

Part IV

Evolución Estelar

Contents

IV	1
1 Nucleosíntesis	1
1.1 Cosmoquímica	1
1.2 Fusión nuclear	3
1.3 Quema de hidrógeno	5
1.4 Nucleosíntesis avanzada	11
2 Evolución post secuencia principal	14
2.1 Fin de la secuencia principal	14
2.2 Estrellas de masas intermedias	14
2.3 Evolución de estrellas masivas	16
2.4 Cúmulos estelares	18
3 Restos estelares	21
3.1 Enanas blancas	21
3.2 Colapso estelar	24
3.3 Estrellas de neutrones	26
3.4 Agujeros negros estelares	32

1 Nucleosíntesis

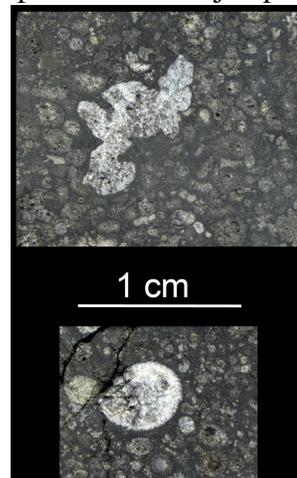
1.1 Cosmoquímica

- La cosmoquímica es el estudio del enriquecimiento químico del universo, en particular a través de la composición química e isotópica de meteoritos.

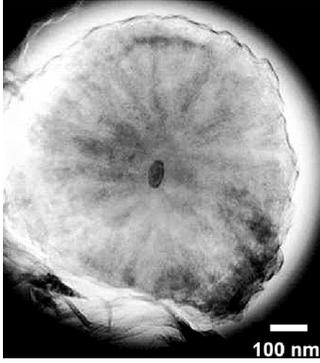


Dentro de las meteoritas se encuentran pequeñas ‘inclusiones’, que son granos extra-solares atrapados en la matriz carbonacea de meteoritos primordiales. Ejemp-

los reproducidos de [MacPherson & Thiemens, PNAS, 2001](#):



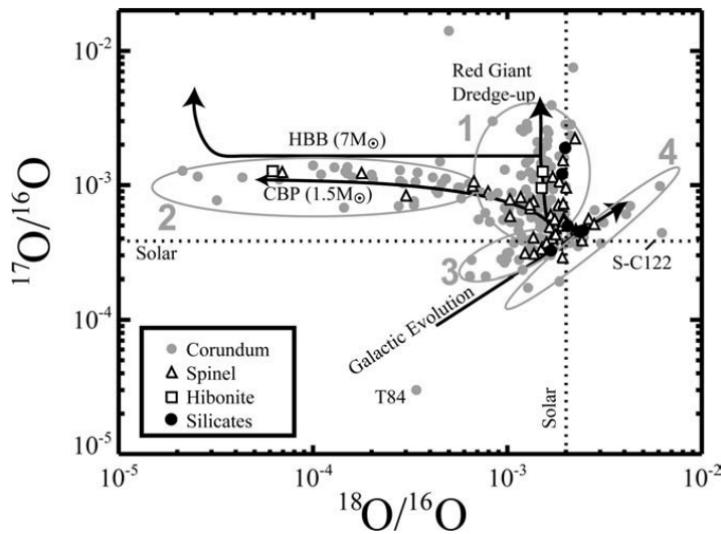
Calcium Aluminum Inclusions (CAIs) en Allende.



.4

Microscopía de transmisión de electrones de un ejemplo de grano de polvo presolar de grafito, que encierra una inclusión de TiC, formada en la atmósfera de una gigante roja.

- Ejemplo de mediciones de razón isotópica de O extraídas de polvo de estrella pre-solar (reproducido de Clayton & Nittler, 2004, AR&A):



.5

1.2 Fusión nuclear

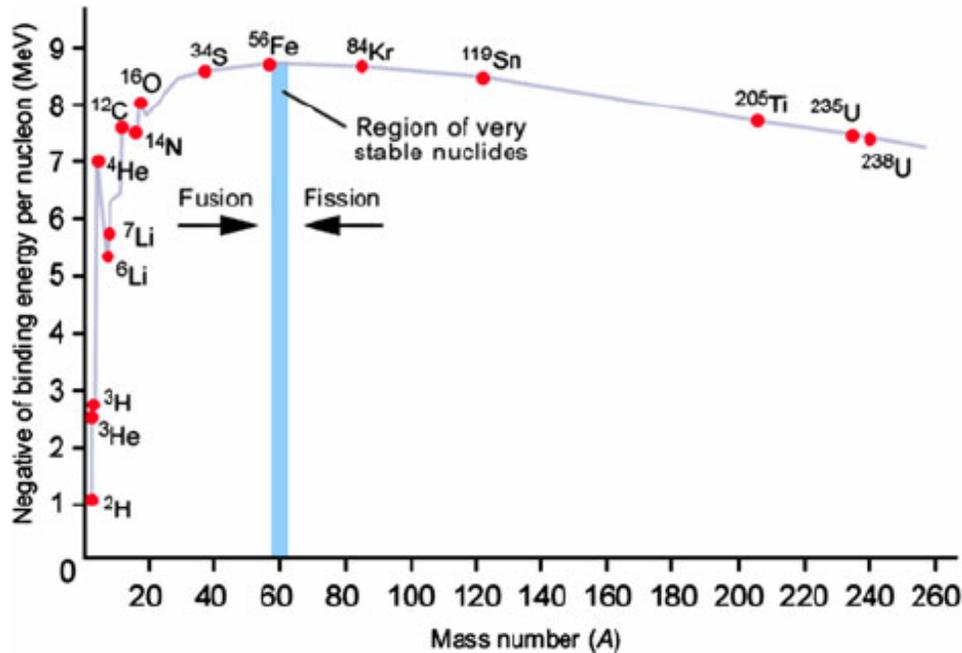
- La energía de ligazón de un núcleo es

$$\Delta E = (m_{\text{componentes}} - m_{\text{conjunto}})c^2. \quad (1)$$

- Por ejemplo, la energía de ligazón por nucleon, para He, es:

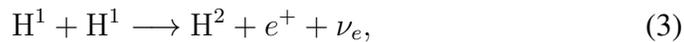
$$\frac{\Delta E}{A} = \frac{1}{4}(2m_p + 2m_n - m_{4\text{He}})c^2 \approx 7.1 \text{ MeV}. \quad (2)$$

.6



.7

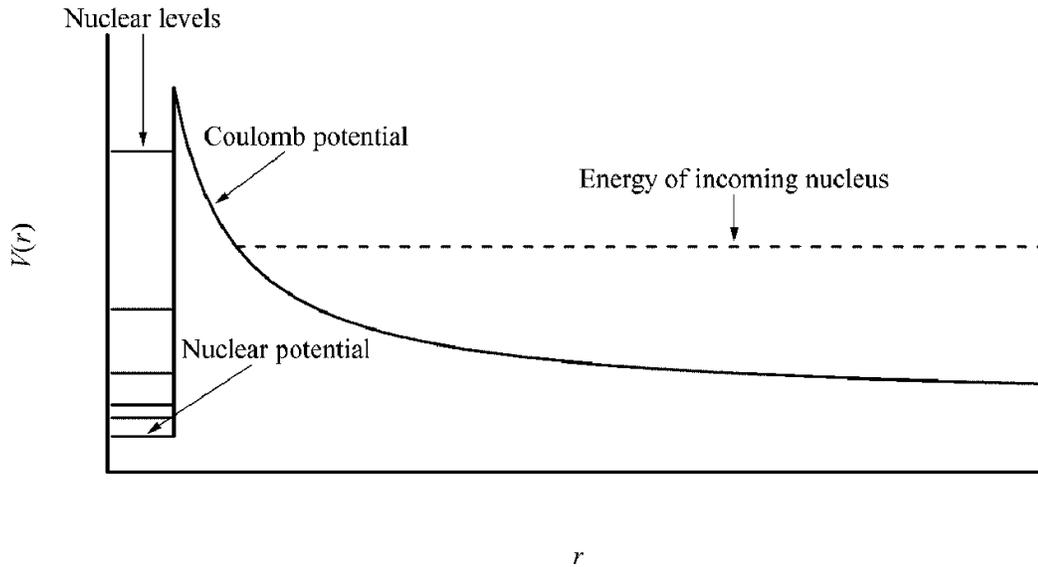
- Vemos entonces que la fusión nuclear es exotérmica hasta los llamados “elementos del peak de Fe” (iron-peak elements).
- Por ejemplo, al principio de la cadena proton-proton,



que arroja 0.420 MeV solo en diferencias de masas entre producto y constituyentes. Sin embargo, el positron se aniquila con un electron produciendo $2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$ en radiación γ . También el neutrino se lleva $\sim 0.263 \text{ MeV}$. Entonces, la reacción en la Ec. 3, arroja 1.179 MeV neto que contabilizar en $\epsilon(r)$.

.8

- El detalle de la interacción nuclear es compleja, pero destaca el rol del efecto túnel, que facilita que los núcleos superen la barrera Coulombiana.
- La barrera Coulombiana hace que la fusión entre núcleos más pesados, con más grandes Z , requiere de más altas temperaturas.



.9

- El impacto de una reacción nuclear se resume en secciones eficaz de colisiones $\sigma(v)$ entre pares de núcleos (i.e. 1 y 2), y en tasas de reacciones $\Gamma_{12} = n_1 n_2 \int dv f(v) v \sigma(v)$ (i.e. # de reacciones por u. de volumen).
- La tasa de generación de energía por fusión para un canal de reacción dado es entonces $\epsilon_{12} = \Gamma_{12} \Delta E_{12}$, donde ΔE_{12} es la energía liberada en una reacción de fusión exotérmica.
- La existencia de niveles cuánticos en el núcleo conducen a resonancias, donde aumenta $\sigma(v)$ si la energía cinética relativa coincide con la energía de un nivel excitado del núcleo.

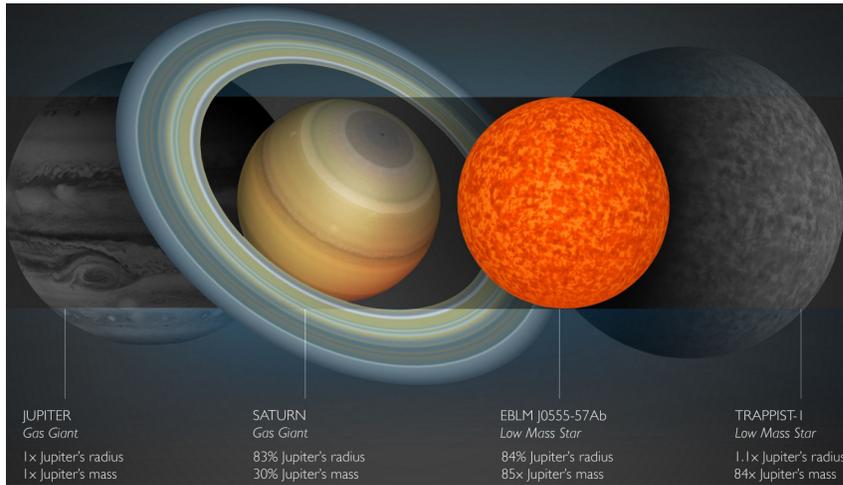
.10

- Posibles temas de presentaciones:
 - El meteorito de Allende.
 - La nebulosa de la Hélice (Helix Nebula)
 - La nebulosa del Cangrejo (Crab Nebula)

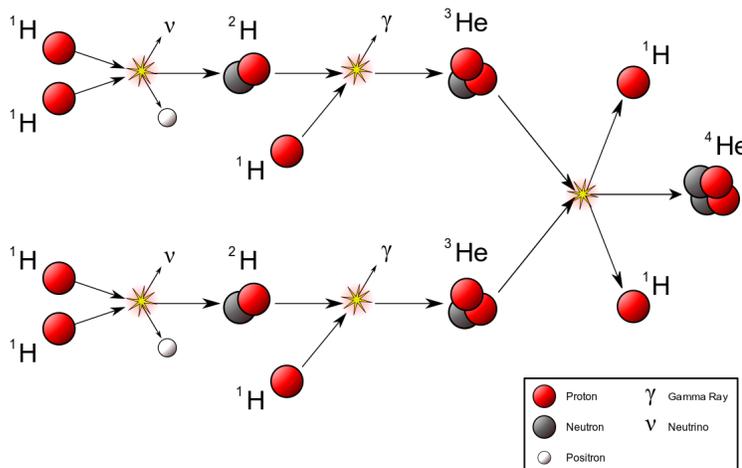
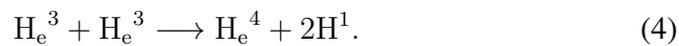
.11

1.3 Quema de hidrógeno

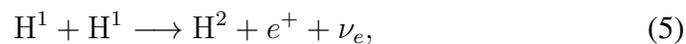
- La quema de hidrógeno es lo que caracteriza una estrella, por oposición a cuerpos de masa inferior, con $\sim 13 M_{\text{jup}} < M_{\star} < \sim 80 M_{\text{jup}}$, llamados enanas cafés, que si bien logran quemar D no alcanzan las temperaturas necesarias para la quema de hidrógeno, porque sus contracción gravitacional es detenida por electrones degenerados (ver Cap. D).



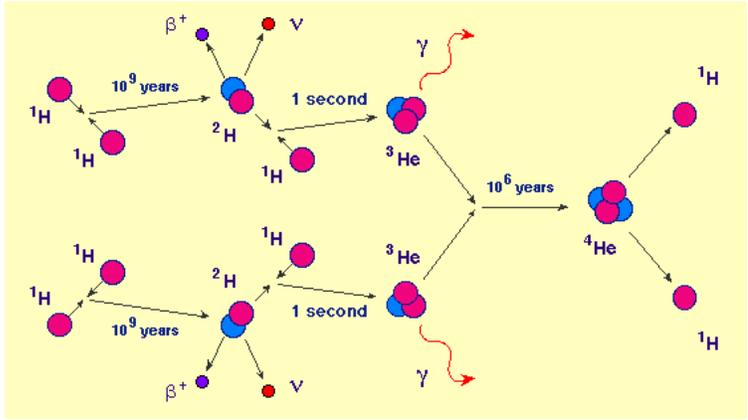
- La quema de hidrógeno ocurre a través de 2 canales de reacciones: la cadena protón-protón y el ciclo CNO.
- La principal cadena p-p ocurre culmina con la reacción



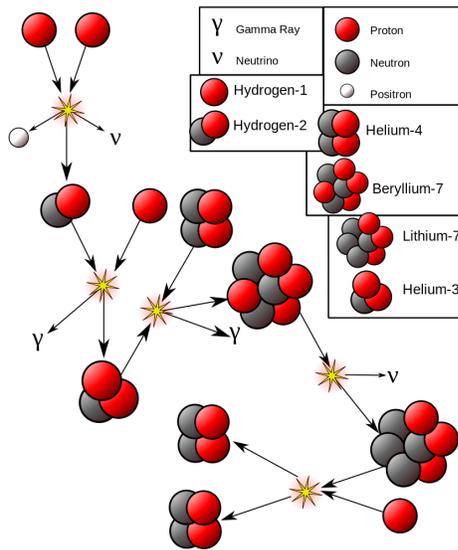
- Es interesante notar el rol de la interacción débil en el primer eslabón en la cadena p-p, responsable por la emisión del neutrino:



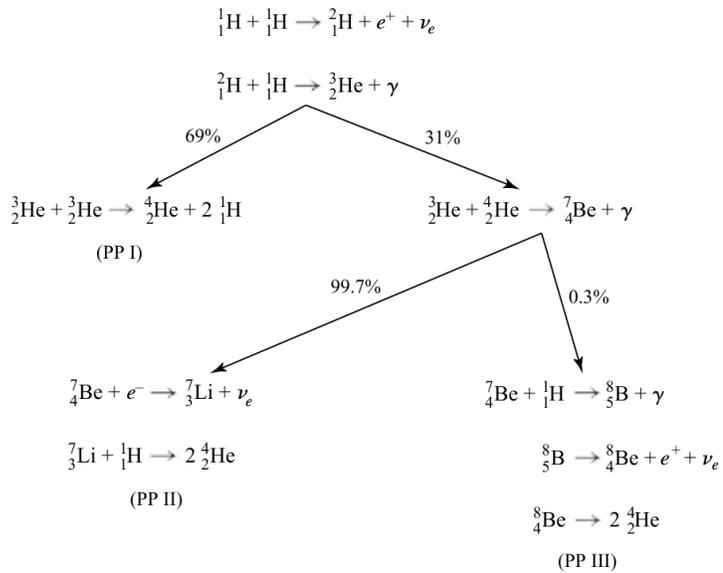
y que corresponde a una sección eficaz mucho más débiles que las típicas para interacción fuerte.



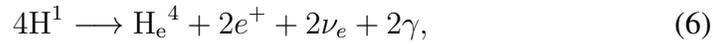
- Existen otros dos canales para la cadena p-p, que representan en total ~29% (p-p II) y ~1% (p-p III) de la tasa de reacción total. La cadena p-p II es:



- Resumen de las cadenas p-p (reproducido de Carroll & Ostlie):

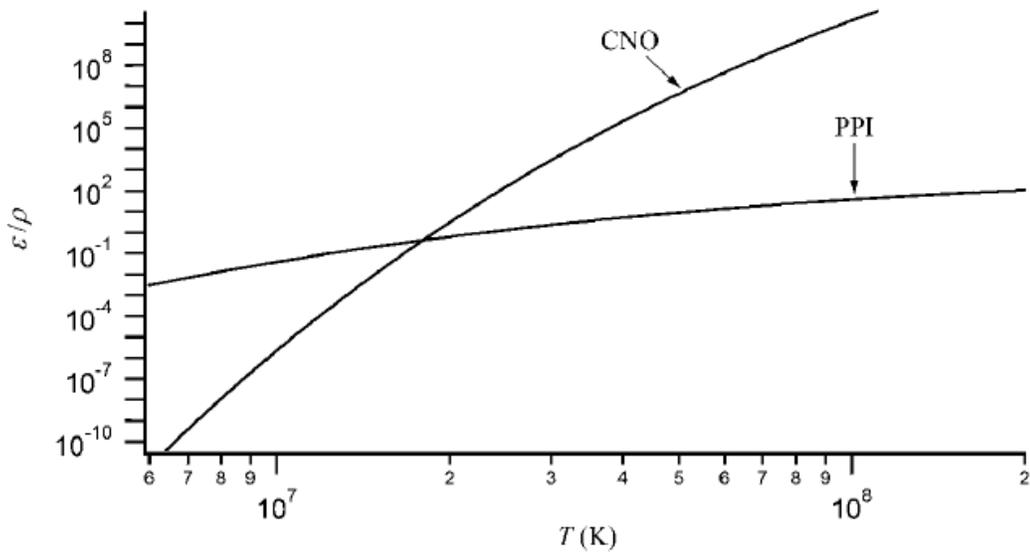


- En total, las cadenas p-p llevan a la reacción neta:



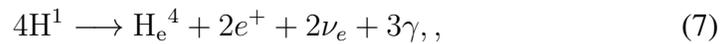
- De la misma manera que en Sec. 1.2 y Ec. 3, la energía liberada por fusión en la reacción de Ec. 6 es $\Delta E = (m_{\text{componentes}} - m_{\text{conjunto}})c^2 = 24.7 \text{ MeV}$. Incluyendo la aniquilación de los positrones, y restando la energía de los neutrinos, en neto las cadenas pp arrojan 26.7 MeV.
- Es interesante notar que los neutrinos se llevan 2% de la energía de pp-I, 4% de pp-II, y 28% de pp-III.

- El ciclo CNO empieza a generar más energía que las cadenas p-p a $\sim 2 \cdot 10^7 \text{ K}$, es decir para estrellas $\gtrsim 1.5 M_{\odot}$.



.18

- En estado estacionario, en el ciclo CNO, los núcleos de C, N y O actúan de catalizadores para la reacción neta:

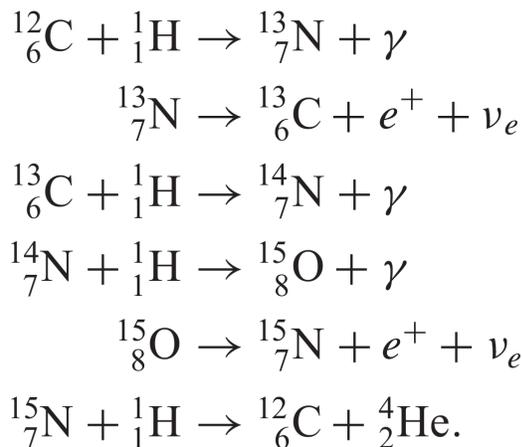


muy similar a p-p.

- Sin embargo, en presencia de convección (ver “hot-bottom-burning” mas adelante), es posible que la mezcla de material descompense la reacción y se enriquezca la estrella en ^{13}C y en ^{15}N .

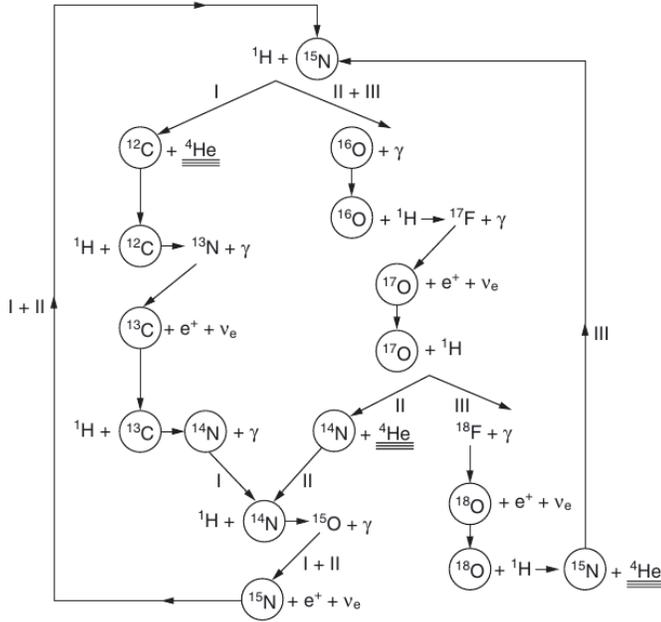
.19

- El principal ciclo CNO es :

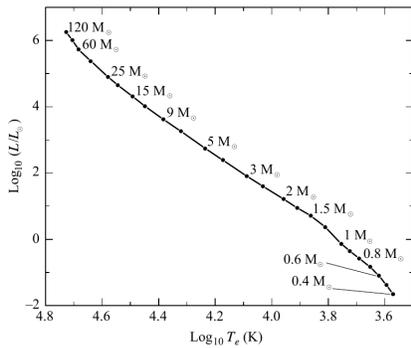


- Pero en la práctica existen 3 ramas (ver Figura reproducida de Leblanc, a continuación).

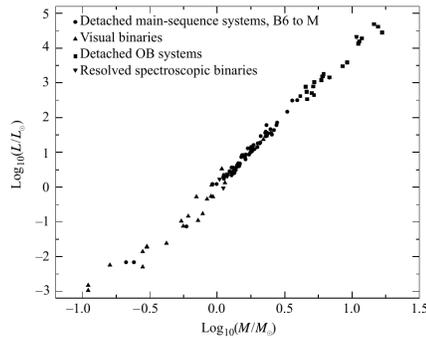
.20



- Los modelos de interiores estelares en la secuencia principal sin evolucionar, es decir los modelos de ‘Zero Age Main Sequence’ (ZAMS), reproducen muy bien los diagramas HR observados, así como la relación masa-luminosidad observada.



Modelo de ZAMS (fig. reproducida de Carroll & Ostlie)



Observaciones de luminosidades estelares (fig. reproducida de Carroll & Ostlie)

- La relación masa-luminosidad es cercana a

$$\frac{L(M)}{L_{\odot}} \sim \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^3 \tag{8}$$

1.4 Nucleosíntesis avanzada

- El final de la secuencia principal se caracteriza por el agotamiento de H en el corazón estelar.
- Si $\sim 10\%$ de la masa estelar se quema durante la secuencia principal, el tiempo de la etapa de fusión de H es

$$\tau_{\text{ms}} = \frac{0.1 M_{\star}}{4m_p} \frac{\Delta E}{L_{\star}} \approx \frac{\left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}}\right)}{\left(\frac{L_{\star}}{L_{\odot}}\right)} \quad (9)$$

donde $\Delta E = 26.7 \text{ MeV}$ es la energía que arroja una reacción de fusión de 4p en He.

- Este tiempo calza bastante bien con las predicciones para el tiempo total en la secuencia principal para el Sol, de $\sim 10 \text{ Gyr}$.

.24

- Dada la relación masa-luminosidad Ec. 8, el tiempo de vida estelar en la secuencia principal disminuye rápidamente para estrellas más masivas:

$$\tau(M) \sim \frac{M_{\star}}{L_{\star}} \propto \frac{M_{\star}}{M_{\star}^3} \propto \frac{1}{M_{\star}^2}. \quad (10)$$

- Según esta relación, una estrella O con $10 M_{\odot}$ vivirá solo $\sim 10 \text{ Myr}$.

.25

- Luego del agotamiento de H en el corazón estelar, una momentánea pérdida de sustento hidrostático conduce a la contracción gravitacional del corazón, regida por el teorema del virial $2E_K = -E_G$:

$$2 \frac{M_c}{\mu m_H} k T_c \sim \frac{3}{5} \frac{G M_c^2}{R_c}, \quad (11)$$

donde M_c y R_c son la masa y el radio del corazón estelar.

- Vemos que el enriquecimiento en He en el corazón, que conlleva un aumento en peso molecular promedio μ , disminuye el sustento termal.
- T_c aumentará a medida que se contraerá el núcleo: $T_c \propto \frac{1}{R_c}$, a no ser que el corazón se encuentre primero con el piso de la presión de electrones degenerados. Este freno de presión impide el aumento de T para estrellas con $M_{\star} < 0.5 M_{\odot}$.

.26

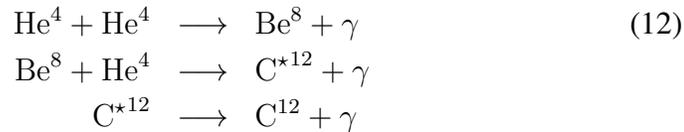
- Con un poco más de temperatura se pueden iniciar nuevas reacciones de fusión, partiendo por la quema de He, y siguiendo con Z más grandes y barreras Coulombianas más fuertes a medida que aumenta T .

Burning phase	Elements produced	Central temperature
H	He	6.0×10^7 K
He	C, O	2.0×10^8 K
C	O, Ne, Mg	9.0×10^8 K
Ne	O, Mg, Si	1.7×10^9 K
O	Si, S	2.3×10^9 K
Si	Fe-peak	4.0×10^9 K

(tabla reproducida de Leblanc)

.27

- La combustión de He en el corazón, y el aumento de T en las capas estelares vecinas, conduce también a la quema de H en esas capas (“shell burning”).
- La fusión de He ocurre mediante las siguientes reacciones:



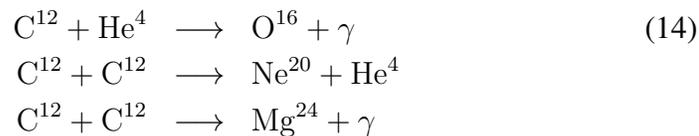
- Este conjunto de reacciones se resume en la reacción triple- α :



que conduce entonces a la nucleosíntesis de C.

.28

- Luego del agotamiento de He en el corazón estelar, si aún no se alcanza la presión de electrones degenerados (es decir si $M > 8 M_{\odot}$), sigue entonces la quema de C por una serie de reacciones que cobran más importancias a más altas T :

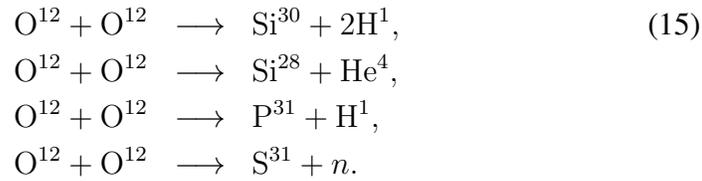


- Y luego del agotamiento de C en el corazón, sigue la fusión de Ne, en especial a través de:

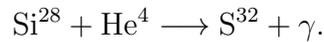


.29

- Siguiendo la quema de Ne, ocurre la de O:

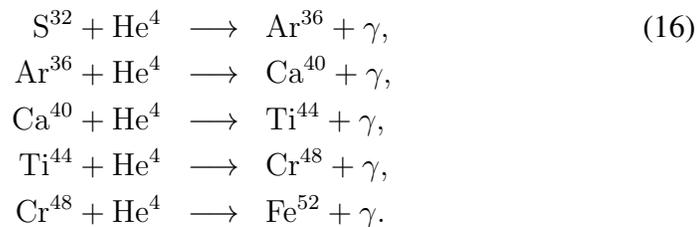


- Luego sigue la quema Si:



.30

- La secuencia de nucleosíntesis por fusión, hasta el peak de Fe, culmina con capturas sucesivas de partículas α , por ejemplo con:



- Los elementos mas pesados que Fe se forman por capturas de los neutrones libres producidos, por ejemplo, en algunos canales de la quema de C y de O. Estos neutrones decaen en protones por $n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, incrementando así Z . Esta nucleosíntesis se llama el “*s-process*” cuando ocurre durante la evolución estelar post-MS, por diferencia con el “*r-process*” que ocurre durante la explosión de supernova.

.31

- Posibles temas de presentaciones:

- Comparar la estructura interna de Jupiter con la de una enana café.
- Modelo del interior de un precursor de Supernova tipo II.

.32

2 Evolución post secuencia principal

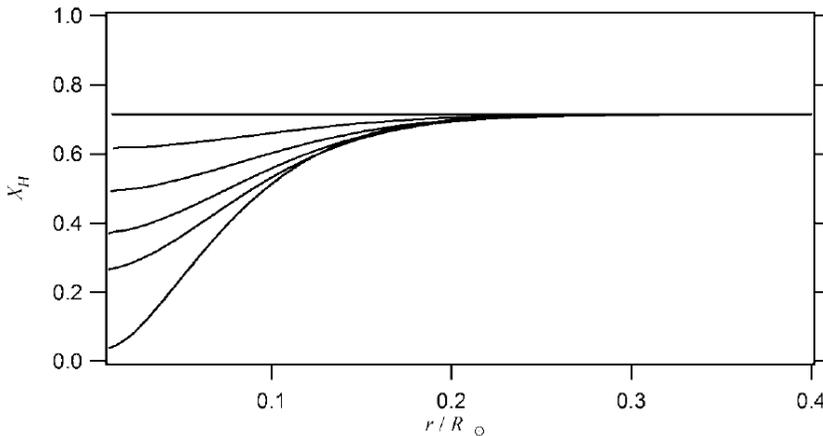
2.1 Fin de la secuencia principal

- Podemos distinguir 3 regímenes de masas estelares distintos: estrellas con $M_{\star} \lesssim 0.5 M_{\odot}$ no alcanzan las temperaturas necesarias para la quema de He. Estrellas con $0.5 \lesssim M_{\star} \lesssim 8 M_{\odot}$ fusionan He pero no pasan a los siguientes niveles de fusión. Estrellas con $M_{\star} \gtrsim 8 M_{\odot}$ pasan por todos los niveles de fusión.

.33

2.2 Estrellas de masas intermedias

- Modelos detallados de la vida del Sol muestran que está a media vida. En esta figura se compara la abundancia de hidrógeno en función del radio estelar, $X(r)$, para $t = 0, 1.39, 3.02, 4.53, 5.75, 8.07$ Gyr. La curva con $t = 4.53$ Gyr representa el Sol en su edad actual.



(figura reproducida

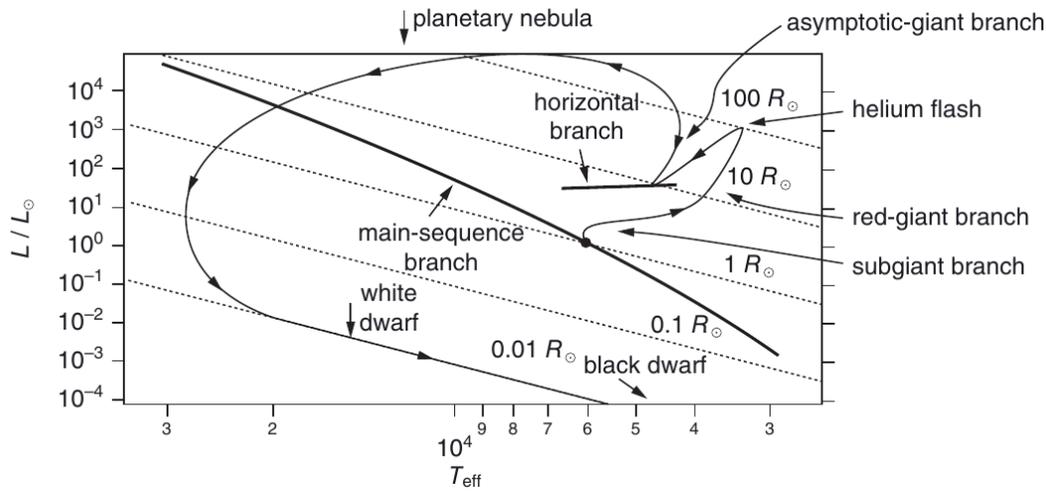
de Leblanc)

.34

- El calentamiento progresivo de la base de la envoltura estelar (i.e. la región sin fusión nuclear) resulta en un aumento de la densidad de energía que se transporta convectivamente a la superficie con un gradiente de temperatura empinado. El fenómeno es similar al de una atmósfera estelar convectiva con base a altas temperaturas (pero sin geometría plano-paralela).
- Siguiendo el agotamiento de H en el corazón estelar, estrellas $0.5 \lesssim M_{\star} \lesssim 8 M_{\odot}$ ascienden la rama de gigante roja en el diagrama H.R..
- Luego, las estrellas de masas intermedias entran a la rama horizontal, donde pueden cruzar la región de inestabilidades de pulsación estelar (“instability strip”).

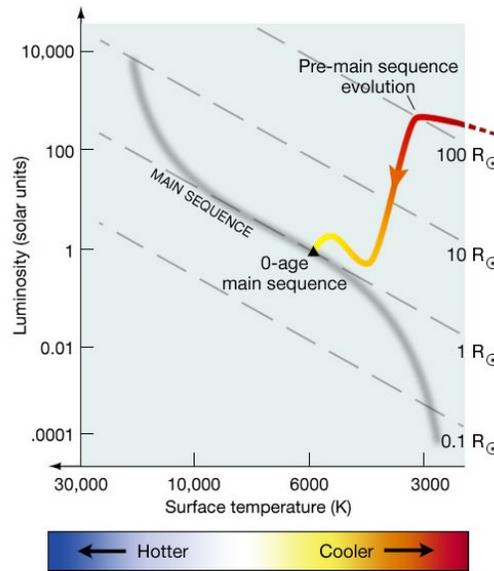
- Finalmente, entran a la rama gigante asintótica (“Assymptotic Giant Branch”, AGB), con radios de hasta 1 au, y terminan su evolución en la etapa de nebulosa planetaria.

- Por ejemplo, para el Sol:



(figura reproducida de Leblanc)

- Es interesante notar la similitud entre la evolución pre-MS de estrellas en la Hayashi track, con envolturas convectivas y en contracción de Kelvin-Helmholtz, con la rama gigante rojas:



Nebulosas planetarias



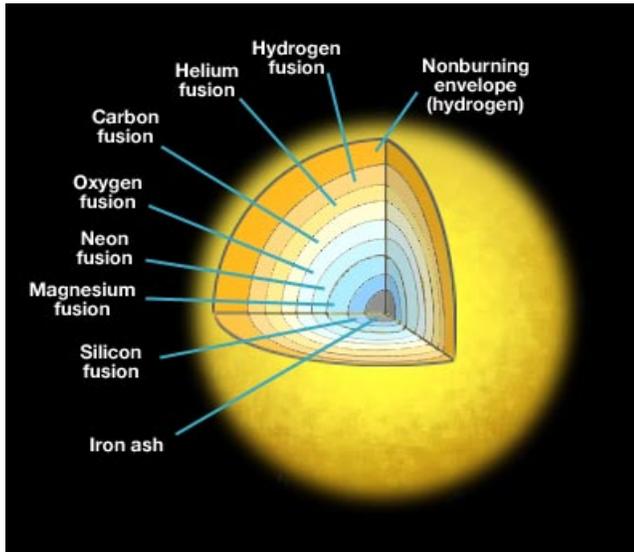
.38

- Posibles temas de presentaciones:
 - El descubrimiento de los pulsares por Jocelyn Bell, y sus mecanismos de pulsación.
 - Vela-X pulsar-wind-nebula y comparación con Crab Pulsar.
 - Cyg X1.
 - ¿Existen diamantes estelares, es decir enanas blancas de C enteramente cristalizado?
 - Fusión de estrellas (“Common envelope evolution” y “stellar mergers”).

.39

2.3 Evolución de estrellas masivas

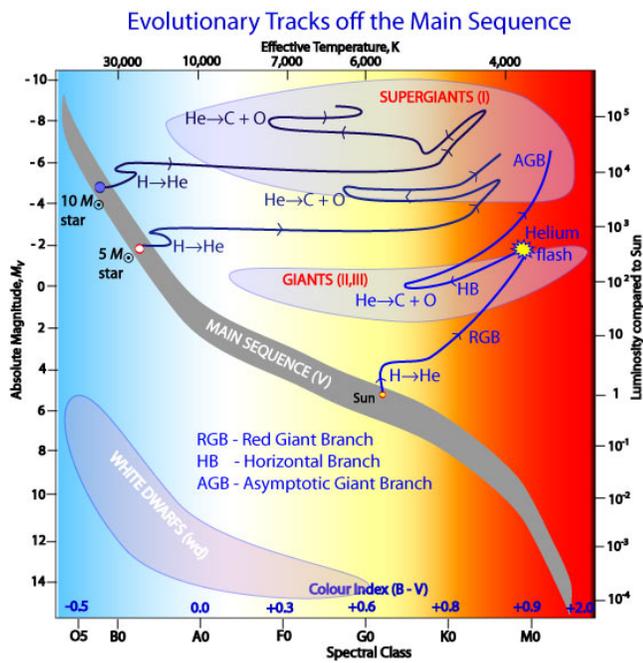
- Al culminar su evolución, la fusión nuclear dentro de una estrella super-gigante ocurre con una estructura en capas de cebolla “onion-like”.



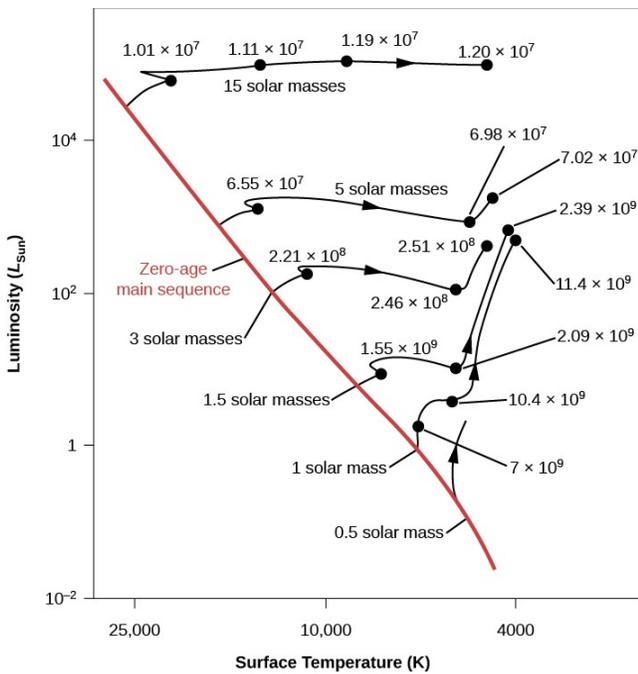
.40

- Al salir de la MS, el recorrido en el HR varía según la masa ZAMS.
- La evolución post-MS es $\sim 1/10$ mas corta que la MS.

.41



.42



.43

- Una vez agotado el combustible nuclear en el corazón estelar, este se contrae y se sustenta por presión de electrones degenerados.
- Cuando la masa del corazón supera el límite de Chandrasekhar $1.43 M_{\odot}$, el corazón se hace inestable y el colapso gravitacional supera la presión degenerada de electrones.
- El colapso ocurre en minutos en un evento de supernova.
- El gas es ultra-relativista y la temperatura es suficientemente alta para que fotones γ fisionen los núcleos de Fe en sus constituyentes (n, p) .
- Se recombinan los protones y electrones via $p + e^{-} \rightarrow n + \nu_e$, liberando energía en neutrinos.
- Si la masa del corazón de neutrones es inferior a $\sim 3 M_{\odot}$, se forma una estrella de neutrones, sustentada por la presión de neutrones degenerados. Si es superior, se forma un agujero negro.

.44

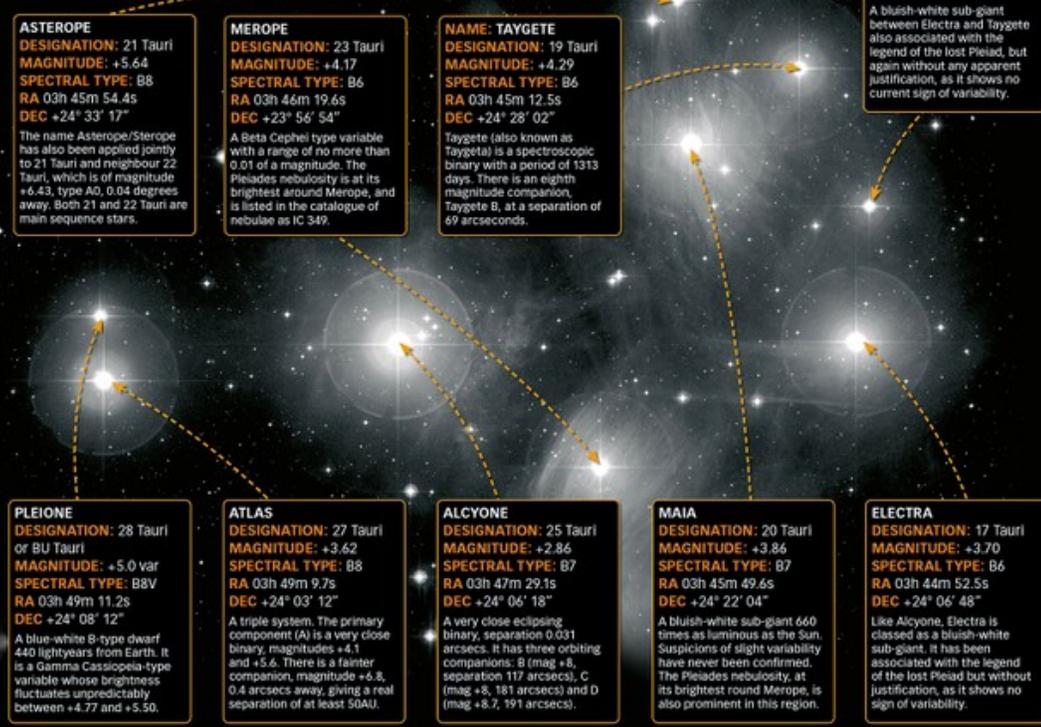
2.4 Cúmulos estelares

- Las estrellas se forman en cúmulos, en regiones de formación estelar. Estos cúmulos de estrellas jóvenes se llaman “cúmulos abiertos”, contienen típicamente entre 10^2 y $10^3 M_{\odot}$. Se van difundiendo en el disco galáctico en un par de revoluciones Galácticas ($\sim 10^8$ yr). Ejemplo: Pléyades.

.45

Stars of the Pleiades

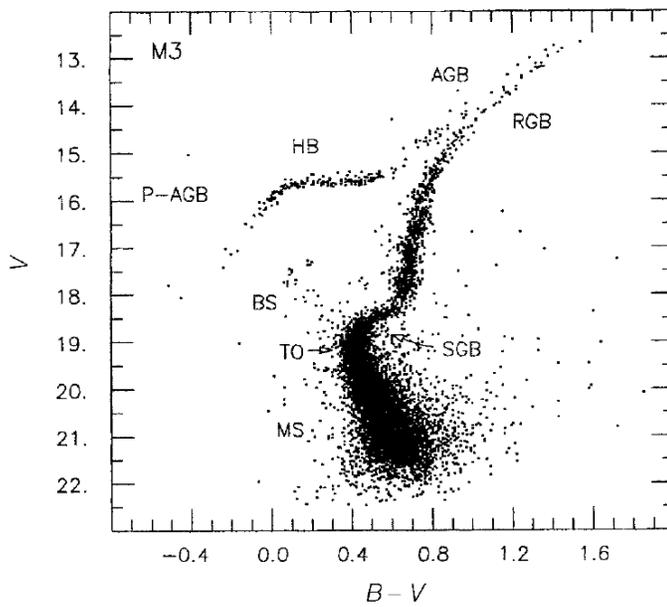
A detailed look at the brightest stars in the cluster known as Messier 45



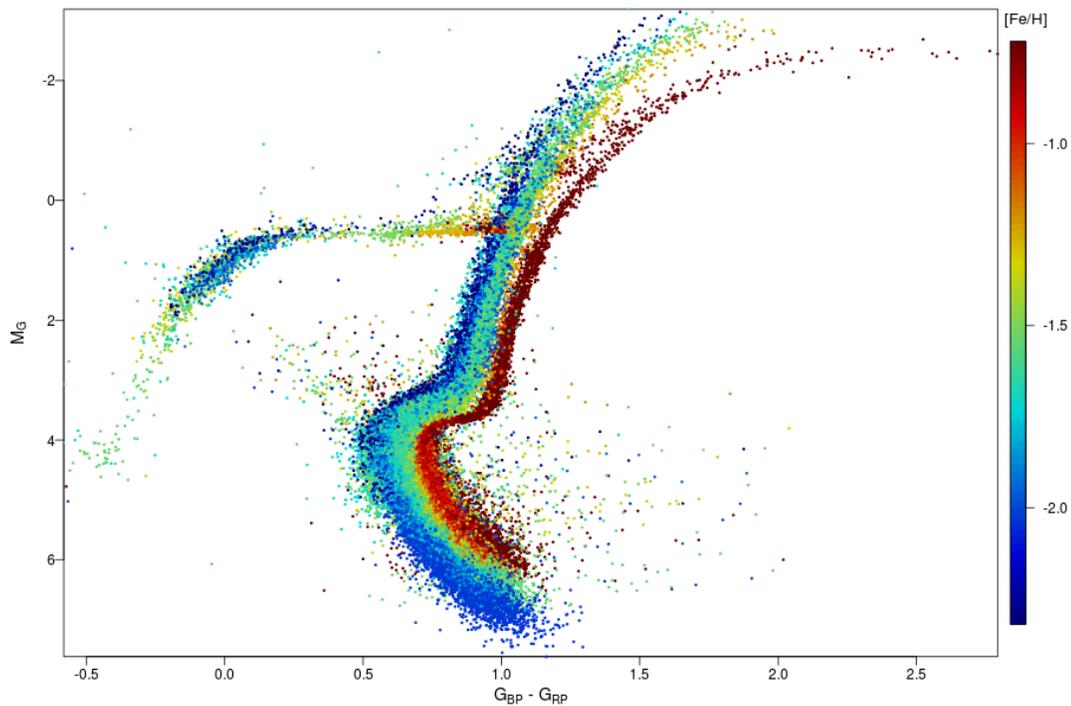
- Otro tipo de cúmulos estelares son los cúmulos globulares, que son mini-galaxias elípticas, restos del proceso de condensación de la Vía Láctea y con edades $\gtrsim 10$ Gyr. Ejemplo: 47 Tuc.



- La edad de los cúmulos se puede inferir con sus diagramas H.R., usando el “turn-off point” de la secuencia principal, ya que de Ec. 10, el tiempo en la secuencia principal es $\tau(M) \sim \frac{1}{M^2}$. Ejemplo: M 3 (Renzini & Fusi Pecci, 1988, ARA&A, 26, 199), con un “turn-off” en $1 M_{\odot}$.



- Ejemplo moderno con GAIA, [combinando 14 cúmulos globulares](#):



.49

3 Restos estelares

3.1 Enanas blancas

- Ejemplo: Sirius B.
- Masas $\sim 1 M_{\odot}$, radios $\sim 1 R_{\oplus} \sim 0.01 R_{\odot}$, gravedad superficial $\sim 40\,000$ la terrestre.
- Composición interna: C y O (excepto productos de evolución binaria, que puede dejar corazón de He).
- Masa límite para sustento por presión de electrones degenerados: $1.43 M_{\odot}$ - masa de Chandrasekhar.

.50

- Este límite superior deriva de la física del gas de electrones degenerados. El desarrollo está bien resumido en el Cap. 6 de A.C. Phillips (“The Physics of Stars”).

- Vimos en Cap. D que en un gas degenerado, los electrones llenan todos los niveles de energía disponibles. Si $\Phi(p)$ es el # de estados con momentum inferior a p ,

$$\Phi(p) = 2V \frac{1}{h^3} \frac{4}{3} \pi p^3, \quad (17)$$

entonces el número total de electrones en una caja dura de volumen V es

$$N = \Phi(p_F) = V \frac{8\pi}{3h^3} p_F^3, \quad (18)$$

donde p_F es el momentum correspondiente al nivel de Fermi (el último nivel de energía ocupado, $p_F(E_F)$).

.51

- Podemos reescribir Ec. 18 con

$$p_F = \left(\frac{2n}{8\pi} \right)^{1/3} h \quad (19)$$

- La energía interna es entonces:

$$E_K = \int_0^{p_F} \epsilon(p) g_s \frac{V}{h^3} 4\pi p^2 dp, \quad (20)$$

con $g_s = 2$.

.52

- Los electrones son no-relativistas cuando $v \ll c$, o sea cuando $p_F = mv \ll mc$. O sea cuando sus densidades son $n = \frac{N}{V} \ll \left(\frac{m_e c}{h} \right)^3$ (usando Ec. 19). En ese caso obtenemos la energía interna E_K sustituyendo $\epsilon(p) = \frac{p^2}{2m_e}$, y la presión usando $P = \frac{2}{3} \frac{E_K}{V}$ (ver Cap. D):

$$P = K_{NR} n^{5/3}, \text{ con } K_{NR} = \frac{h^2}{5m} \left[\frac{3}{8\pi} \right]^{2/3} \quad (21)$$

- Redefinimos la densidad de electrones con

$$n_e = Y_e \frac{\rho_c}{m_H}, \quad (22)$$

donde ρ_c es la densidad en el centro de la estrella y Y_e es el número de electrones por nucleon ($Y_e \sim (1 + X)/2$). Ec. 21 se escribe entonces

$$P = K_{NR} \left[\frac{Y_e \rho_c}{m_H} \right]^{5/3}. \quad (23)$$

.53

- Por otro lado podemos estimar la presión central usando la ecuación de equilibrio hidrostático y una aproximación para la forma del gradiente de presión. Partimos con

$$\frac{\partial P(r)}{\partial r} = -\frac{\rho(r)GM(r)}{r^2}. \quad (24)$$

Cerca del núcleo $M(r) \approx \rho_c \frac{4\pi}{3} r^3$, y

$$\lim_{r \rightarrow 0} \left(\frac{\partial P(r)}{\partial r} \right) = -\frac{4\pi}{3} \rho_c^2 Gr. \quad (25)$$

En el modelo de Clayton, aproximamos

$$\frac{\partial P}{\partial r} \approx -\frac{4\pi}{3} G \rho_c^2 r e^{-\left(\frac{r}{a}\right)^2}, \quad (26)$$

donde a es un parámetro libre.

- Dado que en la superficie $\frac{\partial P}{\partial r} \approx -\frac{GM_\star}{r^2} \rho(r) \sim 0$, cuando $\rho(r) \sim 0$, la aproximación de Clayton tiene el comportamiento esperado en $r = 0$ y $r = R_\star$ (**tarea** : justificación, ver Cap. 5 de Phillips).

.54

- La presión $P(r)$ se obtiene integrando Ec. 26, y usando las condiciones de borde. Luego usamos de nuevo Ec. 25 para obtener $M(r)$. Si suponemos ahora que el grueso de la masa estelar está en el rango donde $r \ll a$, entonces (**tarea** : ver Cap. 5 de Phillips):

$$P_c \sim \left[\frac{\pi}{36} \right]^{1/3} GM_\star^{2/3} \rho_c^{4/3}. \quad (27)$$

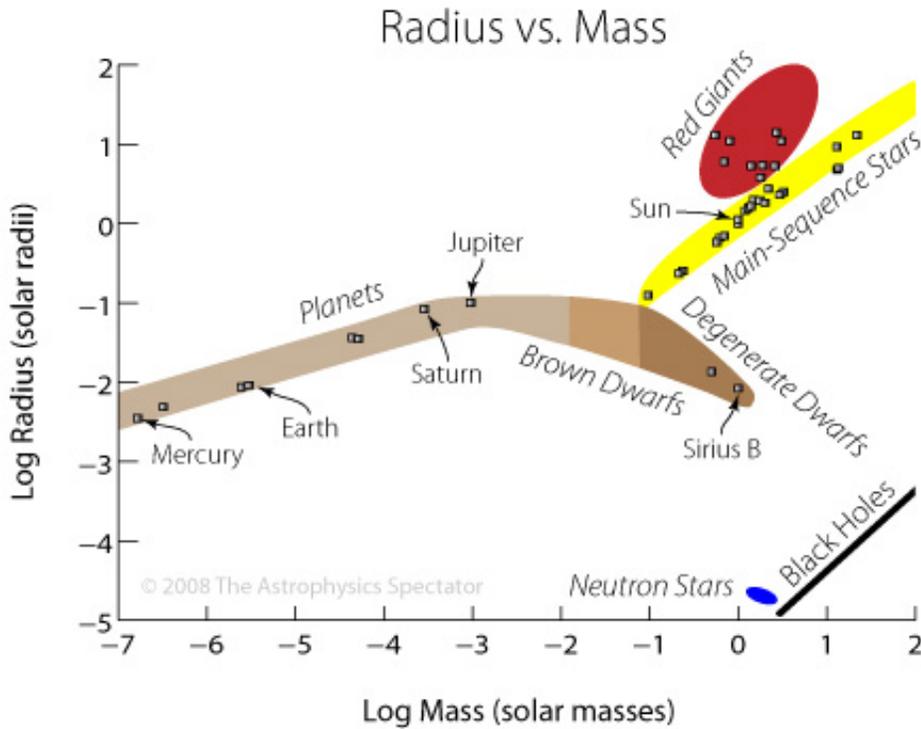
- Igualamos esta presión en el centro estelar con la del sustento de electrones degenerados, Ec. 23, para estimar la densidad en el centro estelar (**tarea** , Cap. 6 de Phillips):

$$\rho_c \approx \frac{3.1}{Y_e^5} \left[\frac{M_\star}{1.85 M_\odot} \right]^2 \frac{m_H}{(h/m_e c)^3}. \quad (28)$$

.55

- Es interesante notar que $\rho_c \propto M_\star^2$. Esto implica que el radio de las enanas blancas disminuye con su masa: $R_\star \propto \frac{1}{M_\star}^{1/3}$.
- Por ejemplo, Sirius B, con $M_\star = 1.05 M_\odot$, tiene $R_\star = 0.0074 R_\odot$, mientras que 40 Eri B, $M_\star = 0.48 M_\odot$, tiene $R_\star = 0.0124 R_\odot$.
- Un efecto similar se observa en enanas café.

.56



.57

3.2 Colapso estelar

- Si aumenta la densidad de electrones, y alcanza $n \sim \left(\frac{m_e c}{h}\right)^3$, entonces los electrones son relativistas y su energía cinética es muy superior a su energía en reposo. La ecuación de estado correspondiente se obtiene usando $\epsilon(p) \sim pc$ para el cálculo de E_K , y luego con $P = \frac{1}{3} \frac{E_K}{V}$ (ver Cap. B):

$$P = K_{UR} n^{4/3}, \text{ con } K_{UR} = \frac{hc}{4} \left[\frac{3}{8\pi} \right]^{1/3}. \quad (29)$$

.58

- Igualamos P_c en Ec. 27 con el sustento de electrones degenerados relativistas, P en Ec. 29, para concluir que la masa estelar a partir de la cual los electrones son relativistas, y el corazón estelar es inestable, es:

$$M_{Ch} \approx 4.3 Y_e^2 M_{\odot}. \quad (30)$$

- Vemos que si $X \sim 0$ en el corazón, $M_{Ch} = 1.075 M_{\odot}$.

.59

- La expresión en Ec. 30 supone que el gas de electrones es enteramente relativista, lo cual aplica solo a los electrones cerca del nivel de Fermi. Un cálculo más preciso se obtiene usando

$$\epsilon^2 = m_e^2 c^4 + p^2 c^2, \quad (31)$$

en Ec. 20, y luego de un poco de análisis (ver Cap. 5 de Phillips), se llega a

$$M_{\text{Ch}} \approx 5.8 Y_e^2 M_{\odot}, \quad (32)$$

o sea $M_{\text{Ch}} = 1.45 M_{\odot}$ si $X = 0$ en el corazón.

.60

- La masa de Chandrasekhar es uno de los descubrimientos puramente teóricos con más impacto en astrofísica (Chandrasekhar 1931, "The Maximum Mass of Ideal White Dwarfs". ApJ 74, 81), resumido en esta cita:

"The life history of a star of small mass must be essentially different from the life history of a star of large mass. For a star of small mass the natural white-dwarf stage is an initial step towards complete extinction. A star of large mass cannot pass into the white-dwarf stage and one is left speculating on the other possibilities."

.61

- En una estrella masiva, a medida que la combustión de Si en un cascarón deposita cenizas de Fe en el corazón inerte, se llegará a superar la masa de Chandrasekhar, y el corazón será ultra-relativista y por ende inestable ante colapso gravitacional.
- Cuando un cuerpo se contrae, energía gravitacional se convierte en energía interna, lo cual puede iniciar nuevas reacciones exotérmicas de fusión nuclear que se oponen a la contracción. La caldera nuclear sostiene la estrella.
- Pero en el colapso de un corazón inerte, la ausencia de combustible nuclear es agravada con la activación de mecanismos de enfriamiento. Fotones γ fisionan los núcleos de Fe, llevándolos a una sopa de n y p (reacciones endotérmicas), y los p se recombinan con e^- :



- La neutralización de los protones es endotérmica, y los neutrinos se escapan del corazón llevando energía también.

.62

- El consiguiente colapso es catastrófico ya que nada sostiene el corazón: es una caída libre que ocurre en un tiempo (ver Cap. B):

$$\tau_{ff} = \left[\frac{3\pi}{32G\rho_c} \right]^{1/2} \approx 10^{-3} \text{ s.} \quad (34)$$

- Cuando el corazón alcanza densidades cercanas al núcleo atómico, se hace suficientemente compacto como para atrapar los neutrinos. El colapso rebota y se observa la expansión de una onda de choque en la envoltura estelar - es decir una supernova, con luminosidades que alcanzan $L_* \sim 10^{10} L_\odot$ (equivalente al brillo de una galaxia completa).
- Si la masa del corazón que colapsa es $\lesssim 3 M_\odot$ (número incierto), se formará una estrella de neutrones que sale disparada con velocidades $\sim 10^3 \text{ km s}^{-1}$.
- Si la masa es superior, se forma un agujero negro.

.63

3.3 Estrellas de neutrones

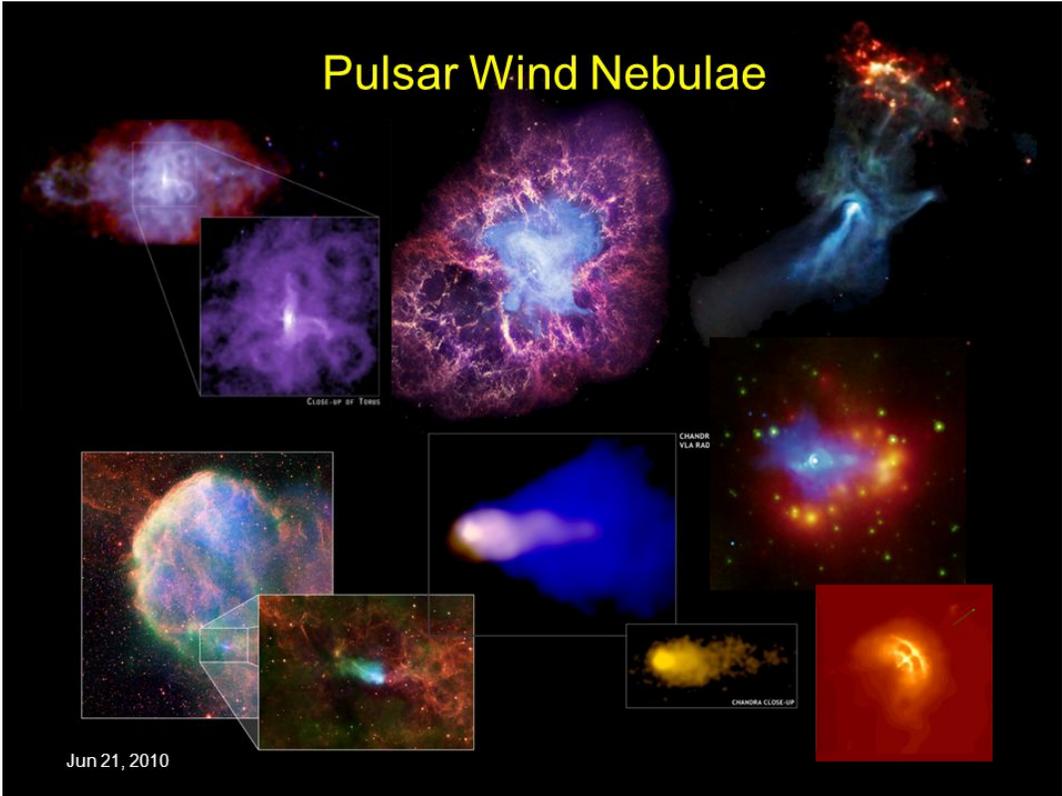
- Una estrella de neutrones se forma con temperaturas del orden de $\sim 10^{12} \text{ K}$, pero se enfría muy rápidamente por liberación de neutrinos a $\sim 10^9 \text{ K}$ (en 1 día), y a $\sim 10^8 \text{ K}$ en 100 años.
- A pesar de parecer altas, estas temperaturas no son suficientes para excitar los neutrones degenerados más arriba de sus niveles de Fermi. En ese sentido, las estrellas de neutrones son *frías*.
- Si suponemos que la estrella de neutrones es una sopa de neutrones, una adaptación del mismo tratamiento para enanas blancas al gas de neutrones permite concluir (ver Sec. 6.3 de Phillips):

$$R_* \approx 13.1 \text{ km} \times \left(\frac{1.85 M_\odot}{M_*} \right)^{1/3}. \quad (35)$$

Donde notamos una relación $R_*(M_*)$ similar a las de las enanas blancas.

.64

Pulsar Wind Nebulae



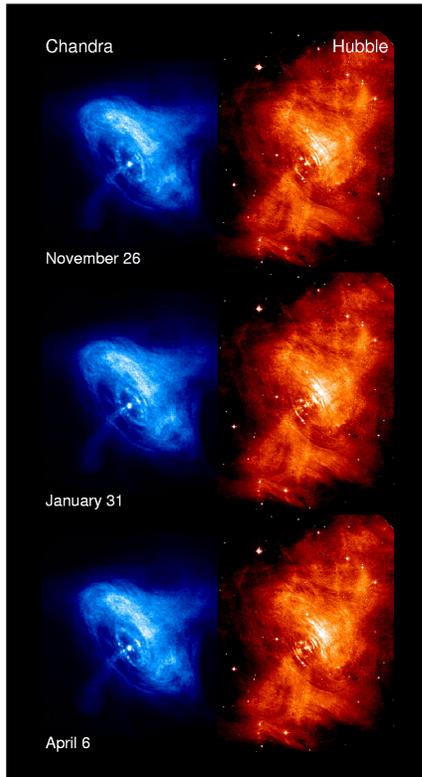
.65

Vela Pulsar

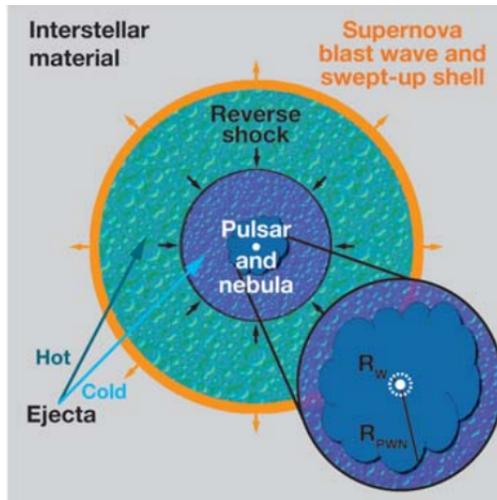
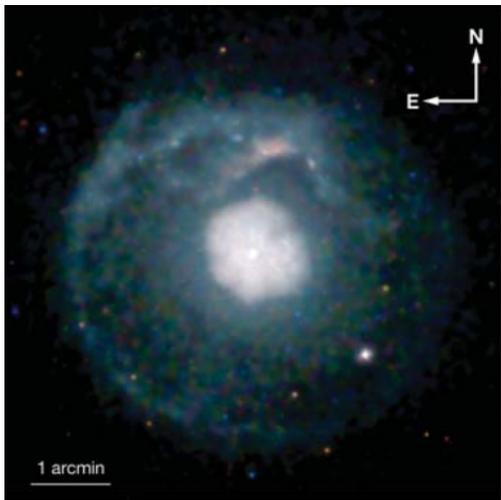


.66

Crab Pulsar



.67



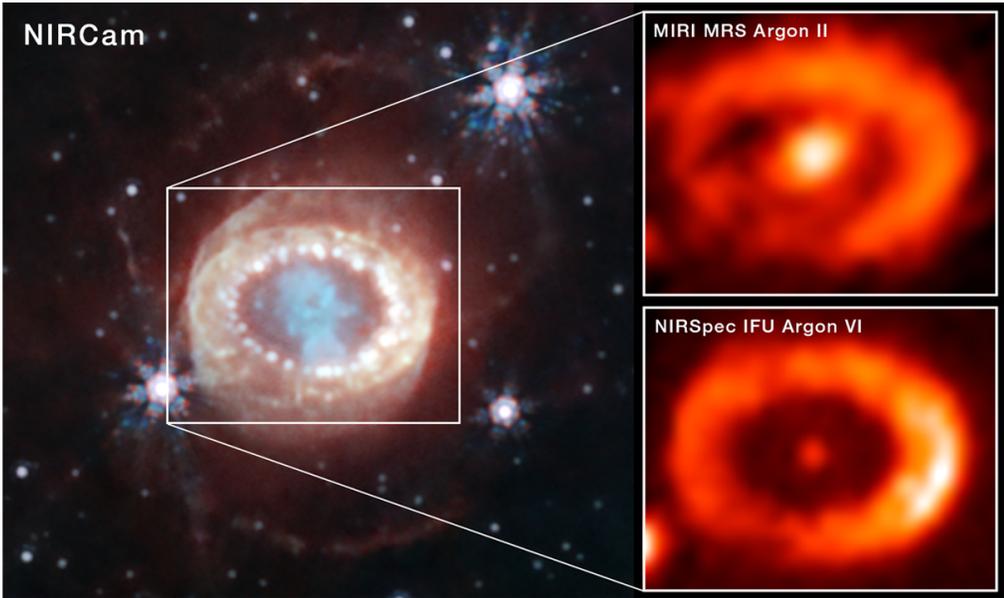
Chandra X-Rays en SNR G21.5-0.9

Gaensler & Slane 2006, ARAA

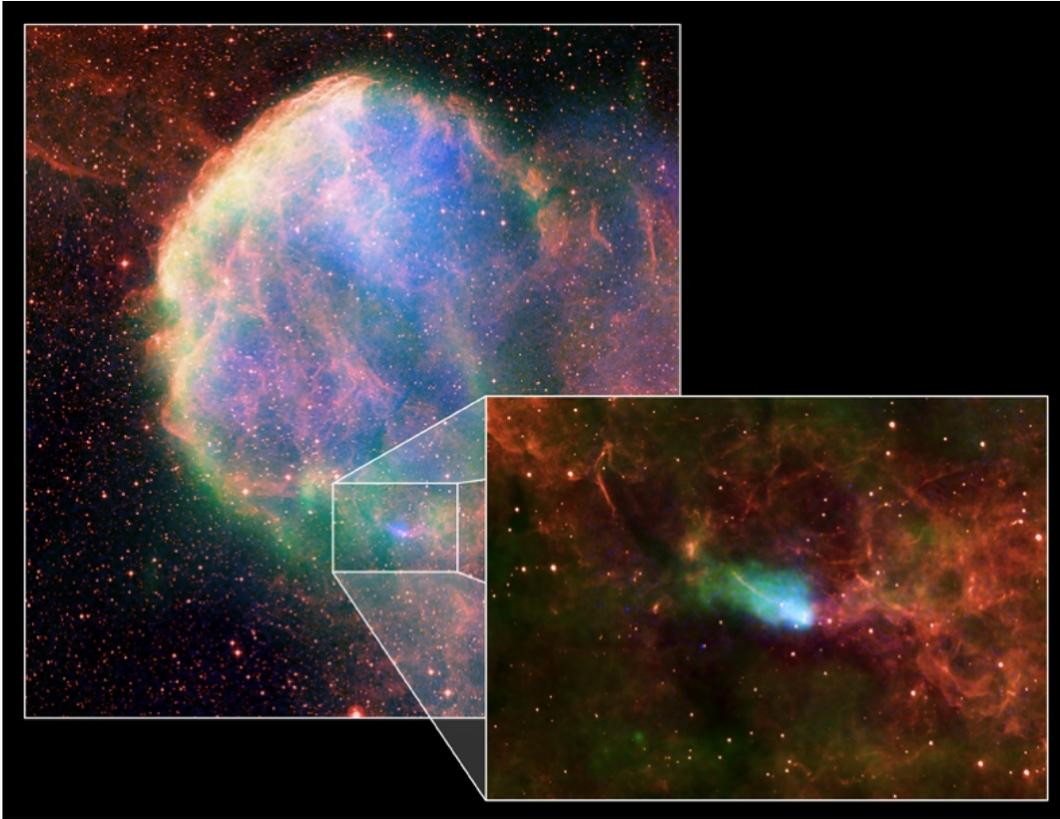
.68



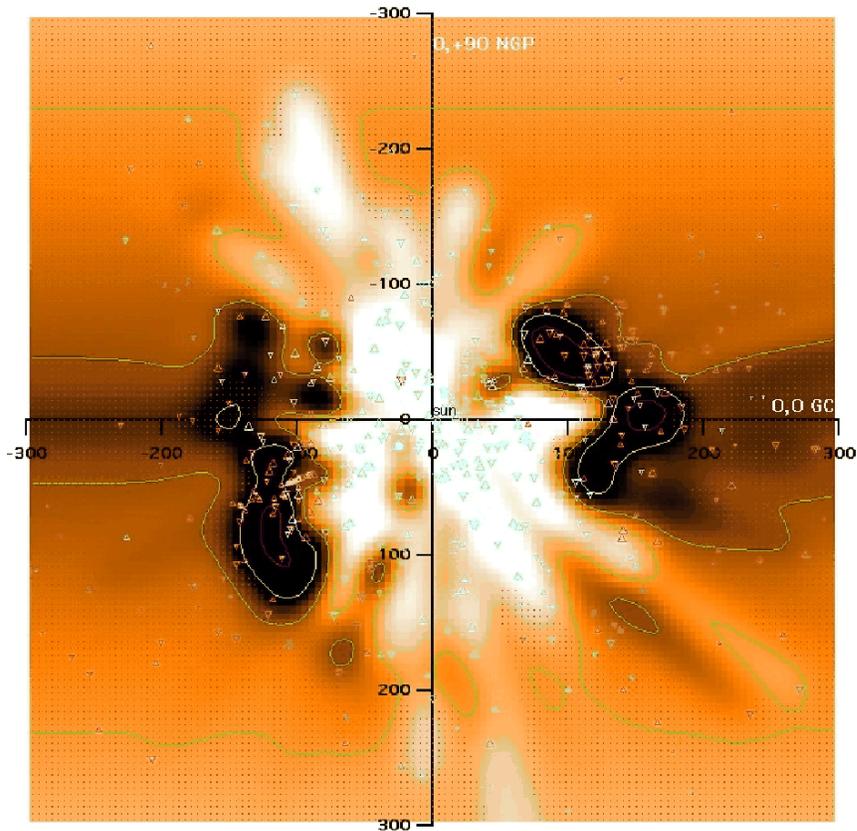
Destrucción del anillo circunestelar en SN1987A (Fransson+ 2015, ApJL, 806, L19).



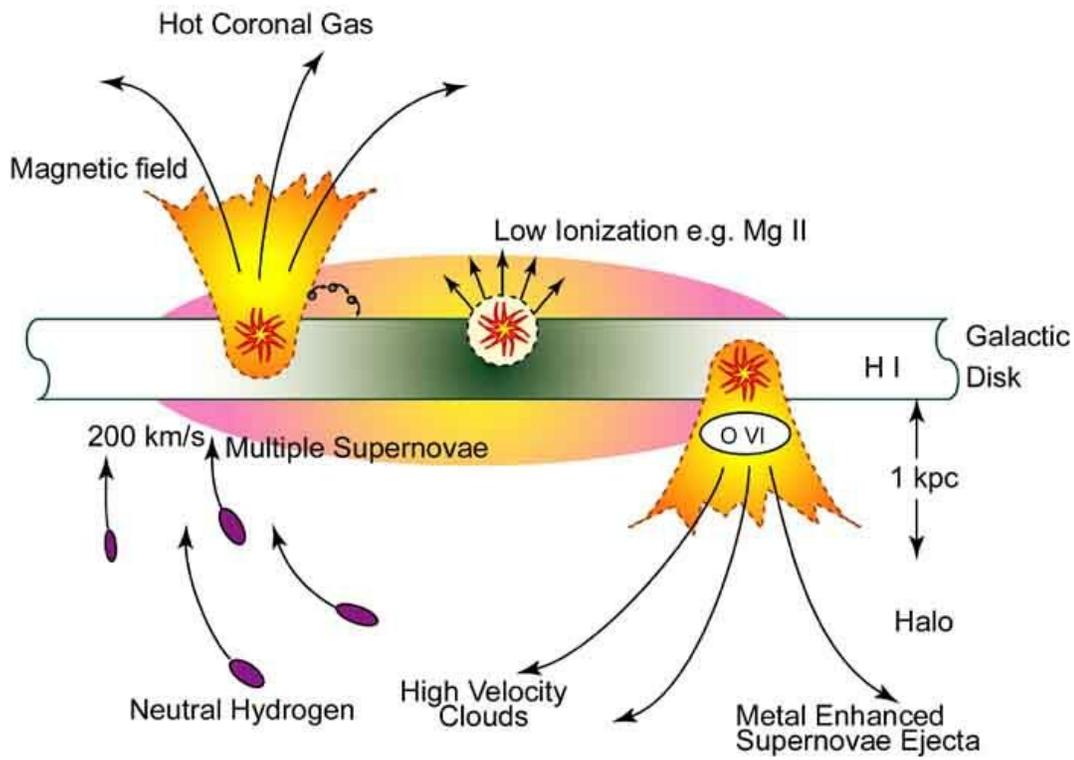
Probable detección con JWST de la estrella de neutrones en SN1987A, usando gas photo-ionizado por la estrella en el centro del remanente.



IC 443 SNR - composite Chandra+VLA (Fransson+ 2015, ApJL, 806, L19).



.72



.73

3.4 Agujeros negros estelares

- El tamaño de un agujero negro estelar está dado por el radio de Schwarzschild:

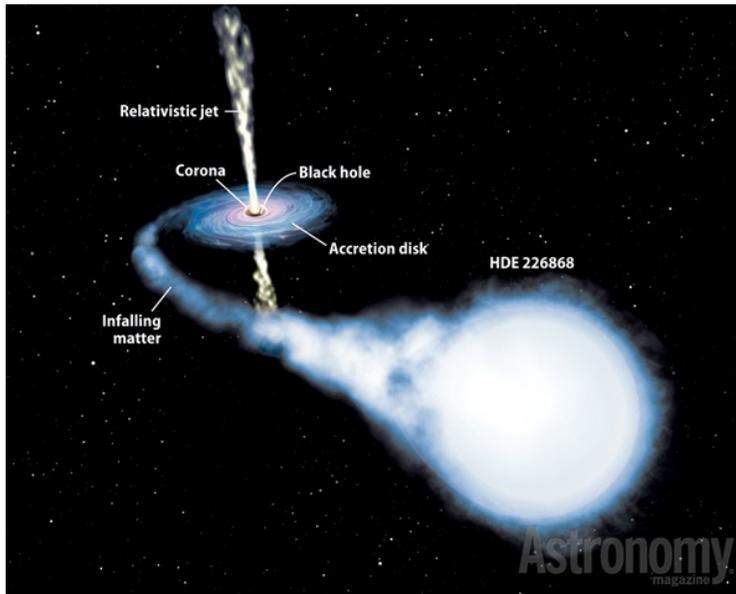
$$R_{\text{sch}} = \frac{2GM}{c^2}. \quad (36)$$

- R_{sch} corresponde al radio del horizonte de eventos, adentro del cual la velocidad de escape es superior a c . El cálculo en relatividad general coincide con el cálculo con gravedad Newtoniana.
- Para una estrella de $10 M_{\odot}$, $R_{\text{sch}} = 30 \text{ km}$.

.74

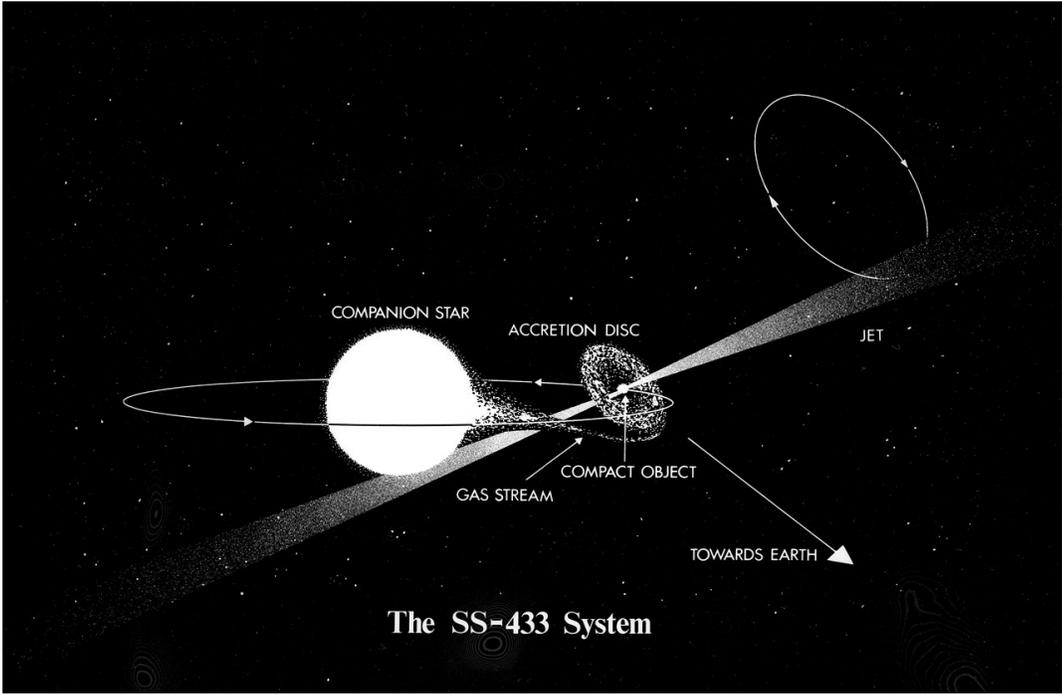
“Stellar black holes”

- X-ray binaries: estrella + black hole
- más conocidos: SS433, Cyg X-1, GRS 1915+105
- más cercanos GRO J1655–40 o A0620–00 ($\sim 1 \text{ kpc}$).



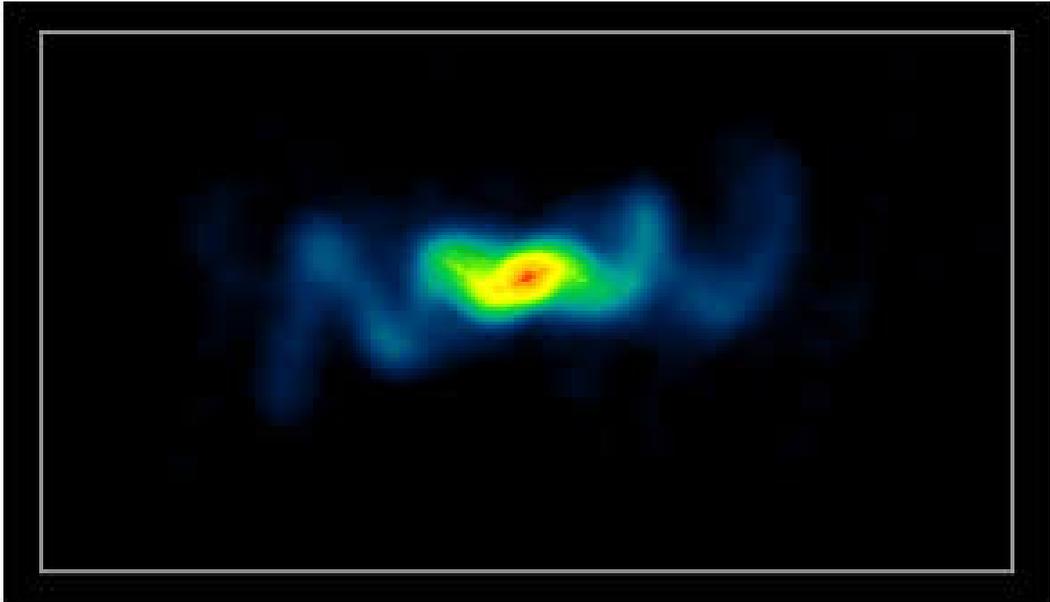
.75

SS433



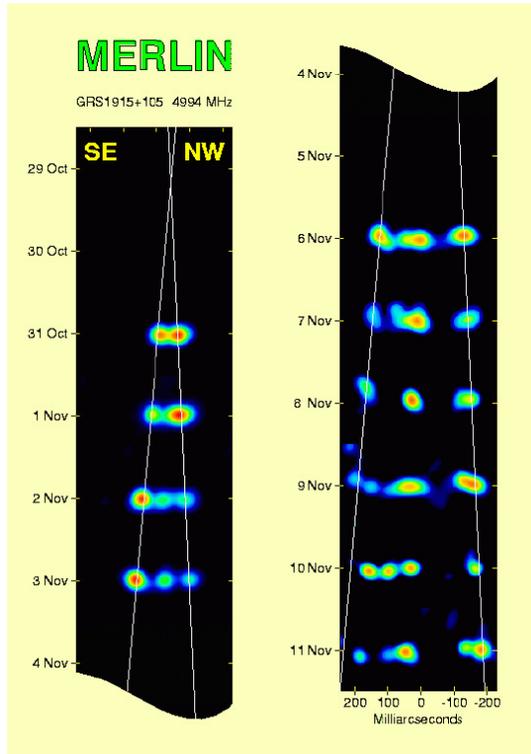
.76

SS433



.77

Jet super-lumínico en GRS1915



Estella MS + $\sim 15 M_{\odot}$ black hole.