	11.9	8321	* 2.81 hrs	8.5	117
C12 y He4	30 y 70	3.52 hrs	8.5	129	3.29 hrs	8.5	126
C12 y He4	20 y 80	2.14 hrs	8.3	92	3.26 hrs	8.5	98
C12 y He4	10 y 90	3.26 hrs	8.5	141	3.05 hrs	8.5	152
He4	100	2.26 hrs	8.4	112	3.58 hrs	8.5	169

Cuadro 6.1: Se muestra la combinación de isótopos estudiada y el tiempo de acreción durante el cual no hay explosión en la estrella de neutrones, así como la densidad columnar alcanzada por las últimas reacciones nucleares presentes en el momento de la explosión. Finalmente se indica el número de pasos de integración necesarios por MESA para alcanzar el final. Se realizaron todos los cálculos para una luminosidad basal de 10^{37} erg s $^{-1}$ y posteriormente para 10^{35} erg s $^{-1}$: en la sexta columna se marcan con una estrella, *, modelos donde hay una diferencia significativa en el tiempo de supervivencia entre las dos luminosidades basales.

Capítulo 7

Conclusiones

Después de la explosión de la supernova SN 1987A por muchos años se ha estado buscando evidencia de la presencia del objeto compacto, sea un hoyo negro o una estrella de neutrones, producido en este evento. Por muchos años no se ha encontrado ninguna señal creíble de este objeto compacto. Finalmente, en 2019 apareció la primera posible tal señal. Cigan et al. (2019) presentaron imágenes de alta resolución angular del polvo y moléculas que se encuentran en la eyección de la SN 1987A. Identificaron una burbuja localizada de polvo caliente (ver figura 2.6) con una temperatura de $\simeq 33$ K y una luminosidad del orden de $L_{cs} \simeq (40 - 90)L_{\odot}$, mientras el material vecino presentó una temperatura de $\simeq 22$ K. Propusieron, como posible explicación del exceso de luminosidad de esta burbuja, la presencia del objeto compacto producido por SN 1987A. Posteriormente, en Page et al. (2020) se presenta un análisis detallado de esta fuente y se llega a la conclusión de que la explicación más razonable es efectivamente la de la presencia de una estrella de neutrones, y la energía emitida por la burbuja viene directamente de la emisión térmica superficial de la estrella, reprocesada por el polvo.

Page et al. (2020) mostraron que para reproducir con precisión la luminosidad estimada L_{cs} se requiere que la superficie de EN 1987A sea cubierta de elementos ligeros, es decir, la luminosidad anómala que se observa proveniente de la burbuja de polvo, inferida por Cigan et al. (2019), se puede explicar por el calentamiento del polvo debido a la emisión térmica de EN 1987A escondida dentro de los escombros de SN 1987A. Sin embargo esta explicación es más convincente si las capas externas de EN 1987A están constituidas de elementos ligeros, como C u O, y no de elementos pesados, como Fe, pues estos elementos ligeros tienen números atómicos Z y tasas de dispersión electrón-ion más pequeñas lo que implica mayores conductividades térmicas que en el caso de los elementos pesados. Esto conduce a un gradiente de temperatura más pequeño en las capas superficiales de la estrella (en este caso, en la envoltura) y mayores temperaturas superficiales T_s . (De acuerdo con Potekhin et al. (1997), las capas más gruesas de elementos ligeros corresponden a T_s más grandes). Modelos de formación de estrellas de neutrones (por ej., Burrows & Lattimer 1986) muestran que al terminar la fase de proto-estrella de neutrones estas capas superficiales están compuestas de hierro. Los elementos ligeros han de haber sido depositados posteriormente a la formación de EN 1987A durante una fase de acreción.

Este trabajo ha consistido en realizar simulaciones numéricas usando el código de evolución estelar MESA, con el fin de modelar la acreción pos-supernova de elementos ligeros. El objetivo es conocer cuánto tiempo y hasta qué densidad sobreviven estos elementos ligeros sin que se presente una explosión. En el caso de que haya ocurrido una explosión esta habría fusionado estos elementos ligeros en elementos pesados, debilitando la interpretación de la emisión térmica como fuente del calentamiento de la burbuja. Para tener certeza del correcto funcionamiento de MESA en el manejo de envolturas de estrellas de neutrones, antes de proceder a la realización de este trabajo, este código fue comparado con modelos estacionarios, sin acreción, de envolturas generados con el código `Envelope` desarrollado por el Prof. Dany Page, así como con trabajos similares anteriores de otros investigadores (Gudmundsson et al. 1983: “GPE”, y Potekhin et al. 1997: “PCY”). Los resultados obtenidos fueron muy consistentes y podemos notar que tanto los resultados obtenidos con MESA

como con **Envelope** se encuentran dentro de los límites obtenidos por PCY para el caso envolventes con elementos ligeros como se muestra en las figuras 6.2, 6.3 y 6.4. Para el caso de envolventes de Fe puro, vemos en la fig. 6.1 que los datos arrojados por MESA y por **Envelope** se encuentran sobre la curva analítica obtenida usando los resultados de GPE. Sin embargo, en todos los casos, incluyendo a los elementos ligeros, se observan pequeñas discrepancias (nótese que para el ^{16}O la diferencia entre MESA y **Envelope** es casi nula) para temperaturas muy altas ($\log(T_b) \approx 9,3$ [K]) y también conforme el tiempo de acreción y la densidad columnar y aumentan. Pensamos que este efecto podría deberse al proceso de emisión y enfriamiento por neutrinos térmicos, pues se observa un aplanamiento de las curvas a altas temperaturas. Este efecto no está considerado por GPE. El aplanamiento es además más pronunciado en los resultados de MESA que en los resultados de **Envelope**, por lo que habría que estudiar más en detalle ambos códigos y averiguar qué provoca esta ligera diferencia en los resultados. Después de estos estudios preliminares pudimos proceder a realizar simulaciones con MESA en presencia de acreción de elementos ligeros y reacciones nucleares. De estos estudios se puede observar una sobrevivencia, sin presentar una explosión nuclear, del ^{16}O puro por al menos 120 años, del ^{12}C por 1 a 3 año y del ^4He por ≈ 2 horas. Resumimos nuestros resultados en la tabla 6.1 donde notamos que la mezcla de ^{16}O con ciertos porcentajes de ^{12}C o de ^4He da lugar a un quemado estable por más de un año, por ejemplo: más de 100 años para 10 y 20 % de ^{12}C , 1.41 y 1.39 años para 30 y 40 % respectivamente, así como mínimo 50 años para 10 % de ^4He y 1.64 años para 20 % del mismo. La razón por la que sucede esta brecha, de cerca de 100 años a un año, en el tiempo de acreción antes de la explosión aún no ha sido estudiada pero se pretende hacerlo en trabajos futuros.

Estos resultados nos permiten concluir que es posible depositar grandes cantidades de elementos ligeros como ^{12}C y ^{16}O en la superficie de una estrella de neutrones recién nacida sin que estos exploten y se fusionen en elementos pesados. En el caso del ^4He solamente se puede depositar mucho más pequeñas cantidades. Todo el proceso de reacciones nucleares fue realizado usando un valor cercano a la tasa de acreción de Eddington ($\sim 10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$) y a una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$: esto significa que la luminosidad de la estrella de neutrones durante esta fase ha sido del orden de $10^{38} \text{ erg s}^{-1}$. La figura 2.3 muestra la curva de luz de SN 1987A para hasta 5 años luego de la explosión: la luminosidad generada por la acreción debe haber sido bastante inferior a la luminosidad total de SN 1987A. Una luminosidad de acreción del orden de $10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ es posible durante unos 2-3 años sin afectar la curva de luminosidad de SN 1987A, siendo solamente una pequeña perturbación al total. Posteriormente, la acreción debe haber sido mucho menor. En la figura 4.7 podemos identificar, de acuerdo con Page et al. (2020), lo que sucede a la edad de $\sim 2 - 3$ años y comparar con los resultados que obtuvimos en MESA, los cuales han sido resumidos a la Tabla 6.1. Iniciando con el helio, ambos trabajos concuerdan en que la sobrevivencia de este es muy corta, hasta $\log y \approx 8$ [g cm^{-2}], y apenas 2 horas de acuerdo con este trabajo, si se acreta solo. Si está mezclado con una mucho mayor cantidad de carbono u oxígeno, se puede acretar en mucho mas grande cantidad pero fusiona y se transforma en ^{12}C sobreviviendo al final solamente una pequeña cantidad como se vió en la figuras 6.15 - 6.19 y 6.20 - 6.28.

En el caso del carbono, en fig. 4.7, alcanza una densidad de 10^9 g cm^{-3} y una densidad columnar de $10^{12} \text{ g cm}^{-2}$ en su primer año de vida. Luego en la tabla 6.1 identificamos que el carbono puro alcanzó una densidad columnar de $10^{12} \text{ g cm}^{-2}$, llegando hasta los 322 días de edad antes de la explosión. Finalmente, el oxígeno puro resulta ser un elemento muy estable, podríamos acretarlo por más de 100 años sin llegar al punto de explosión, pero para los fines de este trabajo, sólo nos interesa analizar qué sucede los primeros años. Regresando nuevamente a la figura 4.7 esta nos muestra que la densidad de sobrevivencia del oxígeno es de casi $10^{10} \text{ g cm}^{-3}$ y llega a una densidad columnar $\log y \approx 13,8$ [g cm^{-2}]. En nuestros cálculos la densidad columnar obtenida fue de $\log y \approx 14,1$ [g cm^{-2}]. Sin embargo, esta acreción a la tasa de Eddington no puede haber durado mas de 2-3 años, y por lo tanto la profundidad de oxígeno depositado no puede rebasar los $10^{13} \text{ g cm}^{-2}$ a una densidad de $\sim 2 - 3 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3}$.

Tomando en cuenta los límites ya mencionados para la luminosidad a partir de la figura 2.3, así como de la densidad alcanzada por el oxígeno y el carbono, hasta $\sim 2 - 3 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3}$, se verifica que con esta capa de elementos ligeros la luminosidad térmica inferida de EN 1987A que se muestra en la figura 3.9 es compatible con el límite inferior presentado para la burbuja de polvo.

Al comparar los resultados obtenidos para las luminosidades basales de $1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ y $1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ notamos que en la mayoría de los casos obtenemos: Un tiempo de sobrevivencia $\approx 2 - 3$ veces mayor en el

caso de las simulaciones realizadas para la luminosidad basal $1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$, siendo el número de pasos de integración requeridos y el tiempo de cómputo también mayores en este caso. Respecto a la densidad columnar alcanzada, esta es bastante similar en ambos casos (aún cuando el tiempo de sobrevivencia difiere). Es importante observar la tabla 6.1 y prestar especial atención en los casos que han sido marcados con una estrella, *, en la sexta columna. Esta marca indica que aquellos modelos donde hay una diferencia significativa en los tiempos de sobrevivencia entre las dos luminosidades basales estudiadas, es decir, aquellos casos donde no se cumple que el tiempo de sobrevivencia para los modelos correspondientes a $1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ es $\approx 2 - 3$ veces mayor que el de $1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$. Entre estos modelos, un caso de especial interés sucede para la mezcla de 80 % de ^{16}O con 20 % de ^{12}C : Cuando se hizo la simulación para esta mezcla y a una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ se obtuvieron dos explosiones (este es el único caso donde observamos más de una explosión), la primera fue una explosión pequeña, figura 6.11 y sucedió a la edad de $\approx 2,6$ años, alcanzando una densidad columnar de $\log y \approx 12,4 \text{ g cm}^{-2}$. Luego, esta simulación se puso seguir hasta la edad de 112.7 años, donde se presentó la explosión final, alcanzando una densidad columnar de $\log y \approx 14,3 \text{ g cm}^{-2}$ (observar el panel superior de la figura 6.10). Al realizar la simulación para la luminosidad basal de $1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$, esta tuvo una sola explosión (como se muestra en el panel inferior de la figura 6.10) a la edad de 4.4 años y llegando hasta $\log y \approx 12,6 \text{ g cm}^{-2}$, es decir, casi el doble de tiempo de sobrevivencia comparado con la primera explosión pequeña del caso $L_b = 1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ y aproximadamente la misma densidad columnar, lo cual es justamente el comportamiento que esperaríamos observar, de acuerdo a la tendencia seguida por la mayoría de los modelos comparados en la tabla 6.1, si esta fuese la explosión final. Para los casos restantes marcados con *, 60 % de ^{16}O con 40 % de ^4He , 50 % de ^{16}O con 50 % de ^4He , 50 % de ^{12}C con 50 % de ^4He , 40 % de ^{12}C con 60 % de ^4He , vemos que a la temperatura basal de $1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$, la sobrevivencia usando estas mezclas es de ≈ 1 año, mientras que a $1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ el tiempo de sobrevivencia es de apenas un par de horas. Estas transiciones podrían deberse a las altas concentraciones de ^4He presentes en estas mezclas, pues como hemos observado en los demás modelos, al ir aumentando el porcentaje de ^4He , esto nos conduce más rápido a la explosión y el tiempo de sobrevivencia es cada vez más corto. Sin embargo esta sigue siendo una cuestión que deberá seguir siendo estudiada más adelante.

Trabajo Futuro

Después de analizar los resultados obtenidos, aún quedan varias cuestiones por resolver, las cuales se planean seguir estudiando en trabajos futuros.

Para empezar, queremos entender a qué se debe la brecha en el tiempo que dura el quemado estable con ciertas mezclas de isótopos, antes de llegar a la explosión final. Por ejemplo, cuando mezclamos 90 % de ^{16}O con 10 % de ^4He , se logra una sobrevivencia de mínimo 50 años, sin embargo, al cambiar la configuración a 80 % de ^{16}O con 20 % de ^4He , la sobrevivencia es apenas poco más de 1 año, usando una luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$.

Posteriormente se pretende estudiar más a profundidad las transiciones mencionadas (marcadas con una estrella * en la tabla 6.1) cuando cambiamos la luminosidad basal de $1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ a de $1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$, es decir, se pretende averiguar porqué en los casos donde las concentraciones de ^4He son mayores (aproximadamente a partir del 40 % de este isótopo), el tiempo de sobrevivencia es drásticamente menor al bajar la luminosidad basal, pero es $\approx 2 - 3$ veces mayor en las demás mezclas, ¿a qué se deben estas transiciones y dónde comienzan exactamente? Para darle continuidad a estas preguntas, se podrían afinar las simulaciones, tal que se explore todo el rango de luminosidades basales desde $1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ hasta $1 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$, usando intervalos mucho más pequeños, así como en los porcentajes en la concentración de las mezclas.

Otro punto importante que se quiere estudiar mucho más a detalle es el caso particular de la mezcla de 80 % de ^{16}O con 20 % de ^{12}C , donde se presenta una pequeña explosión previa a la explosión final. Similarmente sería importante explorar la evolución después de las explosiones: en estos momentos MESA termina en la configuración que estamos usando. Sin embargo es posible seguir la explosión con un ajuste de la configuración: dejamos esto para trabajo futuro.

Un caso importante que hemos totalmente despreciado es el de la posible presencia de hidrógeno. A altas tasas de acreción, es decir altas temperaturas, el quemado de hidrógeno es estable, i.e., no puede inducir una explosión (Bildsten, 1998). Pero la presencia de ello abre toda una serie de nuevas reacciones nucleares que son las capturas de protones las cuales a altas temperaturas resultan en la producción de elementos pesados hasta $A \sim 80 - 90$ Wallace & Woosley (1981); Schatz et-al. (1998). Este proceso podría arruinar nuestros resultados produciendo envolventes ricas en elementos pesados. La red de reacciones necesaria para tratar estos procesos involucra centenares de isótopos y los tiempos de cómputo de MESA crecen a días en ves de minutos u horas como fue el caso en este trabajo.

Finalmente, considerando que el carozo de hierro que colapsó y produjo EN 1987A estaba rodeado, en la estrella progenitora, de varias capas de elementos medianamente pesados como ^{28}Si , y mas externamente carbono/oxígeno, sería interesante considerar mezclas de este elemento.

Bibliografía

- Baiko D. A., Yakovlev D. G., 1995, *Astronomy Letters*, 21, 702
- Bernal C. G., Lee W. H., Page D., 2010, *Rev. Mex. Astron. y Astrofis.*, 46, 309
- Bethe H. A., Brown G. E., 1995, *Astrophys. J. Lett.*, 445, L129
- Beznogov M. V., Page D., Ramirez-Ruiz E., 2020, *Ap. J.*, 888, 97
- Bildsten L., 1998, in R. Buccheri, J. van Paradijs, A. Alpar, eds, *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C. NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, Vol. 515, p. 419
- Blondin J. M., 1986, *Ap. J.*, 308, 755
- Branch D., Wheeler J. C., 2017, *Supernova Explosions*
- Brown G. E., Bruenn S. W., Wheeler J. C., 1992, *Comments on Astrophysics*, 16, 153
- Brush S. G., 1966, *J. Chem. Phys.*, 45
- Buchler J. R., Yueh W. R., 1976, *Ap. J.*, 210, 440
- Burrows A., Lattimer J. M., 1986, *Ap. J.*, 307, 178
- Chabrier G., Potekhin A. Y., Yakovlev D. G., 1997, *Astrophys. J. Lett.*, 477, L99
- Chamel N., Haensel P., 2008, *Living Rev. Relativity*, 11
- Chevalier R. A., 1989, *Ap. J.*, 346, 847
- Chevalier R. A., 1992, *Nature*, 360, 628
- Cigan P. et al., 2019, *Ap. J.*, 886, 51
- Clayton D. D., 1983, *Principles of stellar evolution and nucleosynthesis*
- Demorest P. B., Pennucci T., Ransom S. M., Roberts M. S. E., Hessels J. W. T., 2010, *Nature*, 467, 1081
- Eggleton P. P., Faulkner J., Flannery B. P., 1973, *Astron. Astrophys.*, 23, 325
- Geppert U., Page D., Zannias T., 1999, *Astron. Astrophys.*, 345, 847
- Gudmundsson E. H., Pethick C. J., Epstein R. I., 1983, *Ap. J.*, 272, 286
- Haensel P., Potekhin A. Y., Yakovlev D. G., 2007, *Neutron Stars 1: Equation of State and Structure*, Vol. 326
- Itoh N., Kuwashima F., Ichihashi K., Mutoh H., 1991, *Ap. J.*, 382, 636

Janka H. T., Gabler M., Wongwathanarat A., 2017, in A. Marcowith, M. Renaud, G. Dubner, A. Ray, A. Bykov, eds, *Supernova 1987A:30 years later - Cosmic Rays and Nuclei from Supernovae and their Aftermaths*. IAU Symposium, Vol. 331, pp. 148–156

Johns S. M., Ellis P. J., Lattimer J. M., 1996, *Ap. J.*, 473, 1020

Kippenhahn R., Weigert A., Weiss A., 2013, *Stellar Structure and Evolution*

Kristian J., 1991, *Nature*, 349, 747

Kristian J. et al., 1989, *Nature*, 338, 234

Lattimer J. M., 2012, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 62, 485

Lyne A., Graham-Smith F., 2012, *Pulsar Astronomy*

Manchester R. N., Hobbs G. B., Teoh A., Hobbs M., 2005, *Astron. J.*, 129, 1993

Michel F. C., 1994, *Monthly Not. Royal Astron. Soc.*, 267, L4

Muslimov A., Page D., 1995, *Astrophys. J. Lett.*, 440, L77

Paczynski B., 1983, *Ap. J.*, 267, 315

Page D., 2000, *Fronteras del Universo, Fondo de Cultura Económica*, chap. VI Estrellas de Neutrones y Pulsares

Page D., Lattimer J. M., Prakash M., Steiner A. W., 2004, *Ap. J. Suppl.*, 155, 623

Page D., Prakash M., Lattimer J. M., Steiner A. W., 2011, *Phys. Rev. Lett.*, 106, 081101

Page D., Beznogov M. V., Garibay I., Lattimer J. M., Prakash M., Janka H. T., 2020, *The Astrophysical Journal*, 898, 125

Pols O. R., 2011, *Stellar structure and evolution*. Astronomical Institute Utrecht NY

Potekhin A. Y., Chabrier G., Yakovlev D. G., 1997, *Astron. Astrophys.*, 323, 415

Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P., 1992, *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing*

Schatz H., Bildsten L., Cumming A., Wiescher M., 1999, *The Astrophysical Journal*, 524, 1014

Schatz H. et al., 1998, *Phys. Rep.*, 294, 167

Shapiro S. L., Teukolsky S. A., 1983, *Black holes, white dwarfs, and neutron stars : the physics of compact objects*

Slattery W. L., Doolen G. D., DeWitt H. E., 1982, *Phys. Rev. A*, 26

Wallace R. K., Woosley S. E., 1981, *Ap. J. Suppl.*, 45, 389

Yakovlev D., Urpin V., 1980, *Thermal and electrical conductivity in white dwarfs and neutron stars*, Vol. 24. *Soviet Astronomy*