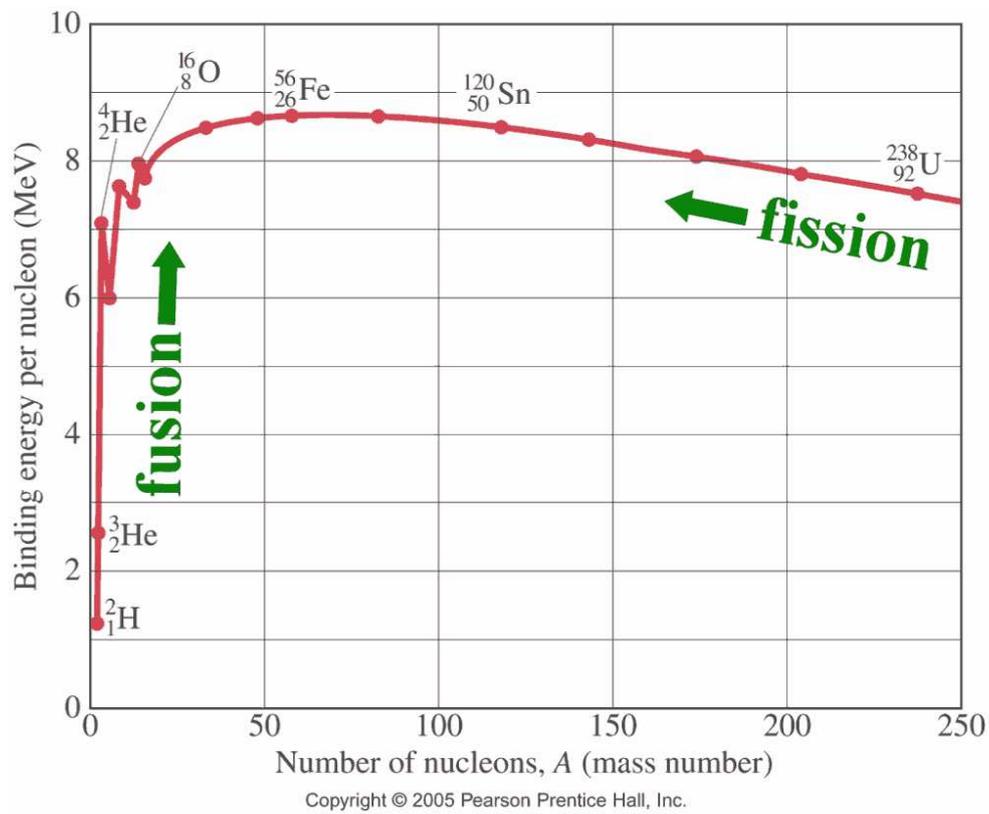


Intro a nucleosíntesis



2 de octubre

Resumen

Quizá el logro más importante de la física nuclear es la explicación de la producción de energía en las estrellas y la nucleosíntesis. Los astrofísicos creen entender con cierto detalle la evolución estelar desde sus orígenes como nubes difusas, pasando por sucesivas etapas de “combustión nuclear” hasta sus muertes como enanas o supernovas. A través de este proceso, los físicos nucleares han podido explicar cómo la mezcla inicial de hidrógeno y helio producido en el universo primordial se ha ido transformando en la mezcla tan interesante de elementos más pesados que permite la vida.

En charlas anteriores se han tocado temas tan interesantes como la física solar (Dani y Sergio), el diagrama HR (Arturo y Dani), la evolución estelar (Juan), y estrellas dobles (Eduardo). Esta charla pretende ser una primera introducción a la nucleosíntesis estelar.

La charla está organizada en cuatro partes:

- Introducción conceptual
- Nucleosíntesis primordial
- Breve descripción de las estrellas como centrales de fusión. Fases de la combustión nuclear y el catapún.
- Estimación de la abundancia nuclear y porqué la abundancia de $A > 56$ puede ser explicada por reacciones de captura neutrónica

Índice

1. Conceptos	4
1.1. Energía de ligadura de un núcleo	4
1.1.1. Modelo de la gota líquida	4
1.2. Partículas	5
1.3. Sección eficaz	6
1.3.1. Velocidad de reacción	6
2. Nucleosíntesis primordial	8
2.1. Balance final	9
3. Nucleosíntesis estelar	11
3.1. Estrellas como centrales de fusión	11
3.2. Combustión del H	11
3.2.1. Cadena PPI	11
3.2.2. Cadena PPII y PPIII	12
3.2.3. Ciclo CNO	12
3.3. Combustión del He4	14
3.4. Combustión más allá del He4	15
3.4.1. Combustión del C12	15
3.4.2. Combustión del Ne20	15
3.4.3. Combustión del O16	16
3.4.4. Combustión del Si28 hasta A=56	16
3.5. Colapso gravitatorio	17
4. Nucleosíntesis explosiva	19
4.1. Proceso s y proceso r	19
4.1.1. Proceso s	19
4.1.2. Proceso r	20
4.1.3. Proceso rp	20
4.2. Explosiones supernova	20
4.2.1. Supernovas Ia	20

1. Conceptos

1.1. Energía de ligadura de un núcleo

Partamos del ejemplo atómico: la masa de un protón libre y un electrón libre son conocidas. Si se ligan, se liberan $b_e = 13,6 \text{ eV}$, luego la masa del átomo de hidrógeno será la suma de las masas sin ligar más la energía de ligadura

$$m_H = m_p + m_e - b_e$$

Se define energía de ligadura, b_e , como la energía para desligar elementos sin aportarles energía cinética.

Definimos de forma análoga la masa nuclear como

$$m_{nuclear} = Z m_p + N m_n + B(Z, N) \quad (1)$$

Dado que es difícil encontrar núcleos pelados, se suele utilizar la masa atómica, definida como

$$m_{\text{átomo}}(Z, N) = m_{nuclear} + Z m_{e^-} - b_e(Z, N) \quad (2)$$

Dado que la energía de ligadura de los nucleones será del orden de MeV y la de los electrones de eV , como mucho keV , se suele despreciar ésta última. Otra aproximación bastante usada consiste en aproximar a su vez la masa de protones y electrones como la masa del átomo de hidrógeno (sistema protón-electrón ligado).

1.1.1. Modelo de la gota líquida

En 1929, Gamow utilizó el término gota, y la analogía con una gota de agua, para estimar la energía de ligadura nuclear. El resultado no cuadraba porque supuso un núcleo de electrones y protones, y electrones de masa de medio MeV sometidos a energías de ligadura de varios MeV debían ser relativistas (causando un fallo en el ajuste de los parámetros). Heisenberg, en 1932, poco después del descubrimiento del neutrón en el mismo año, retomó el trabajo de Gamow substituyendo los electrones por neutrones, y el trabajo en detalle se lo encargó a un alumno suyo, Weizsäcker; un año después publicaba sus resultados, condensados en la fórmula semiempírica de masas.

Ya entonces se sabía que la densidad de nucleones era aproximadamente constante, $0,17 \text{ nucleones}/fm^3$, que los núcleos tenían una superficie definida cuyo radio era proporcional a $A^{1/3}$ (el volumen es proporcional a A), y que la energía de ligadura por nucleón era aproximadamente constante. A partir de estos datos, y con la fórmula semiempírica de masas, se puede predecir las masas de los estados **fundamentales** de los núcleos, su estabilidad y explicar la fisión y fusión. No da cuenta del espín, estados excitados, etc (desde entonces se han desarrollado modelos que explican un mayor número de parámetros).

$$M_{\text{átomo}}(Z, N) = Zm_e - b_e(Z) + Zm_p + Nm_n - B(Z, N) \quad (3)$$

$|b_e(Z)| \sim eV, \ll B(Z, N)$

Que la energía de ligadura $B(Z, N)$ sea alta implica núcleos más estables, cuya masa $M_{\text{átomo}}$ será menor. La fórmula semiempírica de masas de Weizsäcker es

$$B(Z, N) = aA - bA^{2/3} - s\frac{(N - Z)^2}{A} - d\frac{Z^2}{A^{1/3}} - \delta\frac{1}{A^{1/2}} \quad (4)$$

donde los parámetros a, b, s, d y δ se ajustan a los datos experimentales.

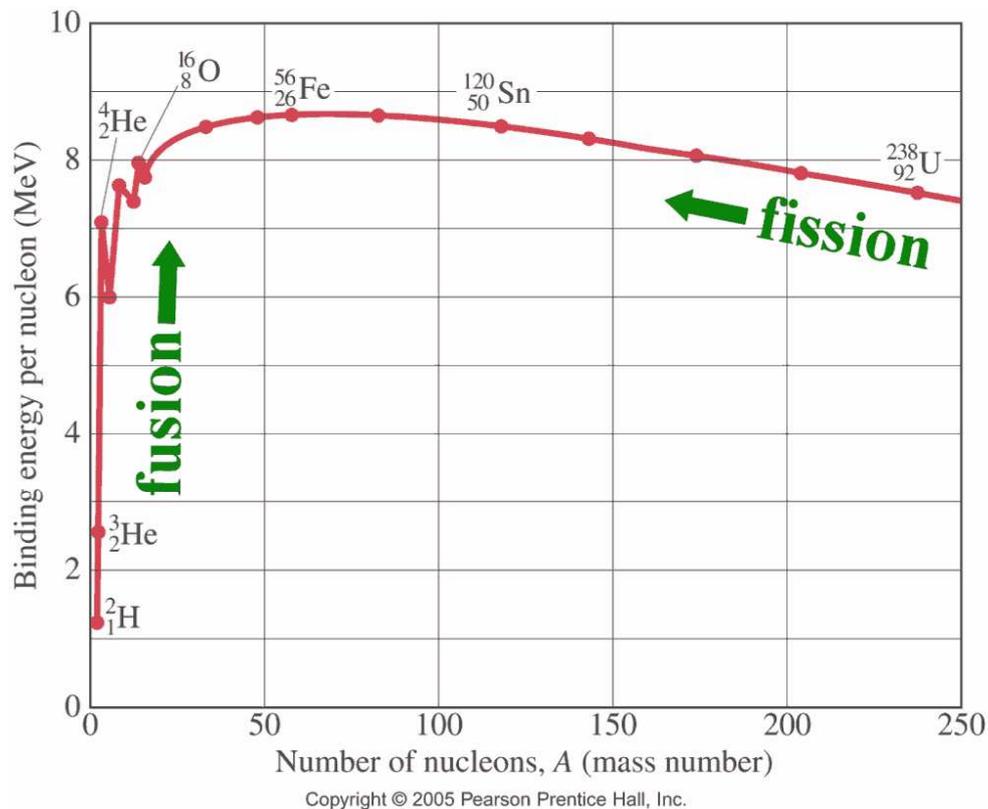


Figura 1: Ajuste a la SEMF. La fusión y la fisión son procesos que aumentan la ligadura, y por tanto, desprenden energía.

1.2. Partículas

Algunos nombres que van a aparecer:

- Nucleón, protón y neutrón: los nucleones son los constituyentes de los núcleos. Los protones y neutrones son los componentes más importantes de los núcleos (en una escala intermedia), pero no los únicos. Según la teoría de Yukawa (1935), los nucleones se mantienen unidos mediante intercambio de diferentes mesones¹.

¹Toda fuerza puede ser entendida como intercambio de partículas virtuales

- Quarks: constituyentes más importantes de los nucleones. Se mantienen unidos mediante intercambio de gluones.
- Leptones: quizá los más conocidos son los electrones, aunque es un grupo más extenso. Se caracterizan porque no interactúan vía fuerza fuerte.

1.3. Sección eficaz

La sección eficaz σ es una magnitud física que se identifica como la probabilidad de interacción entre dos partículas. Por cada tipo de interacción se define una sección eficaz (sección eficaz de dispersión elástica, inelástica, fusión, intercambio de nucleones, etc), y la probabilidad de interacción total será (si las interacciones son independientes entre ellas) suma de las probabilidades de interacción. La sección eficaz tiene unidades de área, y por eso a veces suele confundirse con una metafórica área efectiva de interacción, llevando al absurdo de ser varios órdenes de magnitud mayor que la propia partícula². En general, la probabilidad de interacción debe cumplir unos ciertos requisitos de simetría, limitando las magnitudes de las que puede depender; nosotros supondremos que depende tan solo de la velocidad relativa de las partículas, $\sigma = \sigma(v)$, aunque sí puede depender de otras magnitudes (acople de espín, isospín, etc).

1.3.1. Velocidad de reacción

Sacado de apuntes de la asignatura “Tecnología nuclear”, de la UniZar.

Si tenemos una cierta densidad de partículas n_2 que pueden interactuar con una partícula 1, la probabilidad de interacción vendrá dada por $n_1 n_2 \sigma$, y la velocidad de interacción será por tanto $n_1 n_2 \sigma v_r$, con $v_r = v_1 - v_2$ la velocidad relativa.

Si consideramos un intervalo de tiempo Δt , un total de $n_2 \sigma v \Delta t$ partículas 2 habrán pasado suficientemente cerca de la partícula 1 y puede que hayan interactuado.

Si tenemos una cierta densidad de partículas n_1 , la probabilidad de interacción en un tiempo Δt será $n_1 n_2 \sigma v \Delta t$. La probabilidad de interacción por unidad de tiempo (velocidad de reacción) será pues:

$$R = n_1 \cdot n_2 \cdot \sigma(v_r) \cdot v_r \quad (5)$$

¿Y si las partículas 2 tienen una distribución de velocidades? Hay que integrar (*sumar*); si la partícula 2 se mueve con una velocidad v_r (v. relativa a 1) con una probabilidad $p(v_r)$, tendremos:

$$R = n_1 n_2 \int_0^\infty p(v_r) \cdot \sigma(v_r) \cdot v_r \, dv_r \quad (6)$$

Una buena aproximación de la distribución de velocidades puede ser la de Maxwell-Boltzmann:

²Existen diferentes formas de estimar el volumen de una partícula (a partir de la longitud de onda de deBroglie, volumen de su distribución de su carga, etc). En cualquier caso, remarcar que la **sección eficaz es una probabilidad**, no un área real, a pesar de tener unidades de longitud al cuadrado.

$$p(v | T) \propto v_r^2 \exp \left[-\frac{\frac{1}{2} m v_r^2}{kT} \right] \quad (7)$$

Así pues, puede decirse que la velocidad de reacción depende de la temperatura.

Nota: una explicación más detallada puede ser encontrada en el Philips A., *The physics of stars*.

2. Nucleosíntesis primordial

- En $t_0 \approx 10^{-6}$ s (para $t < t_0$ es cosmología): existía equilibrio entre radiación y partículas elementales; con una temperatura de $kT \approx 10$ GeV (130 millones de millones de K), existía una sopa de quarks y leptones (y sus correspondientes antipartículas), además de gluones y fotones. Como un gas, a medida que se expande se va enfriando. Si las partículas estaban en equilibrio estadístico, por la alta temperatura, se puede³ escribir que el número de partículas N_i depende con la temperatura según:

$$N_i \propto m_i^{3/2} \exp\left[-\frac{m_i c^2}{kT}\right] \quad \frac{N_i}{N_j} = \left(\frac{m_i}{m_j}\right)^{3/2} \exp\left[-\frac{(m_i - m_j)c^2}{kT}\right] \quad (8)$$

- En $t_1 \approx 10^{-5}$ s: una menor temperatura no permite quarks libres; los quarks forman toda la familia de hadrones o se aniquilan con su correspondiente antiquark.
- En $t_1 \approx 10^{-4}$ s: de toda la familia de hadrones sólo sobreviven los protones y neutrones, todavía libres.
- En $t_1 \approx 10^{-2}$ s: con una temperatura de $T \approx 10^1 K$ se mantiene un equilibrio estadístico radiación-materia (leptones, protones y neutrones)

$$\left. \begin{array}{l} e^- + e^+ \rightleftharpoons \gamma + \gamma \\ e^- + e^+ \rightleftharpoons \nu + \bar{\nu} \\ n + \nu_e \rightleftharpoons p + e^- \\ \dots \end{array} \right\} \quad \begin{array}{l} (m_n - m_p)c^2 \approx 1,3 \text{ MeV} = \xi \\ \frac{N_n}{N_p} = \left(\frac{m_n}{m_p}\right)^{3/2} \exp\left[-\frac{\xi}{kT}\right] \end{array} \quad (9)$$

- En $t_1 \approx 2$ s: con una temperatura de $T \approx 10^1 K$ ya no se puede mantener el equilibrio estadístico radiación materia; es lo que se conoce como desacoplamiento luz-materia. Hasta ese momento, la densidad de energía de partículas y luz era la misma. A partir de este momento, la luz se desacopla de la materia y la temperatura empieza a bajar más rápido. Hasta ahora, la temperatura podría describirse como:

$$kT \approx \frac{1,3 \text{ MeV}}{\sqrt{t}} \quad T \approx \frac{1,5 \cdot 10^{10} \text{ K}}{\sqrt{t}} \quad (10)$$

con el tiempo t en segundos. Fin de la edad oscura, la materia se hace transparente a la luz.

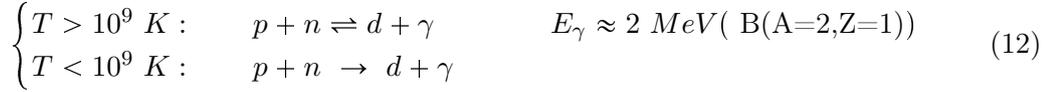
Los neutrones libres son inestables; existían libres de forma estadística (se formaban nuevos porque las partículas estaban en equilibrio con los fotones). En el momento de desacoplamiento radiación materia, se estima que $kT \approx 0,8 \text{ MeV}$, y por tanto la proporción de neutrones libres fue de:

$$\frac{N_n}{N_p} = \left(\frac{m_n}{m_p}\right)^{3/2} \exp\left[-\frac{\xi}{kT}\right] \approx 0,2 = 20 \% \quad (11)$$

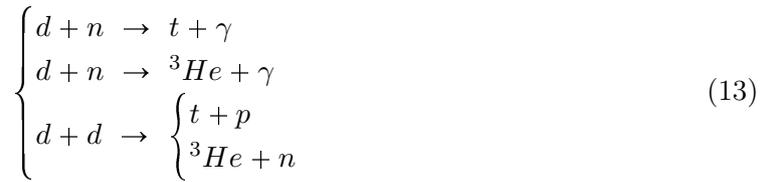
Se dice que la fracción de neutrones se congela: ya no siguen en equilibrio y dejan de producirse. Los neutrones libres decaen a un protón; sin embargo, los neutrones sí son estables dentro de los núcleos.

³Hay muchas hipótesis aquí escondidas...

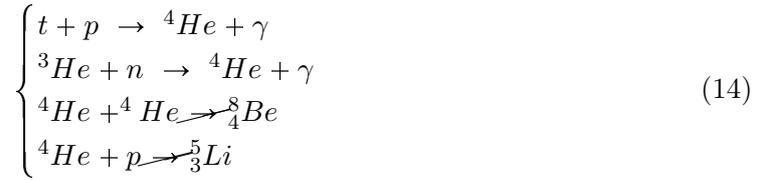
- En $t_1 \approx 250$ s: la temperatura ha bajado rápidamente hasta $T \approx 10^9$ K, o una energía promedio de $kT \approx 0,1$ MeV: con esta temperatura ya se pueden formar núcleos (para temperaturas mayores, las reacción de creación de núcleos estaban en equilibrio con las de disociación). El núcleo más simple que puede formarse es simplemente el deuterón, unión de un protón y un neutrón:



A partir del deuterón 2H , en adelante simplemente d , se van creando núcleos más pesados (la temperatura es todavía demasiado alta para hablar de átomos, y por eso se habla de deuterón y tritón, en vez de deuterio y tritio.).



La abundancia relativa de los productos depende de las secciones eficaces correspondientes y de la densidad inicial de reactivos. Y la formación de núcleos más pesados sigue:



No existen núcleos estables con $A = 5, 8$ (aunque sí resonancias y estados virtuales). A medida que el plasma se expande, se va enfriando. Debido a la barrera coulombiana la fusión se hace cada vez más lenta, y que no existen núcleos estables con $A = 5, 8$, no se producen de forma apreciable núcleos más pesados (se necesita más temperatura). La suma de estos dos efectos (enfriamiento del plasma y que no existen núcleos estables) se conoce como bottleneck for further nucleosynthesis.

2.1. Balance final

El resultado de la nucleosíntesis primordial es:

- Abundancia de p, 4He .
- Trazas de 3He , d , 7Li .
- No existen neutrones libres.

El 7Li se forma mediante la reacción:



Sin embargo, absorbe rápidamente un protón, disociándose en helio 4 (mayor energía de ligadura):



Nota 1: ya en 1940, Gamow propone que el 75% de la masa del universo deben ser protones, y el resto He-4 (el helio producido en estrellas es despreciable frente al producido en la nucleosíntesis primordial). Pero... ¿de dónde se saca esta idea? Cuando la temperatura baja lo suficiente como para que no se produzcan nuevos neutrones, la proporción de neutrones se congela en 1:5, ésto es, por cada neutrón habrá 5 protones (75% p, 25% He-4). Las observaciones (con matices) están de acuerdo con esta idea.

Nota 2: si la evolución hubiera sido más lenta, no habrían sobrevivido tantos neutrones, traduciéndose en una menor cantidad de elementos pesados.

Nota 3: la nucleosíntesis (abundancia relativa de elementos), la expansión (ley de Hubble), y el fondo de microondas CMB, son los tres pilares de la teoría del Big Bang.

Nota 4: con $t \approx 10^5$ años: la temperatura ha bajado hasta $T \approx 4000\text{K}$, o una energía promedio de $kT \approx 0,25\text{ eV}$: los electrones se recombinan con los núcleos y se empiezan a formar átomos; la interacción fotón-átomo es menor que fotón-plasma y el universo de hace prácticamente transparente a la radiación. Con $t \approx 10^9$ años: se forman las primeras estrellas y galaxias debido a la contracción gravitatoria de nubes de hidrógeno y helio. Para $t \approx 13,8 \cdot 10^9$ años (**hoy**), la temperatura del gas de fotones que se desacopló de la materia al fin de la Edad Oscura sería 2.7K.

Nota 5: las hipótesis que se barajan para explicar un universo visible de materia (y no antimateria) son que inicialmente existían más partículas que antipartículas, que existen procesos asimétricos a alta energía que favorecieron mayor generación de partículas que antipartículas, o que no puede distinguirse la materia estelar de la antimateria (investigación en el CERN sobre propiedades de antimateria).

Nota 6: antes de desacoplarse la radiación de la materia, la densidad de partículas bajó lo suficiente como para que los neutrinos dejaran de interaccionar a una velocidad suficiente con el resto de partículas y se desacoplaron. Dado que se desacoplaron antes que los fotones, también se enfriaron más (también puede verse como que la aniquilación de partícula-antipartícula al bajar la temperatura calentó al fondo de fotones), y se estima que la temperatura del fondo cósmico de neutrinos debe ser de unos 2 K.

3. Nucleosíntesis estelar

3.1. Estrellas como centrales de fusión

Las estrellas son un puñado de núcleos y electrones, confinados por acción de la gravedad. Son además fuente de fotones por $T > 0$ K, y neutrinos (electrónicos), dado que las estrellas no pueden llegar a confinarlos.

La ecuación del equilibrio hidrostático, junto con la hipótesis de cuerpo negro, se puede estimar (resolviendo 3 ED acopladas) el gradiente de temperatura y densidad en el 70 % más interior del sol; el 30 % más exterior tiene una mezcla convectiva adiabática, de forma que se determina el gradiente de temperatura mediante las hipótesis térmicas habituales en fluidos.

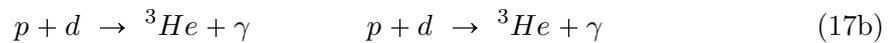
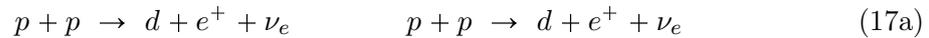
Con el juego de ED y con las condiciones de contorno adecuadas (temperatura superficial, radio y masa de la estrella) se puede estimar la temperatura del centro de la estrella. Para hacernos una idea, la temperatura de la superficie del sol es de unos 6000 K, y en el interior de es de 15000000 K.

3.2. Combustión del H

Existen cuatro cadenas de reacciones exotérmicas que permiten convertir 4 protones en un núcleo de helio-4 (debido a las bajas temperaturas en el interior de una estrella sólo se producen reacciones exotérmicas). La primera, conocida como PPI usa sólo protones como reactivos; las segunda y tercera se conocen como PPII y PPIII, que usan He4 como catalizador. La cuarta es el conocido ciclo CNO, que utiliza como catalizador C12 (por lo que sólo es posible en estrellas de segunda generación).

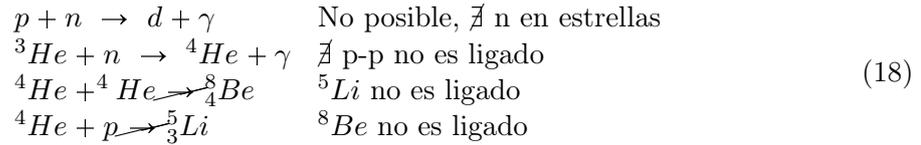
3.2.1. Cadena PPI

: el primer paso de la cadena es la formación de un deuterón mediante un proceso débil; el resto son fuertes



Dado que el He2 ni el dineutrón tienen una vida media suficientemente larga (no son estados ligados), la reacción (17a) es la única reacción que parta de protones. Como producto tenemos un deuterón (por cada reacción). Cabe pensar que la fusión de dos deuterones puede dar lugar directamente a un núcleo de He-4. Sin embargo, dado que inicialmente apenas hay deuterones en la estrella, una reacción mucho más probable es (17b) para producir He-3.

¿Qué fuerzas median la fusión en estrellas?



¡Mediante fuerza fuerte solo no puede mantener la fusión en las estrellas! Para que cuatro protones formen un núcleo de He-4, dos de ellos deben convertirse en neutrones, mediante interacción débil. No existe ningún proceso exotérmico (salvo el mediado por la interacción débil) que permita formar He3 a partir de protones. Por lo tanto, salvo que exista He-4 para catalizar la reacción, la estrella tendrá que esperar a producir suficiente He3 para que se produzca la reacción (17c).

3.2.2. Cadena PPII y PPIII

Para no tener que esperar a la producción de He-3, la estrella puede usar He-4 como catalizador, según las cadenas PPII y PPIII



En estos dos ciclos, la captura de He3 en PPI ((17c)) es reemplazada por la captura de He4 produciendo Be7. Tras ésto, PPII y PPIII difieren en la combustión de Be7: en la PPII el Be7 se desintegra beta por captura electrónica; en PPIII el Be7 captura un protón para producir B8 que decae beta a Be8

3.2.3. Ciclo CNO

Se da en estrellas masivas (requiere una temperatura mucho mayor que los procesos anteriores) y de segunda generación (de forma que preexista C12 a la formación de la estrella). Fue propuesto por Bethe y Weizsäcker.

Nota: en una estrella típica como el sol, el camino libre medio de los neutrinos en su interior es de aproximadamente $10^7 R$; es decir, los neutrinos se llevan energía del sol y la probabilidad de que interactúen en su interior (y depositen parte de su energía) es prácticamente nula.

Nota 2: en la Tierra no es posible reproducir las condiciones del Sol (la fusión del Sol se produce porque la densidad es alta, pero el valor esperado de la sección eficaz con la temperatura es pequeño), y la sección eficaz se extrapola a esas energías tan bajas a partir de la sección eficaz para energías mucho mayores.

3.3. Combustión del He4

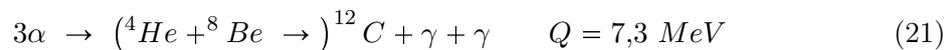
A medida que el He4 se acumula en el núcleo, éste se comprime hasta que la temperatura es suficientemente alta para iniciar la combustión del He4. La combustión del He4 es muy diferente de la del H. No hacen falta neutrones, por lo que no son necesarias las interacciones débiles. Por otro lado, la combustión del He4 está inhibida por el hecho de que no existen reacciones exotérmicas con dos núcleos He4. En particular, la masa del Be8 es 90 keV mayor que la suma de dos núcleos He4, y por tanto el Be8 decae rápidamente ($\tau \approx 0,1ps$) a dos núcleos He4.

Si el He4 y el Be8 están en equilibrio estadístico,

$$\begin{aligned}
 {}^4\text{He} + {}^4\text{He} &\rightleftharpoons {}^8\text{Be} & Q &= -90 \text{ keV} \\
 \frac{n_{\text{Be8}}}{n_{\text{He4}}} &\propto \frac{n_{\text{He4}}}{(\mu kT)^{3/2}} \exp\left[-\frac{Q}{kT}\right]
 \end{aligned} \tag{20}$$

siendo $\mu = 0,5m_{\text{He4}}$, la masa reducida del sistema He4-He4. Para una densidad y temperatura típica encontramos que por cada mil millones de núcleos de He4 existe uno de Be8.

A pesar de que el Be8 es escaso y tiene una vida media muy corta, es posible la producción de C12 si antes de decaer absorbe otro núcleo He4:



Debido a la pequeña cantidad de Be8 uno esperaría que se produjera poco C12. Sin embargo, la producción de C12 puede favorecerse si tuviera un estado excitado cerca de la energía de Gamow (energía para la que el valor esperado de la sección eficaz es máximo; es proporcional a la barrera de Coulomb). Con esta idea, apoyándose en la abundancia relativa del C12, predijo el estado resonante años antes de que pudiera comprobarse experimentalmente.

A partir de C12 se pueden ir formando núcleos más pesados:

$$\left\{ \begin{array}{l} {}^{12}\text{C} + \alpha \rightarrow {}^{16}\text{O} + \gamma \\ {}^{16}\text{O} + \alpha \rightarrow {}^{20}\text{Ne} + \gamma \end{array} \right. \quad Q = 7 \text{ MeV} \tag{22}$$

3.4. Combustión más allá del He4

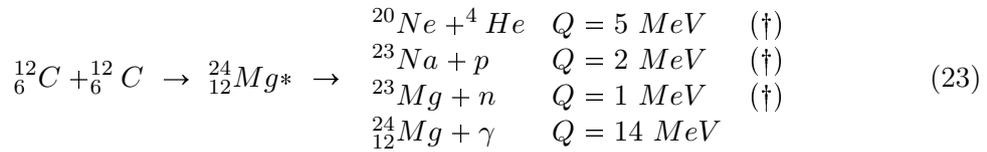
Para pasar a la etapa siguiente (combustión más allá del He4) la estrella ha tenido que pasar por otras anteriores:

1. $T \in (10^7, 5 \cdot 10^7) K$ (kT de algunos keV): cadenas PP, y a mayor temperatura, ciclo CNO (según masa y composición). El rendimiento de la combustión del H es de unos 26 MeV (por cada núcleo de He4).
2. $T \in (10^8, 5 \cdot 10^8) K$ (kT de algunas decenas de keV): gigante roja, combustión hasta el O16 y Ne20. En este punto, la evolución de la estrella depende de la masa: si la masa es suficiente, la fusión de elementos pesados continuará; sino, terminará como enana blanca.
3. $T \in (5 \cdot 10^8, 2 \cdot 10^9) K$ (kT de algunas centenas de keV): sigue la fusión de C,N,O,Ne en elementos más pesados.

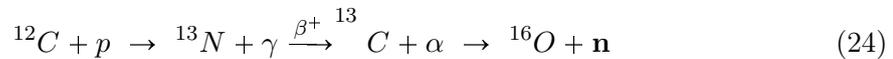
Las etapas siguientes a la combustión del He4 son cada vez más complicadas, tanto por la astrofísica como por la física nuclear que las dirigen. Las reacciones nucleares producen más variedad de núcleos, aumentando el número de cadenas posibles.

3.4.1. Combustión del C12

Si la temperatura sigue subiendo, hasta los $5 \cdot 10^8 K$, comienza la combustión del C12. Puede dar lugar a 4 productos:



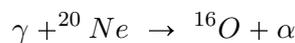
Las tres últimas reacciones, marcadas con (†) aumentan el número de posibles reactivos, aunque la más probable es la emisión alfa y la emisión de un protón. La alfa y el protón serán absorbidos por el C12 para dar lugar a N13 y O16. Nótese que el Mg23, Na23 y el N13 son los primeros núcleos impares. Además, el N13 puede recorrer la siguiente cadena:



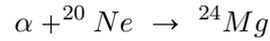
¡liberando neutrones! Empiezan a poblarse núcleos ricos en neutrones.

3.4.2. Combustión del Ne20

Si la temperatura sube otro poco, hasta los $10^9 K$, los fotones térmicos son capaces de foto-disociar el núcleo de Ne20 antes formado:

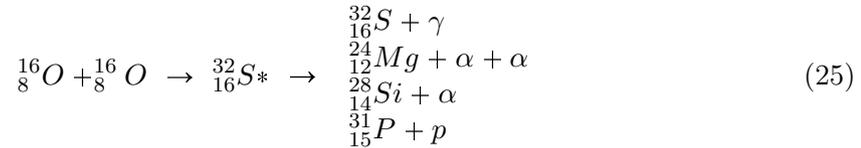


El aumento de temperatura permite la fusión del Ne20 con un núcleo de He4:



3.4.3. Combustión del O16

Si la temperatura sigue subiendo, hasta $2 \cdot 10^9$ K, la fusión de dos núcleos O16 empezará a dominar:



3.4.4. Combustión del Si28 hasta A=56

Para una temperatura entre $3 \cdot 10^9$ K y $5 \cdot 10^9$ K se produce la combustión del silicio, y así formar cobalto-níquel-hierro.

Podríamos pensar que con la siguiente reacción estaba ya todo hecho:

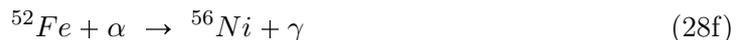


Esta reacción no se produce, pero... ¡existen fotones térmicos (ahora ya de muy alta energía) que pueden disociar núcleos (como el silicio)!



¿Entonces cómo llegamos a A=56? A medida que crece la temperatura, aumentan las reacciones que tienen como productos protones, neutrones y alfas, y son éstos (sobre todo los últimos, los núcleos de He4) los que permiten escalar hasta la estabilidad de A=56.

A continuación detallamos la cadena de absorción de núcleos de He4 hasta llegar al Ni56:



Las últimas etapas hasta llegar al hierro A=56 son complicadas por diferentes razones:

- 1º mientras que en el interior se desarrollan las últimas etapas de la fusión, la parte más exterior de la estrella puede estar todavía en las etapas iniciales de la combustión del He4 o incluso del H.

- 2º La temperatura en el interior de la estrella será suficiente para iniciar la producción térmica de neutrinos. Dado que el camino libre medio de los neutrinos es muchas veces el radio de la estrella, se escapan sin depositar energía en ella, y son la fuente principal de pérdida de energía (por encima de la luminosidad).
- 3º El núcleo se degenera: la presión (de degeneración ya) puede no ser suficiente para frenar el colapso, el termostato nuclear deja de funcionar y la combustión puede ser explosiva.

Mediante la cadena (2) llegamos al Ni56, y se suele decir que el estable es el Fe56! El Ni56 se desintegra beta al Fe56! Véase Fig. 2.

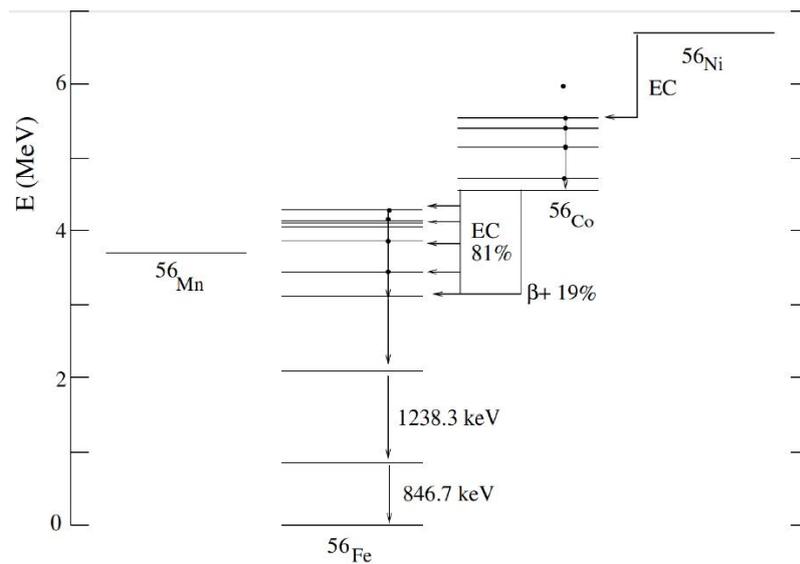


Figura 2: Última etapa de la fusión en una estrella, la desintegración beta hasta el Fe56.

3.5. Colapso gravitatorio

Si la masa de la estrella es mayor que $10M_{\odot}$ podrá pasar por todas las etapas de fusión hasta llegar a un núcleo de Fe56; si fuera menor no alcanzaría la temperatura suficiente para llegar a un núcleo de Fe56 y moriría como enana blanca.

Si la masa es mayor que $40M_{\odot}$, ni la presión de los neutrones podría frenar el colapso y terminaría como agujero negro. Veamos lo que ocurre para una masa entre 10 y $40M_{\odot}$.

Cuando en el núcleo no queda nada que quemar, implosiona: no hay nada que equilibre la gravedad. Antes de que implusione, la estructura de la estrella será, en general, como la mostrada en la Fig. 3, siendo el radio de unos 10000 km (como una enana blanca).

Entre las capas del núcleo seguirán las reacciones de fusión. Cuando no quedan núcleos que fusionar, la densidad del núcleo seguirá subiendo hasta alcanzar la masa de Chandrasekhar. Pasada la masa de Chandrasekhar, la temperatura seguirá subiendo (la presión de degeneración de los electrones no es suficiente para frenar a la gravedad). La ecuación de estado que gobernaba el núcleo de la estrella garantizaba un comportamiento de termostato, pero cuando la presión dominante es debida a los electrones degenerados, la temperatura puede subir sin variación del volumen: la presión de degeneración no depende de la temperatura!!

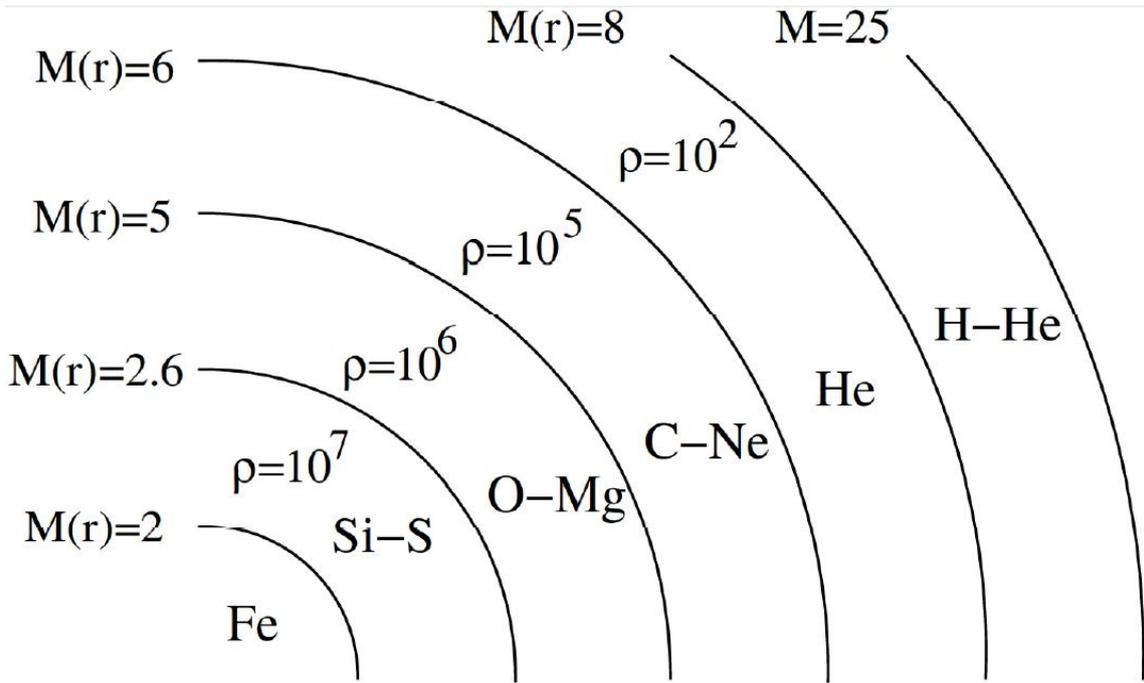
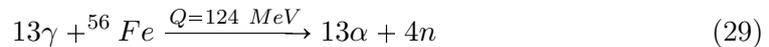


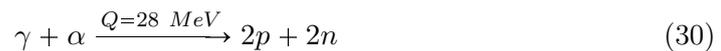
Figura 3: Estructura del núcleo de una estrella de masa $25M_{\odot}$. Las capas más exteriores pueden haber sido eyectadas en alguna de las explosiones hasta llegar al núcleo de Fe56.

Debido a la desaparición del termostato nuclear, la estrella se vuelve inestable:

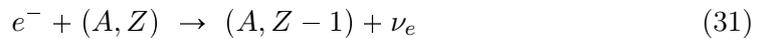
- Fotodisociación o evaporación de nucleones: si la temperatura es suficientemente alta, los fotones térmicos son capaces de fisurar núcleos ya formados (robando energía del medio). Ésto se traduce en un aumento de partículas alfa y neutrones!



Y si la temperatura sigue subiendo...



- Neutronización: por captura electrónica, los protones transmutan en neutrón y neutrino electrónico (que escapa del núcleo):



Un ejemplo:



- Trampa de neutrinos: a densidades suficientemente grandes (por encima de la centésima parte de la densidad normal en los núcleos), el núcleo se hace opaco a los neutrinos: el tiempo de difusión es menor que el tiempo de colapso. Que se acumulen suficientes neutrinos permite que (31) sea reversible.
- Colapso: la implosión continúa hasta que se llega a densidades del orden de la densidad normal en los núcleos; la materia nuclear es incompresible y detiene el colapso. El núcleo tiene un radio de unos cuantos km, y está compuesto de neutrones, núcleos $A=56$, protones y electrones. La materia de la corteza, al caer sobre el core, rebota sobre su superficie y se desprende (explosión).

Los efectos de neutronización, evaporación e implosión tienen lugar más o menos simultáneamente porque la masa del electrón, la diferencia de masas del protón y el neutrón y la energía de ligadura nuclear son las tres del orden de MeV.

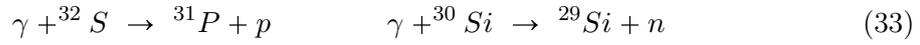
NOTA: tras cada implosión, las capas más externas, normalmente de núcleos ligeros de masa entre 4 y 55, son expelidas al medio interestelar. Mediante diferentes técnicas puede cuantificarse la abundancia relativa de los elementos, y las observaciones respaldan la idea de nucleosíntesis para $A < 56$ que aquí se ha resumido.

4. Nucleosíntesis explosiva

Hasta ahora, la nucleosíntesis hasta $A=56$ requería mayor temperatura a cada etapa, porque la barrera de coulomb de los núcleos a fusionar es cada vez mayor. Sin embargo, para explicar la nucleosíntesis de $A > 56$ no se necesita recurrir a temperaturas mayores: los neutrones no tienen carga eléctrica y pueden penetrar en los núcleos fácilmente... pero, ¿de dónde salen los neutrones?

4.1. Proceso s y proceso r

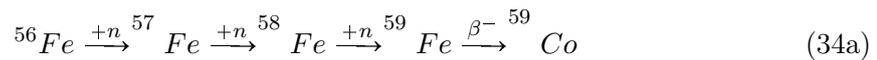
Durante la nucleosíntesis estelar de elementos $A < 56$ existen pocos neutrones libres; por ejemplo, ya en la última etapa de la combustión del silicio pueden producirse nucleones mediante las reacciones:



Mr y Ms Burbidge, Fowler y Hoyle proponen los procesos s y r para explicar la nucleosíntesis de elementos $A > 56$. En resumen, consistirían en la captura de neutrones de forma lenta (proceso s) o rápida (proceso r). El proceso s poblaría núcleos pesados del valle de la estabilidad $A \in (56, 208)$, mientras que el proceso r poblaría núcleos de la línea de goteo de neutrones, y mediante desintegraciones beta se llegaría a la estabilidad. Posteriormente se propusieron otros procesos, como el rp.

4.1.1. Proceso s

Inicialmente teníamos $\text{Fe}56$; por captura de un neutrón (no puede ser captura múltiple porque hay pocos neutrones libres) y desintegración beta (menos) se va poblando el valle de la estabilidad hasta el $\text{Pb}208$ y $\text{Bi}208$. En proceso tiene lugar en condiciones de una densidad moderada de neutrones, de forma que el ritmo de captura (de neutrones) es lento comparado con el tiempo de desintegración beta.

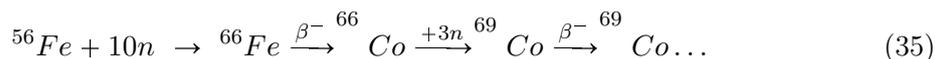


Como se puede ver en los ejemplos (34), después de una o varias capturas de neutrón sigue una desintegración beta, de forma que los productos no se alejan del valle de la

estabilidad. La desintegración beta tiene un tiempo característico (cada núcleo tiene su vida media), de forma que si el flujo de neutrones es muy alto, el núcleo seguirá capturándolos sin llegar a desintegrarse: éste es el conocido proceso r.

4.1.2. Proceso r

Cada desintegración beta ha sido precedida por la captura de decenas de neutrones. Si no fuera por los fotones de alta energía que disocian los núcleos se llegaría a la línea de goteo de neutrones.



4.1.3. Proceso rp

Cuando tenemos un sistema binario formado por una estrella de neutrones y una gigante roja, la primera puede robar material de la corteza de la segunda.

La corteza de la estrella de neutrones está formada por núcleos A=56, de forma que cuando los protones y núcleos de He4 de su compañera impactan contra la superficie, llevan energía suficiente para producir núcleos ricos en protones y poblar así la parte superior del diagrama de Segré.

4.2. Explosiones supernova

La implosión del core causa que la corteza de la estrella rebote contra éste y se desprenda. Debido a que el proceso r ha poblado núcleos fuera del valle de la estabilidad (Co56, Ni56), al desintegrarse calientan el medio y dan el brillo característico. Las vidas medias de estos dos núcleos determinan la luminosidad como función del tiempo. El ejemplo más famoso es la supernova de Kepler. La materia dispersada tiene A<56, y el core residual de la estrella será una estrella de neutrones.

La clasificación de las novas (número y letra) da cuenta de las líneas espectrales que se ven, éste es, de los elementos de la corteza (que a su vez está relacionado con la masa: a mayor masa, más pesados serán los elementos que haya podido fusionar y que se podrán ver).

4.2.1. Supernovas Ia

Sistema binario formado por enana blanca⁴ de C12 y O16 y una compañera menos evolucionada.

Una enana blanca es plasma a alta temperatura, en el que la presión es debida mayoritariamente a la presión de degeneración de los electrones (relativistas por la temperatura), y cuya masa se debe a los iones que contenga (desde He4 hasta Fe56).

⁴Las enanas blancas son estrellas compactas, en las que el plasma tiene una densidad tal que la presión que soporta la estrella es debida a la presión de degeneración.

Una enana blanca aislada simplemente se enfría mediante el mecanismo de Kelvin⁵, pero si tiene una compañera a la que puede sisar materia llegará a la masa de Chandrasekhar⁶. Mientras ha estado sisando materia, la temperatura ha subido, y con ella el ritmo de fusión. La potencia liberada es suficiente para desmontar la estrella, gravitacionalmente ligada.

Éste mecanismo explicaría la abundancia relativa de elementos $A=56$ (las supernovas que terminan en estrellas de neutrones no desprenden elementos de $A=56$).

Su luminosidad es característica, ya que explota al alcanzar la masa de Chandrasekhar.

⁵La luminosidad de la enana blanca se obtiene a base de disminuir su volumen

⁶La masa de Chandrasekhar es un valor que depende de la composición de la estrella, y que por encima del cual la presión de degeneración de los electrones no puede compensar la presión gravitatoria, dando comienzo así la neutronización del núcleo de la estrella.
