

Nucleosintesi Stellare

Patrizia Caccia, Alberto Ghioni, Roberto Squellati
Prof. Ettore Gadioli – SILSIS-MI – V Ciclo – Anno Accademico 2004/05

29 ottobre 2005

Indice

1	Introduzione	2
2	L'origine dell'universo e le interazioni primordiali	2
2.1	La costante di Hubble	2
2.2	La relazione tra temperatura ed età dell'universo	3
2.3	La radiazione cosmica di fondo	5
2.4	Le interazioni primordiali	5
2.5	La nucleosintesi primordiale	6
2.6	L'evoluzione stellare	8
3	Nucleosintesi degli elementi con $A \leq 60$	9
3.1	La sintesi dell'elio	9
3.2	Il ciclo del carbonio	11
3.3	La fusione dell'elio	12
4	Nucleosintesi degli elementi con $A \geq 60$	14
4.1	Meccanismi base della nucleosintesi oltre il ferro	15
4.2	I processi-s	16
4.3	I processi-r	18

1 Introduzione

L'origine delle stelle ed in generale dell'universo ha sempre suscitato grande interesse nell'uomo che, a partire dal Cinquecento e dal Seicento, cioè agli albori della scienza moderna, ha cercato di darne una spiegazione slegandosi da credenze strettamente religiose, come era accaduto nei secoli precedenti. I fisici e gli astronomi sono stati ripetutamente attratti dal problema dell'origini dell'universo, ma le loro ricerche, però, *sono sempre rimaste avvolte da un alone di discredito. Fino alla seconda metà del secolo scorso, infatti, questi studi non figuravano tra i temi cui uno scienziato degno di questo nome avrebbe dovuto dedicare il suo tempo.* La situazione è radicalmente mutata negli anni '60, quando venne accettata diffusamente dagli astronomi una teoria sulle origini dell'universo nota come *modello standard. Si tratta più o meno della cosiddetta teoria del Big Bang, ma integrata con una ricetta molto più specifica quanto ai materiali dell'universo*¹, venendo evidenziato il fatto che nei primi istanti di vita dell'universo i problemi della teoria delle particelle elementari si fondono con quelli della cosmologia. L'universo nei suoi stati iniziali è stato infatti *il primo acceleratore di particelle* con energie e densità ben superiori di quelle che si possono ottenere ai nostri giorni artificialmente, portando alla formazione di diversi isotopi leggeri e successivamente a quella degli elementi più pesanti all'interno delle stelle, a seguito di reazioni di fusione e alla cattura di neutroni (questi processi sono molto complicati da spiegare sia per la complessità della fisica nucleare coinvolta sia per gli aspetti termodinamici).

Tenendo in considerazione quanto riportato e i dati che si ottengono da osservazioni astronomiche, non solo con i tradizionali telescopi, ma anche grazie a nuove strumentazioni come gli spettrometri a raggi γ , è stato possibile suddividere, a partire dal Big Bang, l'evoluzione dell'universo in quattro periodi fondamentali legati a diversi processi:

1. nucleosintesi primordiale (il periodo caratterizzato da questo processo è durato circa 10^6 y, partendo dal Big Bang² fino alla formazione degli atomi stabili di idrogeno ed elio);
2. formazione delle galassie (il fattore dominante di questo periodo, durato circa 10^9 y è dato dalle forze gravitazionali);
3. nucleosintesi stellare;
4. evoluzione del sistema solare.

In questa tesina ci soffermeremo ad analizzare il primo ed il terzo periodo di questa evoluzione, soffermandoci soprattutto sulla nucleosintesi all'interno delle stelle, sia di elementi leggeri che pesanti.

2 L'origine dell'universo e le interazioni primordiali

Una delle maggiori scoperte in ambito cosmologico e fisico del secolo scorso è stata quella di Edwin Hubble (astronomo statunitense, 1889 – 1953) circa l'espansione dell'universo, fatta grazie ai risultati ottenuti dall'osservazione delle galassie e soprattutto riguardanti gli spostamenti verso il rosso delle righe degli spettri di assorbimento, spiegabili tramite l'effetto doppler e quindi indici di un moto di allontanamento delle galassie dalla Terra.

2.1 La costante di Hubble

Le osservazioni appena descritte furono il primo passo verso la conferma dell'espansione dell'universo e portarono Hubble ad enunciare una legge (detta, appunto, *Legge di Hubble*³) secondo cui la velocità di una galassia qual è vista da ogni altra è proporzionale alla distanza che le divide, cioè, considerando una galassia posta ad una distanza d dalla Terra, dotata di una velocità di recessione v , vale

¹Cfr. Steven Weinberg, *I PRIMI TRE MINUTI - L'affascinante storia dell'origine dell'universo*.

²Il premio Nobel S. Weinberg afferma che *in principio ci fu un'esplosione. Non un'esplosione come quelle con cui abbiamo familiarità sulla terra, ossia un'esplosione che partendo da un centro ben preciso si diffonde fino ad inghiottire una parte sempre maggiore dell'aria circostante, bensì un'esplosione che si verificò simultaneamente ovunque, riempiendo fin dal principio tutto lo spazio, e nella quale ogni particella di materia cominciò ad allontanarsi rapidamente da ogni altra particella. L'espressione tutto lo spazio può significar in questo contesto, o la totalità di un universo infinito o la totalità di un universo finito che si incurva su se stesso, come la superficie di sfera. Nessuna delle due possibilità è facile da comprendere, ma la cosa non ci disturba; poco importa se, nella fase iniziale dell'universo, lo spazio fosse finito o infinito.*

³Il premio Nobel S. Weinberg nel testo divulgativo *I PRIMI TRE MINUTI - L'affascinante storia dell'origine dell'universo*, mette in evidenza come la legge di Hubble fosse in realtà difficilmente deducibile dai dati a disposizione di Hubble, che probabilmente l'aveva dedotta da altri ragionamenti o da sviluppi teorici e, quindi, conosceva già la risposta a quello che voleva ottenere. Osservazioni successive confermarono, comunque, tale legge e portarono a definire la costante H_0 .

$$v = H_0 d. \quad (1)$$

La costante di proporzionalità tra v e d è data da H_0 e viene detta *costante di Hubble* e assume il valore

$$H_0 = 15 \frac{\text{km/s}}{10^6 \text{ anni luce}} = 50 \frac{\text{km/s}}{\text{Mpc}}$$

ricordando che $1 \text{ pc} = 1 \text{ parsec} = 3,26 \text{ anni luce}$. In realtà questa grandezza non è effettivamente una costante, variando a causa dell'evoluzione stessa dell'universo. Questa grandezza assume, inoltre, una certa importanza perché dal suo inverso si può stimare l'età dell'universo: *se le galassie si stanno allontanando l'una dall'altra, in passato dovevano essere molto più vicine. Per la precisione, se la loro velocità è sempre stata la stessa, allora il tempo impiegato da due galassie scelte a piacere per venirsi a trovare separate alla distanza attuale è esattamente uguale alla distanza attuale divisa per la loro velocità relativa. Ma con una velocità proporzionale alla distanza attuale, questo tempo risulta identico per ogni coppia di galassie scelte a piacere: in passato, esse devono essersi trovate tutte molto vicine nello stesso tempo.* Considerando il valore precedente per la costante di Hubble, il tempo trascorso da quando le galassie hanno cominciato ad allontanarsi l'una dall'altra sarebbe pari a H_0^{-1} , cioè di circa 20 miliardi di anni. Questo valore, noto come *tempo di espansione caratteristico*, risulta essere un limite superiore per l'età effettiva dell'universo. Il vero valore è di fatto minore di questo in quanto le galassie non si sono mosse con velocità costante, ma con velocità lentamente decrescente, in conseguenza della reciproca gravitazione.

Poiché l'espansione dell'universo, di cui la recessione della galassie è un risultato, è una proprietà che dipende dagli effetti gravitazionali, essa è dipendente dal tempo e quindi si rende necessario poter definire quantitativamente la dipendenza dal tempo di qualsiasi distanza. Non avendo una distanza di riferimento fissata, si introduce un fattore di scala $R(t)$, crescente nel tempo e che soddisfa la relazione

$$H_0 = \frac{1}{R} \frac{dR}{dt}. \quad (2)$$

Da un'analisi più dettagliata delle equazioni dinamiche, derivanti dalla teoria della Relatività Generale, che descrivono l'evoluzione temporale, si ottiene che

$$H_0^2 = \frac{1}{R^2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho(t) - \frac{kc^2}{\sqrt{R^2}} + \frac{\Lambda}{3} \quad (3)$$

dove G è la costante gravitazionale ($G = 6.67259 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^2$); $\rho(t)$ indica la densità di massa e di energia dell'universo, anche detta *densità di massa cosmica*, al tempo t ; k è un fattore geometrico che dipende dalla geometria dello spazio-tempo: è nullo se l'universo fosse piatto, $k = 1$ se l'universo fosse una sfera chiusa, avesse cioè una curvatura positiva, $k = -1$ se l'universo avesse una curvatura simile a quella di una sella; Λ è invece una costante cosmologica che possiamo anche trascurare per il tipo di trattazione che ci proponiamo di fare.

2.2 La relazione tra temperatura ed età dell'universo

Per iniziare ad analizzare l'evoluzione dell'universo a partire dagli istanti appena successivi al Big Bang, consideriamo la (3) ponendo $k = 0$ (questa semplificazione non crea problemi in quanto il termine $kc^2/\sqrt{R^2}$ è di minor importanza rispetto agli altri nell'equazione ed in questo tipo di analisi), quando l'universo era dominato dalla radiazione⁴, intendendo con questa affermazione che anche la massa esistente si muoveva con una velocità prossima a quella della luce così da soddisfare $E = pc = hc/\lambda$ che si ha sfruttando la relazione di de Broglie. In questo periodo la densità di energia ρ è data da⁵

⁴Durante l'era dominata dalla radiazione, che durò alcune centinaia di migliaia di anni, le rapide collisioni tra i fotoni e i pochi elettroni e le particelle nucleari rendevano i contenuti dell'universo opachi ed inoltre, essendoci molti fotoni per particella, gli urti facevano sì che la temperatura della materia seguisse quella della radiazione e non viceversa. Essendo la temperatura molto alta, dagli urti tra fotoni si produssero particelle materiali che svolsero un ruolo importante nel determinare il ritmo di espansione dell'universo.

⁵Si può dimostrare che se la densità di massa cosmica è dominata dalle masse di particelle nucleari (era dominata dalla materia), allora la massa totale all'interno di una sfera comoventesi di raggio $R(t)$ è esattamente proporzionale al numero di particelle nucleari presenti all'interno di tale sfera, e deve quindi valere $\frac{4}{3}\pi\rho(t)R^3(t) = \text{costante}$. Quindi $\rho(t) \propto 1/R^3$. Se invece la densità di massa è dominata dalla massa equivalente all'energia di radiazione (era dominata dalla radiazione), allora $\rho(t)$ è proporzionale alla quarta potenza della temperatura, che varia come $1/R(t)$. Quindi $\rho(t) \propto 1/R^4$.

$$\rho = \frac{\text{energia}}{\text{volume}} = E_\gamma \cdot n_\gamma \propto \frac{1}{R} \cdot \frac{1}{R^3} \implies \rho = \frac{a}{R^4}, \quad (4)$$

dove E_γ è l'energia di un fotone di radiazione (poichè l'unico effetto provocato dall'espansione dell'universo è l'aumento della lunghezza d'onda tipica dei fotoni, proporzionalmente alle dimensioni dell'universo, si ha $E_\gamma \propto 1/\lambda \propto 1/R$), n_γ è il numero di tali quanti per unità di volume, mentre a è una costante di proporzionalità, che, come vedremo, non interessa determinare. Con quest'ultimo risultato e con le semplificazioni sopra citate, dalla (3) si ha

$$\begin{aligned} \frac{1}{R^2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 &= \frac{8\pi G}{3} \rho(t) \implies \frac{1}{R^2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \frac{a}{R^4} \\ \implies \frac{1}{R} \frac{dR}{dt} &= \sqrt{\frac{8\pi G a}{3}} \frac{1}{R^2}. \end{aligned}$$

Risolvendo questa equazione differenziabile a variabili separabili si ricava la seguente espressione per t

$$t = \sqrt{\frac{3}{32\pi G a}} R^2 = \sqrt{\frac{3R^4}{32\pi G a}},$$

che sfruttando la (4), porta a

$$t = \sqrt{\frac{3}{32\pi G \rho}}. \quad (5)$$

Nell'epoca che stiamo considerando, nonostante non ci fosse più un equilibrio termico con la materia (come accennato precedentemente), la radiazione che riempiva l'universo può essere descritta con precisione dalla formula di Plank per l'emissione di corpo nero. Poiché l'unico effetto provocato dall'espansione è l'aumento della lunghezza d'onda tipica dei fotoni, proporzionalmente alle dimensioni dell'universo, e poiché la temperatura di emissione del corpo nero è inversamente proporzionale a tale lunghezza d'onda, si ottiene che la temperatura cala in proporzione inversa rispetto alle dimensioni dell'universo. Inoltre, sostituendo la densità dell'energia che compare nella (5), con quella ($u(T)$) della radiazione di un corpo nero alla temperatura T , data dalla nota espressione

$$u(T) = \sigma T^4,$$

dove σ è la costante di Stefan-Boltzmann ($\sigma = 5.67051 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$), si ottiene una relazione (ricordiamo che questa trattazione vale per l'era dominata dalla radiazione) molto importante che lega l'età t dell'universo (espressa in secondi) con la temperatura T (espressa in kelvin), cioè

$$T = \sqrt[4]{\frac{3}{32\pi G \sigma}} \frac{1}{t^{1/2}} \simeq \frac{1.5 \times 10^{10}}{t^{1/2}}. \quad (6)$$

Si comprende quindi come la temperatura sia un parametro molto importante per descrivere l'universo e il corso degli eventi; è una *sorta di orologio, in cui, invece del ticchettio, è il raffreddamento a segnare il ritmo di espansione* e di evoluzione.

Quando la temperatura dell'universo era sufficientemente elevata la materia e la radiazione erano in equilibrio ed inoltre i processi di creazione e annichilazione di particelle e antiparticelle avvenivano in egual misura. Questo ha smesso di valere al diminuire della temperatura. Ad esempio per $T < 6 \times 10^9 \text{ K}$, cioè dopo circa 6 secondi, la reazione $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ avviene molto più spesso di $2\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ in quanto i fotoni non hanno più a disposizione un'energia E_γ sufficiente (E_γ deve essere almeno pari a 0,511 MeV).

Abbiamo così descritto l'era dominata dalla radiazione, che durò alcune centinaia di migliaia di anni, immediatamente successiva al Big Bang, che da alcuni studiosi viene indicato come un punto di singolarità spazio-tempo (riferendosi alla (3) e al poter *ritornare indietro nel tempo* fino a $t = 0$), caratterizzata, come si deduce da quanto riportato, da una temperatura e una densità grandissime e costituita da particelle, antiparticelle e radiazione, che diminuendo la temperatura cessarono di essere in equilibrio tra loro.

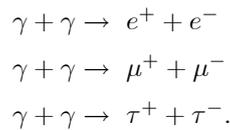
2.3 La radiazione cosmica di fondo

Oltre alla legge di Hubble, esiste un'altra scoperta che ha confermato la teoria del Big Bang: la rilevazione, fatta casualmente nel 1964 dai due radioastronomi A. Penzias e R. W. Wilson, di una radiazione cosmica di fondo dalla cui densità di energia si ricavò essere generata da un corpo nero con temperatura pari a 2,7 K. Già alcuni studi teorici precedenti di P. J. E. Peebles avevano, però, stabilito l'esistenza di tale radiazione. Più esattamente Peebles sosteneva che dovesse esistere un rumore di fondo risalente alla nascita dell'universo, con un'attuale temperatura equivalente di circa 10 K. Riteneva, inoltre, che un intenso fondo di radiazione fosse necessario per poter spiegare l'abbondanza di idrogeno nell'universo, rispetto agli elementi più pesanti; i nuclei di quest'ultimi, secondo Peebles, sarebbero stati distrutti da una radiazione con una grandissima temperatura equivalente, che avrebbe continuato a diminuire durante l'espansione dell'universo, in modo che oggi tale radiazione cosmica dovrebbe essere osservata come un rumore radio di fondo, proveniente da tutte le direzioni, spiegandosi così la natura del rumore rilevato da Penzias e Wilson. Per verificare che questa fosse realmente la spiegazione corretta dei risultati ottenuti dai due radioastronomi, a partire dal 1965 vennero fatti diversi esperimenti a riguardo.

2.4 Le interazioni primordiali

Sebbene vi siano numerose conferme per la teoria del Big Bang, rimangono comunque ancora inspiegati gli istanti iniziali di vita dell'universo e restano dei dubbi sui meccanismi che hanno dato origine alle galassie a partire da una quantità omogenea di particelle.

Evitando di addentrarci in questi non semplici problemi, andiamo ora ad analizzare brevemente l'universo nell'istante $t = 10^{-12}$ s, quando la sua temperatura, che si ricava facilmente dalla (6), doveva essere di circa 10^{16} K e quindi il quanto di energia kT era pari a 1000 GeV, così da essere permessa la creazione di qualsiasi particella a noi nota (tranne forse per i quarks liberi). Sotto queste condizioni le diverse particelle erano presenti in un equilibrio di concentrazioni, come avveniva ad esempio per i leptoni prodotti dalle seguenti reazioni



e quindi nell'universo, in quegli istanti, dovevano essere presenti nucleoni e antinucleoni nella stessa quantità.

Per determinare la densità dei fotoni, che hanno svolto un ruolo molto importante per l'evoluzione dell'universo, si può sfruttare la relazione per la densità di energia $u(E)$ della radiazione di corpo nero, cioè

$$u(E)dE = \frac{8\pi E^3}{(hc)^3} \frac{1}{e^{E/kT} - 1} dE,$$

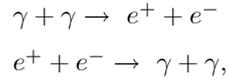
e quella per il numero $n(E)$ di fotoni per unità di energia:

$$n(E)dE = \frac{u(E)}{E} dE = \frac{8\pi E^2}{(hc)^3} \frac{1}{e^{E/kT} - 1} dE.$$

Integrando queste espressioni su tutti i valori possibili di energia si ottengono la densità totale di energia ρ_γ dei fotoni e la loro densità volumetrica N_γ per una fissata temperatura T (espressa in kelvin):

$$\begin{aligned}\rho_\gamma &= 4,7 \times 10^3 T^4 \text{ eV/m}^3, \\ N_\gamma &= 2,0 \times 10^7 T^3 \text{ fotoni/m}^3\end{aligned}$$

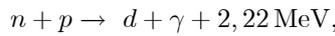
Si potrebbe continuare su questa linea di discorso, andando ad analizzare le reazioni tra particelle elementari a diversi istanti di tempo e diverse temperature, così da discutere alcuni risultati che si sono ottenuti o per cercare di capire come mai l'universo che ora osserviamo sembra essere composto essenzialmente da materia e non da antimateria, questo però non è semplice e si allontana dall'argomento di questa tesina, cioè la nucleosintesi all'interno delle stelle. Osserviamo comunque che l'era delle interazioni tra particelle ha termine quando il numero dei fotoni presenti nell'universo è circa 10^9 volte quello dei protoni e degli elettroni, che sono uguali in numero per mantenere nulla la carica totale. Questo deriva dal fatto che tra le reazioni



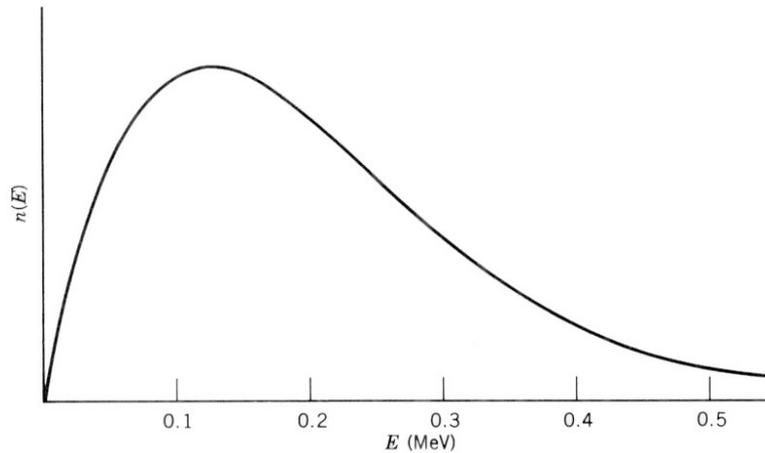
si verifica quasi unicamente quest'ultima, così che aumenta il numero dei fotoni presenti. Al termine di questa era si vengono a formare dei nuclei leggeri e l'universo ha continuato ad espandersi raffreddandosi. Andiamo ora a spiegare più nel dettaglio queste prime reazioni nucleari.

2.5 La nucleosintesi primordiale

Consideriamo $t = 225$ s, quando la temperatura dell'universo era di circa 10^9 K (circa 70 volte quella esistente all'interno del Sole), come si ricava dalla (6), istante in cui ebbero inizio i processi di nucleosintesi, come mostreremo. Le principali componenti dell'universo in questo istante sono i fotoni, i neutrini, gli antineutrini, mentre il rapporto neutroni-protoni è del 14% per i neutroni e 86% per i protoni. Sono invece quasi completamente scomparsi gli elettroni e le loro antiparticelle. La coesistenza in questo istante di neutroni e protoni ha reso possibile la reazione nucleare



che può essere considerato il primo passo verso la formazione di nuclei più complessi. Negli istanti precedenti, e quindi a temperature maggiori, la reazione inversa della precedente (la fotodisintegrazione del deuterio) si verificava tanto quella di produzione del deuterio e quindi non era possibile l'accumulo di nuclei di deuterio che poi avrebbero potuto portare alla formazione di nuclei più pesanti.



Ricordando che l'energia del fotone necessaria per la fotodissociazione è 2,22 MeV (coincide con l'energia di legame del deuterio), che i fotoni seguono lo spettro di un corpo nero (come mostrato in figura) e che la reazione inversa della precedente avviene, non in quantità trascurabile, solo quando il numero dei fotoni che hanno un'energia sufficiente è maggiore del numero dei nucleoni che portano alla formazione del deuterio, si riesce a determinare la temperatura per la quale si ha un accumolo di nuclei di deuterio. Per far questo bisogna approssimare la coda (dove si trova il valore associato ai fotoni considerati) della curva per la densità di energia della radiazione di corpo nero con un'esponenziale. Si deve quindi considerare

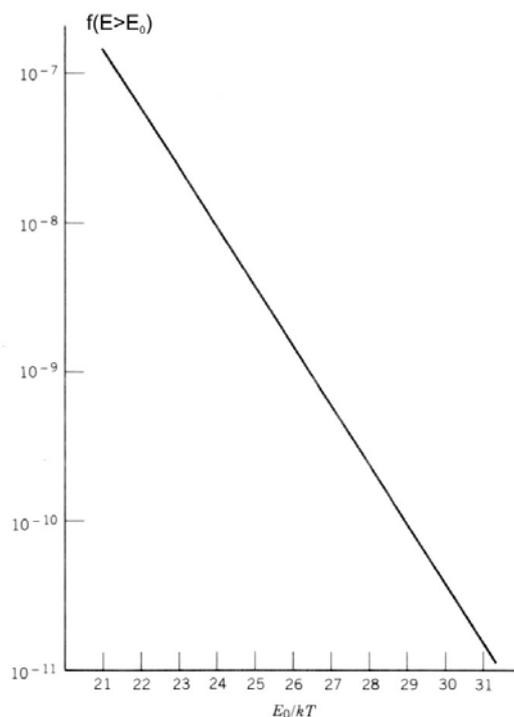
$$n(E)dE \simeq \frac{8\pi E^2}{(hc)^3} e^{-E/kT} dE,$$

che integrando porta all'espressione per il numero N_γ di fotoni che hanno un'energia superiore al valore E_0

$$N_\gamma(E > E_0) = \frac{8\pi}{(hc)^3} (kT)^3 e^{-E_0/kT} \left[\left(\frac{E_0}{kT} \right)^2 + 2 \left(\frac{E_0}{kT} \right) + 2 \right].$$

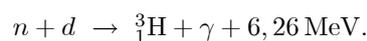
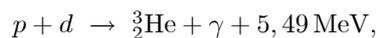
Da qui si ricava la relazione per la frazione f di fotoni di energia superiore a E_0

$$f(E > E_0) = 0.42 e^{-E_0/kT} \left[\left(\frac{E_0}{kT} \right)^2 + 2 \left(\frac{E_0}{kT} \right) + 2 \right].$$

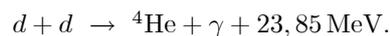
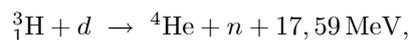
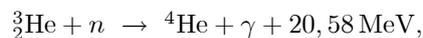
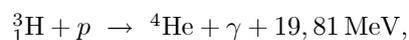


Poiché il numero dei neutroni è minore, come detto in precedenza, di quello dei protoni, è la quantità di neutroni che determina le possibili reazioni di creazione del nucleo di deuterio⁶. Inoltre, essendo il rapporto tra il numero dei nucleoni e quello dei fotoni pari a 10^{-9} , mentre quello tra neutroni e protoni di circa 0,2, si ha che la frazione critica di fotoni con energia sufficiente ad evitare la formazione di deuterio è $0,2 \times 10^{-9}$, corrispondente ad una temperatura T pari a 9×10^8 K e sfruttando, l'equazione precedente, si ottiene che questo avviene a $t \simeq 225$ s. Si spiega così il perché della scelta iniziale $t = 225$ s.

Successivamente a questo istante, il deuterio sopravvive per un tempo sufficientemente lungo da poter rendere possibili le seguenti reazioni



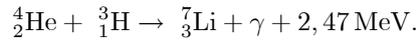
che portano alla formazione dei nuclei ${}^3_2\text{He}$ e ${}^3_1\text{H}$ che sono molto più legati di quello di deuterio e quindi possono fotodisintegrarsi con minor facilità. Da qui si rendono possibili altre ulteriori reazioni nucleari



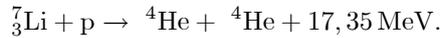
Si osserva immediatamente che le energie di legame di tutti i prodotti di queste reazioni sono molto maggiori di quella del deuterio. Questo fa sì che se i fotoni non sono sufficientemente energetici da evitare la disintegrazione del deuterio, a maggior ragione non potranno permettere le reazioni inverse delle tre precedenti. Poiché non sono presenti nuclei con numero di massa pari a 5, ${}^4_2\text{He}$ è il primo prodotto principale di questi processi. Le condizioni necessarie per avere dei nuclei con $A = 5$ o $A = 8$ si avranno solo con la formazione delle stelle, che

⁶Osserviamo inoltre che il rapporto tra questi due numeri diminuisce al calare della temperatura, come può essere dimostrato tenendo analizzando le reazioni tra particelle nei primi istanti di vita dell'universo e le leggi che ne definiscono alcune proprietà.

andremo successivamente ad analizzare nel dettaglio. L'unico nucleo più pesante di quello dell'elio che compare (anche se in piccole quantità) in questo periodo di nucleosintesi primordiale è il ${}^7_3\text{Li}$, che viene prodotto dalla reazione



Anche il ${}^7\text{Be}$ è prodotto in piccole quantità, ma è instabile, così che ${}^4\text{He}$ non si può combinare direttamente. In entrambi i casi la barriera coulombiana è di circa 1 MeV e quindi le reazioni risultano inibite da essa. Osserviamo inoltre che il litio era soggetto anche alla seguente reazione



È importante ricordare che il ruolo svolto da tutte queste reazioni nei vari istanti è strettamente legato alla densità, alla composizione ed alla temperatura della sostanza considerata nel momento considerato.

Dopo circa trenta minuti la nucleosintesi era praticamente terminata; la temperatura dell'Universo si aggirava attorno ai $3 \times 10^8 \text{ K}$ ($kT = 26 \text{ keV}$) e la densità era di circa 30 kg/m^3 . Gli elettroni e i positroni sono completamente annichiliti, tranne una piccola quantità che serve ad annullare la carica dei protoni, la piccola quantità di materia nucleare è formata per circa il 76% da protoni, e per il 24% da particelle α . Ci sono tracce di deuterio, di nuclei di ${}^3_2\text{He}$ e una piccolissima quantità di ${}^7_3\text{Li}$. Al termine di tutti questi processi nucleari, l'universo è ancora troppo caldo per consentire l'esistenza di atomi stabili, solo dopo 10^6 anni dopo, la temperatura sarà scesa sufficientemente (fino a circa 2000 K) per permettere la combinazione di elettroni e nuclei, formandosi così atomi neutri. In questa situazione la gravità gioca un ruolo molto importante, soprattutto per la successiva formazione di galassie e stelle.

Andremo successivamente a mostrare i processi di nucleosintesi all'interno delle stelle, partendo dall'idrogeno e dall'elio. È interessante osservare che, sebbene siano stati prodotti nuclei pesanti per un tempo di oltre 10^{10} anni, la nucleosintesi stellare non ha alterato in modo significativo la composizione totale dell'Universo rispetto a quando $t = 30 \text{ min}$. La materia che compone l'Universo ai nostri giorni è composta per circa il 23% da elio mentre il 76% da idrogeno. La percentuale rimanente comprende tutti gli altri elementi.

2.6 L'evoluzione stellare

Discutiamo ora brevemente come le reazioni nucleari svolgano un ruolo molto importante nella storia dell'evoluzione stellare. Iniziamo con l'assumere che la vita di una stella abbia inizio da una nube di materiale interstellare, le cui componenti principali sono, inizialmente, l'idrogeno e l'elio; si ha così quella che viene denominata *protostella*, che inizia a contrarsi a causa delle forze gravitazionali. In queste condizioni, valendo il *teorema del viriale*⁷, si può affermare che la protostella si scalda. Contraendosi, l'energia di legame della stella aumenta e le forze gravitazionali sono bilanciate da effetti legati alla pressione interna (si parla di equilibrio idrostatico). Questo equilibrio cambia lentamente a causa dell'emissione di radiazione da parte della stella, ma anche a causa della sua contrazione. Altri effetti che possono manifestarsi dipendono strettamente dalla massa della stella stessa. Prendendo come unità di riferimento per la massa, quella del Sole ($M_s = 1,99 \times 10^{30} \text{ kg}$), si distinguono diversi tipi di evoluzione, rapportando la massa della protostella (M) a quella del Sole.

Se $M < 0,1 M_s$, la contrazione si ferma perché l'insieme degli elettroni, dei protoni e delle particelle α che si trovano al centro della protostella è in grado di sopportare la forza gravitazionale, grazie al crearsi di una *pressione degenera di elettroni*.

Se $M > 0,1 M_s$, la temperatura raggiunta nella protostella ($T = 10^7 \text{ K}$) è tale da rendere possibile la produzione dell'elio dall'idrogeno. Questo processo arresta la contrazione della protostella, stabilendosi una nuova situazione di equilibrio dove l'energia persa per l'emissione di radiazioni viene guadagnata dalle reazioni nucleari, mantenendosi così costante la temperatura della protostella. Questi processi, che hanno una durata molto grande, posticipano, inoltre, il collasso gravitazionale della stella (il Sole, ad esempio, continuerà a produrre elio dall'idrogeno per altri 5×10^9 anni).

Se $M > 0,25 M_s$ al centro della protostella si hanno delle reazioni che producono carbonio dall'elio (nella parte esterna ci sono le stesse reazioni che abbiamo appena descritto). All'aumentare della massa M si hanno altri processi che coinvolgono nuclei più pesanti, ma non ci soffermiamo ulteriormente su questo tipo di argomento, che porta anche al problema di come *muore* una stella a causa del suo collasso gravitazionale.

⁷Il teorema del viriale, applicato ad un sistema gravitazionale legato, afferma la somma dell'energia potenziale gravitazionale media e del doppio dell'energia cinetica interna media deve essere pari a zero. Poiché per un sistema legato l'energia totale è negativa e corrisponde con l'energia di legame, si dimostra che la variazione (differenziale) di quest'ultima coincide con quello dell'energia cinetica media. Così un aumento dell'energia di legame corrisponde ad uno dell'energia cinetica e quindi anche della temperatura.

3 Nucleosintesi degli elementi con $A \leq 60$

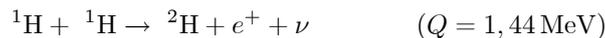
Il processo dominante nella formazione degli elementi con $A \leq 60$ è legato alle reazioni tra particelle dotate di carica, in particolar modo quelli legati ai protoni e alle particelle α . La probabilità che tali reazioni abbiano luogo dipenderà dal divario esistente tra la distribuzione dell'energia termica delle particelle e la probabilità di penetrazione della barriera coulombiana.

3.1 La sintesi dell'elio

Le stelle cominciano la propria esistenza come una miscela di idrogeno e di elio (al 24% circa per peso). Al collassare dell'originaria nuvola di gas, gli atomi convertono la propria energia potenziale gravitazionale in energia cinetica, incrementando in questo modo la temperatura della nube. A un certo punto la temperatura diviene così alta che i protoni possono superare la repulsione coulombiana dei nuclei dando origine alle reazioni nucleari di fusione. La pressione di radiazione derivante dall'effettuarsi delle reazioni nucleari controbilancia la contrazione dovuta all'interazione gravitazionale, arrestandola. Le stelle allora entrano in una fase di equilibrio (come accade per il nostro Sole) che può durare decine di miliardi di anni.

Il processo base nel Sole (e nella maggior parte di altre stelle) è la fusione dell'idrogeno che porta alla formazione di elio. L'idrogeno è di gran lunga l'elemento più abbondante nell'universo (più del 90% degli atomi nell'universo sono di idrogeno e il rimanente, eccetto l'1%, sono di elio). Si osservi, come già sottolineato, che la presenza di questo elio è dovuta ai processi di sintesi primordiale, nella prima fase di evoluzione dell'universo, non al risultato di precedenti reazioni nucleari avvenute in ambito stellare.

Tutte le reazioni in un processo di fusione devono essere processi a due corpi (quindi due particelle nello stato iniziale) in quanto la collisione simultanea di tre particelle è un evento troppo improbabile per essere significativo. Il primo passo nel processo di fusione deve essere la reazione tra due protoni per formare l'unico sistema di due nucleoni che sia stabile:

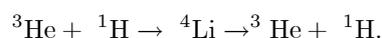


La presenza di un neutrino nello stato finale della reazione evidenzia un'interazione di tipo debole, che deve necessariamente avvenire per trasformare un protone in un neutrone (non vi è sufficiente energia per creare un mesone π e per avere la reazione $p \rightarrow n + \pi^+$). Le sezioni d'urto per le interazioni deboli sono molto piccole; per la formazione del deuterio, la sezione d'urto calcolata è dell'ordine di 10^{-33} b per energie dell'ordine dei keV e dell'ordine dei 10^{-23} b per energie dell'ordine dei MeV. La temperatura al centro del Sole, ad esempio, è circa di 15×10^6 K, corrispondente quindi all'energia media per protone di circa 1 keV, ma per calcolare il tasso di reazione, è necessario calcolare il valor medio su tutti i valori dell'energia, e la facile penetrazione della barriera coulombiana per particelle con energia dell'ordine del MeV nella coda ad alta energia della distribuzione di Maxwell-Boltzmann è compensata dalla bassa intensità della coda. Il tasso di reazione è comunque molto basso, anche con le alte densità presenti nel nucleo del Sole (circa 125 g/cm^3 o $7,5 \times 10^{25}$ protoni/ cm^3): è di circa 5×10^{-18} /s per protone. Quello che mantiene efficiente la pressione di radiazione solare è perciò l'enorme numero di reazioni che si verificano, dell'ordine di 10^{36} , così che il tasso totale per le reazioni nucleari nel centro del Sole è dell'ordine di 10^{38} /s. Questo passo nelle reazioni nucleari presenti nel Sole è di sovente chiamato *collo di bottiglia*, perché è il più lento e il meno probabile.

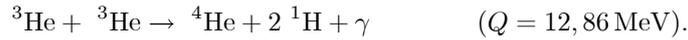
Dopo la formazione del deutone è molto probabile che avvenga la seguente reazione



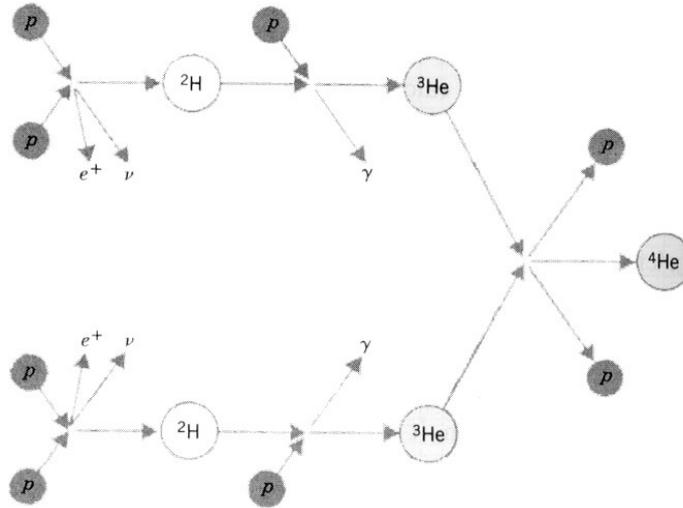
A questo punto è molto difficile osservare la reazione D-D a causa del numero molto esiguo di deutone presenti: infatti un solo deutone si forma per ogni 10^{18} protoni per cui è circa 10^{18} volte più probabile che un deutone reagisca con un protone piuttosto che con un altro deutone. Potremmo dire che i deutone vengono "cotti" in ${}^3\text{He}$ con la stessa rapidità con cui vengono formati. Si osservi che le reazioni tra ${}^3\text{He}$ non sono possibili:



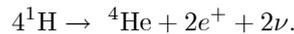
L'isotopo ${}^4\text{Li}$ non è stabile, per cui si dissocia appena si forma. È altresì poco probabile per ${}^3\text{He}$ reagire con ${}^2\text{H}$ in quanto la densità di quest'ultimo è molto bassa e perché ${}^2\text{H}$ viene convertito in ${}^3\text{He}$ molto rapidamente. Il destino di ${}^3\text{He}$ è quindi quello di vagabondare fino a quando non reagisce con un altro ${}^3\text{He}$ dando luogo alla reazione



Il processo completo è indicato schematicamente in figura ed è noto sotto il nome di *ciclo protone-protone*.

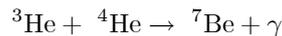


La reazione netta è la conversione di 4 protoni in elio:

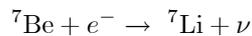


Per trovare il valore complessivo dell'energia emessa alla fine del ciclo dobbiamo tenere a mente che fino a questo punto abbiamo discusso reazioni con soli elementi nucleari. Aggiungendo 4 elettroni ad ogni termine della formula rappresentante la reazione nucleare, otteniamo quindi 4 atomi neutri di idrogeno tra i reagenti, un atomo di elio tra i prodotti e l'annichilazione dei due positroni prodotti. In conclusione il processo porta alla liberazione di una quantità complessiva di energia pari a $Q = 26,7 \text{ MeV}$. L'energia convertita in radiazione solare per ogni ciclo è abbastanza ridotta a causa del fatto che i neutrini escono direttamente dal nucleo del Sole senza contribuire al riscaldamento della *fotosfera*, la regione più esterna del Sole dove l'energia rilasciata nelle reazioni nucleari è convertita in luce.

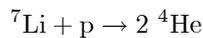
Alternativamente un nucleo di ${}^3\text{He}$ può incontrare una particella α (un nucleo di ${}^4\text{He}$, quindi) dando luogo alla reazione



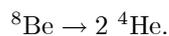
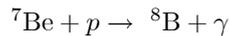
seguita dalla reazione



e



o anche della sequenza



Il prodotti finali della reazione e l'energia Q liberata dalla stessa sono i medesimi per tutti i tre tipi di reazione sopra evidenziati. Quale dei tre sia effettivamente il tipo di reazione nucleare che si verifica in una stella dipende dalla composizione della stella stessa e dalla sua temperatura. Nel caso specifico della nostra stella, il Sole, possiamo ottenere informazioni sul tipo di reazione sulla base dell'osservazione dei neutrini.

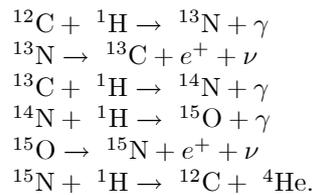
Infatti nel primo caso si osserva un'emissione di neutrini con uno spettro continuo e con un massimo energetico pari a $0,42 \text{ MeV}$. Nel secondo caso il neutrino emesso per la cattura dal parte del berillio di un elettrone

produce un'emissione di neutrini monoenergetica con energia pari a 0,862 MeV, mentre il decadimento del boro comporta un'emissione di neutrini a spettro continuo con energia massima pari a 14 MeV.

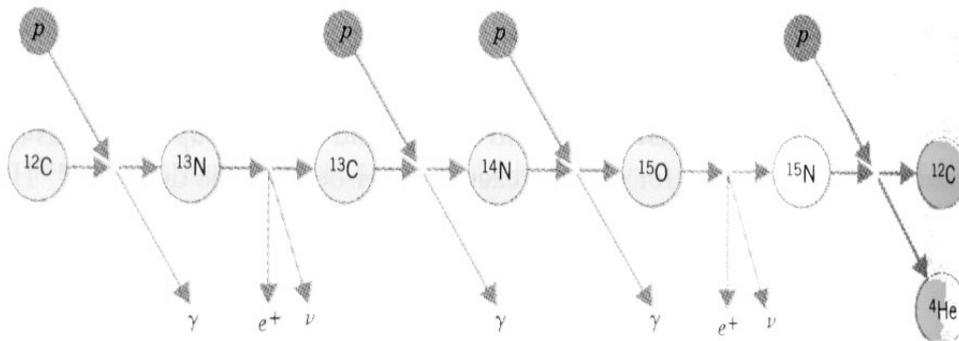
Lo studio dell'emissione del neutrino ci fornisce un metodo per indagare i processi che avvengono nel nucleo del Sole, in quanto l'emissione visibile che ci raggiunge proviene dalla superficie ed è generata dai raggi γ prodotti dalle reazioni nucleari nel nucleo, che subiscono scattering per diverse migliaia di volte prima di giungere alla superficie. Inoltre ci vogliono milioni di anni prima che la luce prodotta dalle reazioni nucleari giunga alla superficie, così che la luce che vediamo oggi è stata prodotta milioni di anni fa. Al contrario i neutrini giungono sulla Terra direttamente dal nucleo della stella ad una velocità prossima a quella della luce.

3.2 Il ciclo del carbonio

Se, oltre all'idrogeno e all'elio, sono elementi più pesanti presenti nella parte centrale di una stella, possono aver luogo altri tipi di reazioni nucleari. Una tra queste è il cosiddetto *ciclo del carbonio* o *ciclo CNO*. Tale ciclo consta di una serie di reazioni nucleari strutturate nel seguente modo:



Si osservi che, in questo caso, il carbonio, pur subendo tutta una serie di trasformazioni, non subisce né un aumento né una diminuzione in percentuale, ma agisce da catalizzatore della reazione nucleare. La reazione è modellizzata nel seguente diagramma.



Il processo netto si può riassumere con



esattamente come nel caso del ciclo protone-protone, e il valore di Q è esattamente lo stesso. Tuttavia il ciclo del carbonio comporta un tempo di reazione complessivo più rapido in quanto non vi è un processo nucleare analogo al *collo di bottiglia* per il deuterio. Comunque si osservi che la barriera Coulombiana è 6 – 7 volte più intensa per la reazione nucleare tra un protone e un nucleo di azoto o carbonio rispetto alla reazione nucleare protone-protone. Per questo motivo il ciclo del carbonio diventa dominante a temperature più elevate rispetto a quelle del Sole, in quanto la maggior energia termica è necessaria per aumentare la probabilità di vincere la barriera di repulsione elettrostatica.

Si osservi che l'energia media che raggiunge la Terra da Sole, sotto forma di radiazione elettromagnetica, è di circa $1,4 \times 10^3 \text{ W/m}^2$ che porta a concludere, se si suppone che l'emissione sia isotropa nello spazio, che il Sole sviluppa una potenza pari a circa $4 \times 10^{26} \text{ W}$. Ogni reazione libera circa 25 MeV, per cui si devono verificare circa 10^{38} reazioni al secondo, che "consumano" 4 protoni ognuna. Con questo tasso di consumo, si può calcolare che il Sole continuerà a risplendere nel cielo bruciando idrogeno per un tempo stimabile nell'ordine di 10^{10} anni.

3.3 La fusione dell'elio

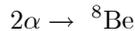
Quando l'idrogeno combustibile comincia a scarseggiare nel nucleo di una stella, la forza di attrazione gravitazionale torna ad essere dominante, facendo contrarre la stella stessa ed aumentandone la temperatura (all'incirca si arriva a 10^8 K, che è di un ordine di grandezza superiore rispetto alla temperatura di 10^7 K che presenta il Sole nel suo nucleo allo stadio attuale). Questa temperatura più elevata porta a vincere la repulsione coulombiana tra nuclei di ^4He . La maggiore temperatura che permette le nuove reazioni nucleari comporta anche una maggior pressione di radiazione, che espande gli strati più esterni della stella, fino ad un fattore 100 o 1000 rispetto alla situazione di equilibrio precedente. La densità di energia superficiale perciò diminuisce, per cui la stella si presenta all'esterno con una temperatura più bassa. Si dice quindi che la stella entra nello stadio di *gigante rossa*.

Dato che non esistono nuclei stabili con massa pari a 8, non vi saranno prodotti finali osservabili della reazione

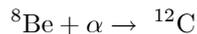


in quanto il ^8Be decade in due ^4He in un tempo dell'ordine di 10^{-16} s. Il valore di Q per tale reazione è di 91,9 keV così che alla temperatura di 2×10^8 K (che equivale ad una energia termica media pari a 17 keV), vi sarà un numero estremamente esiguo di particelle α nella coda ad alta energia della distribuzione termica per dar luogo alla formazione del ^8Be .

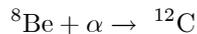
Dalle misurazioni ottenute da osservazioni astronomiche sappiamo che l'isotopo ^{12}C è abbondante nell'universo, ma i tassi calcolati per le reazioni



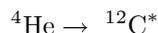
e



non sono sufficienti per spiegare in modo convincente tale abbondanza relativa, come venne per la prima volta compreso da Fred Hoyle agli inizi degli anni 50. Il valore Q per la reazione

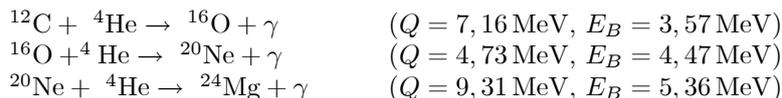


è di 7,45 MeV, per cui Hoyle concluse che per spiegare l'abbondanza di tale elemento era necessario che tale reazione avvenisse rapidamente, mentre in realtà richiede un fenomeno di risonanza per avere un aumento della sezione d'urto. Hoyle comunicò le sue deduzioni a W.A. Fowler che scoprì che la risonanza del ^{12}C corrisponde ad uno stato eccitato pari a 7,65 MeV, energia di poco superiore a quella predetta da Hoyle, ma facilmente raggiungibile alla temperatura di $1 - 2 \times 10^8$ K. Il valore netto di Q per la reazione



è di 285 keV. Successivamente il gruppo di ricerca di Fowler fu in grado di osservare lo stato eccitato del ^{12}C seguente ad un decadimento β del ^{12}B . Identificarono questo stato e osservarono che decadeva dando origine a tre particelle α , suggerendo in conseguenza di ciò che potesse essere in realtà formato dalla fusione di tre particelle α .

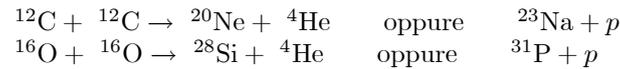
Una volta che si è formato il ^{12}C sono altresì possibili altre reazioni di fusione con delle particelle α :



dove E_B rappresenta la barriera coulombiana da vincere affinché la reazione nucleare possa avvenire. All'aumentare della barriera coulombiana per nuclei più pesanti diventa sempre più difficoltoso che tali reazioni nucleari abbiano luogo.

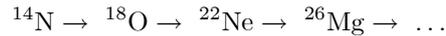
Quando l'elio combustibile comincia a scarseggiare nella parte centrale della stella, si ha un nuovo collasso gravitazionale, ma tale collasso avviene solamente se la stella stessa è sufficientemente massiva, altrimenti la forza gravitazionale non è sufficientemente intensa per vincere la pressione di degenerazione del gas quantistico di elettroni che si oppongono alla sovrapposizione delle proprie funzioni d'onda (si ricordi che gli elettroni sono

fermioni). Nel caso di stelle massicce la temperatura nel nucleo sale a tal punto da permettere reazioni nucleari tra atomi di ^{12}C e tra atomi di ^{16}O , che danno luogo alle seguenti reazioni nucleari



alla temperatura di circa 10^9 K , alle quali la barriera di repulsione elettrostatica può essere penetrata più facilmente.

Inoltre sono possibili altre reazioni nucleari, oltre alle precedenti, dovute alla fusione con particella α oppure alla cattura di nucleoni. Ad esempio se nella stella è presente ^{14}N (e questo può accadere nelle stelle di seconda generazione), formato dalle reazioni del ciclo del carbonio sono possibili reazioni di cattura di particelle α , dando origine alla catena di reazioni

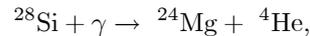


Possono pure aver luogo reazioni del tipo (α, γ) , che includono anche le reazioni (α, n) o (p, γ) , sebbene con minor probabilità.

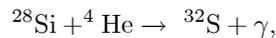
Lo stadio finale della produzione di nuclei con massa prossima a 60 è la combustione del silicio, che avviene mediante un processo complesso che ha luogo molto rapidamente, seppur in una situazione di sostanziale equilibrio, nella parte più calda e interna delle stelle. In questo tipo di reazioni la barriera coulombiana è troppo intensa per poter permettere reazioni dirette del tipo



Ciò che in realtà accade sono combinazioni tra reazioni di fotodissociazione come (γ, α) , (γ, p) e (γ, n) seguita dalla cattura dei nucleoni dissociati, come ad esempio

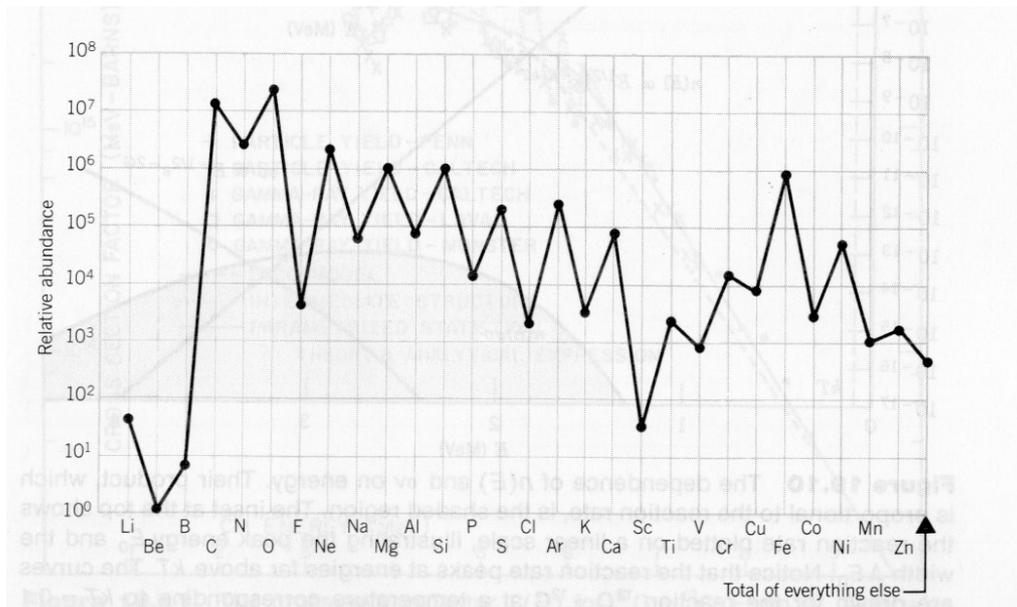


oppure



e di molte altre reazioni nucleari simili. Nel processo che si instaura all'equilibrio il silicio che deriva dalle reazioni nucleari che bruciano l'ossigeno è in parte "sciolto" in nuclei più leggeri e in parte "cotto" in nuclei più pesanti. I prodotti finali di tale catena di reazioni sono gli elementi aventi masse pari a 56 (ossia ^{56}Ni , ^{56}Co , ^{56}Fe) dopo di che il processo si arresta a causa del fatto che le reazioni nucleari non rilasciano più energia.

La conferma di quanto finora esposto può essere trovata osservando la seguente figura



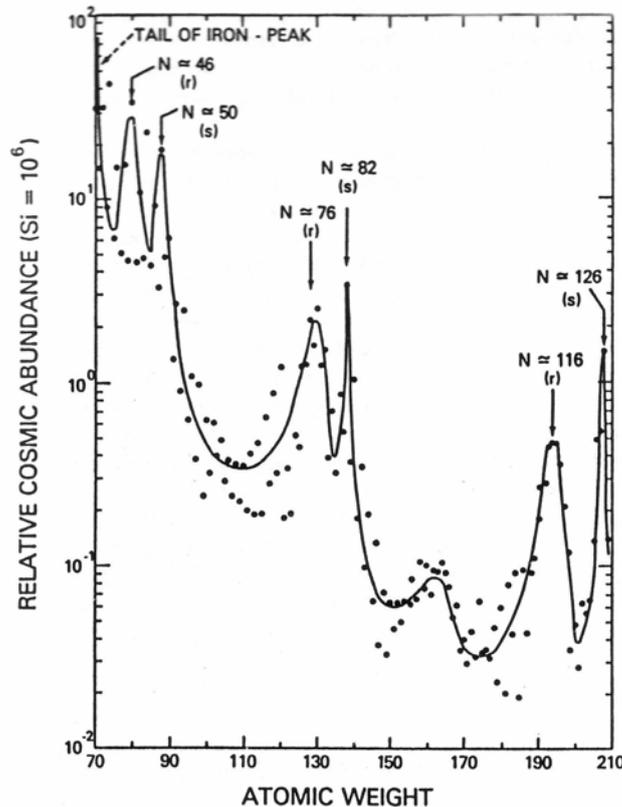
che mostra l'abbondanza degli elementi formati per cattura di particelle α con Z pari sono molto più numerosi (di un ordine di grandezza o più) rispetto agli elementi con Z dispari. Si osservi inoltre l'enorme disparità tra gli elementi più leggeri del carbonio, che sono presenti con abbondanza relativa anche di sei ordini di grandezza inferiore rispetto agli altri elementi.

Per comprendere il tasso di reazione tra particelle cariche nel nucleo delle stelle il metodo principale consiste nel replicare tali reazioni sulla Terra. Le energie coinvolte non sono molto elevate (dell'ordine dei MeV) ma è necessario disporre di fasci con intensità più alta possibile (in quanto le reazioni nucleari a bassa energia sono per la maggior parte ostacolate dalla presenza delle interazioni coulombiane) con la miglior risoluzione possibile in energia.

4 Nucleosintesi degli elementi con $A \geq 60$

La rapida diminuzione delle abbondanze degli elementi tra $A = 1$ e $A = 50$ riflette il fatto che la barriera coulombiana, che aumenta con l'aumentare della carica del nucleo, ostacola sempre più le reazioni richieste per sintetizzare gli elementi. Una eccezione a questo andamento generale della curva delle abbondanze è rappresentata dal picco del ferro ($A \simeq 56$), a causa del fatto che il ferro è l'elemento più stabile tra quelli coinvolti nei processi di fusione del silicio. Se gli elementi più pesanti oltre il picco del ferro ($A \geq 70$) venissero sintetizzati tramite la fusione del silicio o di altre reazioni che coinvolgono particelle cariche, l'andamento delle loro abbondanze dovrebbe diminuire molto velocemente all'aumentare delle loro masse, proseguendo l'andamento visto per i nuclei più leggeri.

Ad oggi la curva delle abbondanze degli elementi pesanti misurate mostra una decrescita molto inferiore alle attese, con abbondanze molto superiori a quelle attese dai processi di reazione con particelle cariche. Qual è dunque l'origine di questi elementi più pesanti? La risposta più plausibile a questa domanda viene originariamente dai grafici delle abbondanze di Suess e Urey riportati nella figura sottostante: vi si possono osservare due particolari picchi nominati con r ed s . Essi sono ovviamente in corrispondenza a shell con numeri magici i neutroni ($N = 50, 82, e 126$). L'ipotesi che venne perciò fatta è che l'estensione della nucleosintesi stellare oltre il ferro è dovuta a processi di cattura neutronica, non ostacolati dalla presenza della barriera coulombiana, che portano alla formazione degli elementi più pesanti come l' ^{238}U . La sintesi degli elementi procede a passi di 1 unità di massa ed avviene sia in processi lenti (*processi s* dall'inglese slow) che in processi rapidi (*processi r* da rapid).



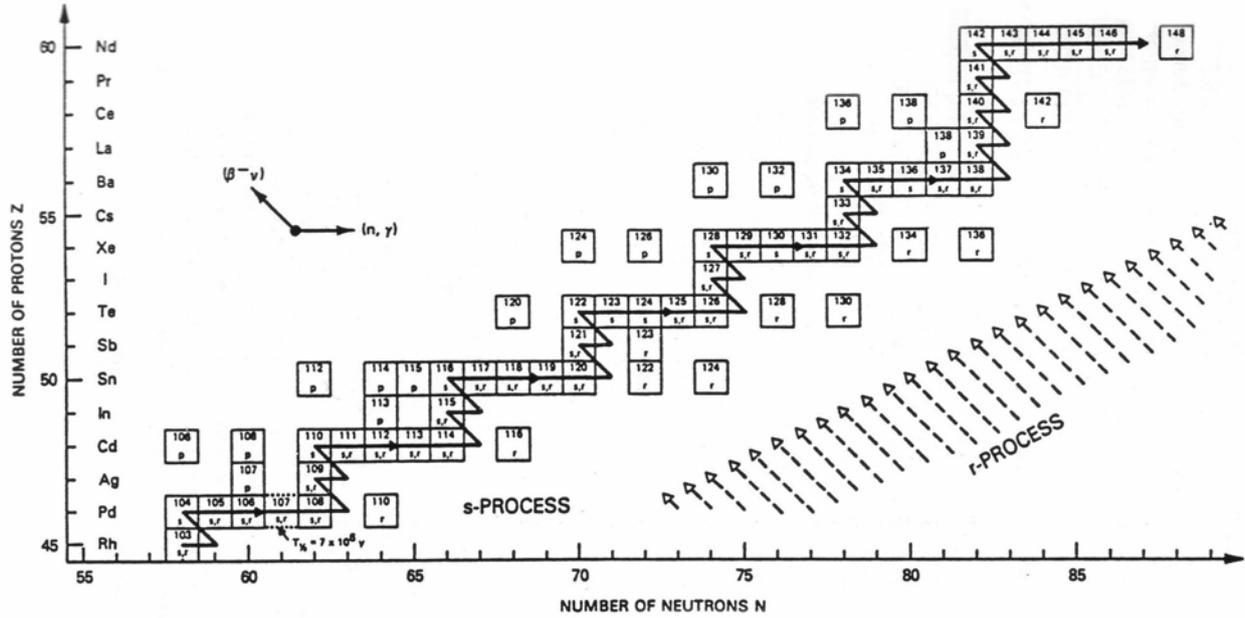
L'ipotesi enunciata è corroborata dalle seguenti considerazioni: solo il 3% circa degli elementi presenti nel picco del ferro sono necessari a sintetizzare tutti gli elementi più pesanti ($A \geq 70$): non costituiscono sufficiente materiale di combustione. Nel corso della vita di molte stelle al loro interno si generano enormi flussi di neutroni. Le sezioni d'urto di cattura neutronica degli elementi pesanti sono molto grandi se comparate a quelle degli elementi più leggeri. La curva di abbondanza in figura ha un andamento che può essere spiegato solo da reazioni di cattura neutronica. Infine, la scoperta delle linee spettrali del tecnezio⁸ nell'atmosfera di alcune stelle (giganti rosse) dimostra senza dubbio il verificarsi (in modo continuo) di processi di cattura neutronica.

4.1 Meccanismi base della nucleosintesi oltre il ferro

Dopo ogni reazione di cattura neutronica (n, γ) un nucleo (Z, A) viene trasformato nel suo isotopo più pesante ($Z, A+1$). Se questo isotopo è stabile, una ulteriore cattura porterebbe ad un nuovo isotopo ($Z, A+2$) e così via. Queste reazioni perciò aumentano il numero di massa di una unità alla volta, provvedendo così a sintetizzare gli elementi più pesanti del ferro. Se, in questa catena di reazioni (n, γ), l'isotopo finale prodotto è instabile, i successivi processi dipenderanno sia dall'intensità del flusso neutronico sia dalla vita media per decadimento β del nucleo instabile prodotto. Per i nuclei instabili, quando il tempo fra due successive catture neutroniche $\tau_{n\gamma}$ è molto più grande rispetto alla vita media per decadimento β , $\tau_{n\gamma} \gg \tau_{\beta}$ (ovvero $\tau_{n\gamma} \gg \tau_{\beta}$), l'insieme dei processi che si sviluppano vengono chiamati *processi-s*. Se guardiamo la carta dei nuclidi vedremo che i nuclidi prodotti da processi-s sono sempre abbastanza vicini alla valle della stabilità. Una parte della carta dei nuclidi è mostrata nella figura sottostante. Iniziando ad esempio con ^{127}I , una cattura neutronica conduce all'isotopo instabile ^{128}I , che decade con un tempo di dimezzamento di 25 minuti in ^{128}Xe (stabile). Successive catture neutroniche producono gli isotopi più pesanti dello Xe fino al ^{133}Xe , che ha un tempo di dimezzamento di 5,3 giorni. A seguito di un decadimento β si ha la produzione del ^{133}Cs e a seguito di un'altra cattura neutronica si ha il ^{134}Cs ($T_{1/2} = 2,3$ anni) e così via. Valori tipici delle vite medie τ_{β} sono nel range che va da pochi secondi a qualche anno e perchè vi siano i processi-s è necessario che il tempo fra due successive catture neutroniche $\tau_{n\gamma}$ sia superiore. Si ha così che, per esempio, con $\tau_{n\gamma} \simeq 10$ anni la densità del flusso neutronico per i processi-s dev'essere di circa 10^8 neutroni per cm^3 .

Se invece l'intervallo di tempo fra una cattura neutronica ed un'altra è comparabile o addirittura inferiore rispetto alle vite medie per decadimento β (al limite anche per $\tau_{n\gamma} \ll \tau_{\beta}$) l'insieme delle reazioni prendono il nome di *processi-r*. Come per i processi-s, i processi-r inducono la cattura di neutroni dai nuclei colpiti, che sono principalmente nuclei di ^{56}Fe : in questi processi i neutroni vengono catturati dai nuclei di ^{56}Fe con tempi dell'ordine di 10^{-3} s (tempi molto più bassi rispetto alle vite medie degli elementi vicino alla valle della stabilità). Solo quando vengono raggiunti nuclei molto ricchi di neutroni (per cui l'energia di legame per i neutroni è quasi pari a 0) i tempi delle loro vite medie sono comparabili con i tempi di cattura neutronica e per decadimento β il nucleo aumenta di una unità il proprio numero atomico. Con una serie rapida di catture e di decadimenti β si producono man mano elementi con numero atomico sempre maggiore. Nella carta dei nuclidi i processi-r seguono un cammino molto lontano dalla valle della stabilità (nella zona dei nuclei molto ricchi di neutroni). Siccome le vite medie dei nuclei che si trovano così lontani dalla valle della stabilità sono molto brevi ($\tau_{\beta} \ll 1$ s), anche i tempi fra una cattura neutronica e un'altra devono essere altrettanto brevi. Per avere tempi $\tau_{n\gamma} = 10^{-4}$ s è necessario un flusso di neutroni di $N_n \simeq 3 \cdot 10^{20}$ neutroni per cm^3 , che risulta di 12 ordini di grandezza superiore a quello mediamente presente nei processi-s. Una volta che il flusso neutronico decresce, i nuclei prodotti (ricchissimi di neutroni) decadono rapidamente con una serie di un gran numero di decadimenti β (che mantengono costante il numero di massa) verso la regione di stabilità. I processi-r sintetizzano così isotopi con alto numero di neutroni che non potrebbero essere prodotti dai processi-s (nuclei maggiori del ^{209}Bi). Per le considerazioni fatte possiamo supporre che i processi-r avvengono in corrispondenza di fenomeni esplosivi (ad esempio una supernova), mentre i processi-s avvengono di norma all'interno delle stelle.

⁸Il tecnezio, elemento non rilevato sulla crosta terrestre, è instabile ed ha un tempo di dimezzamento di circa un milione di anni.



Entrambi i processi non intervengono nella formazione di nuclei ricchi di protoni che mediamente hanno una abbondanza di due o tre ordini di grandezza inferiore. Questi ultimi isotopi devono essere prodotti da un terzo meccanismo, chiamato *processo-p*. I processi-p coinvolgono reazioni di cattura protonica o reazioni del tipo (γ, n) o (p, n) a partire da isotopi pesanti prodotti precedentemente dai processi r ed s. La comprensione di questi ultimi processi è però a tutt'oggi ancora lontana dall'essere completa.

4.2 I processi-s

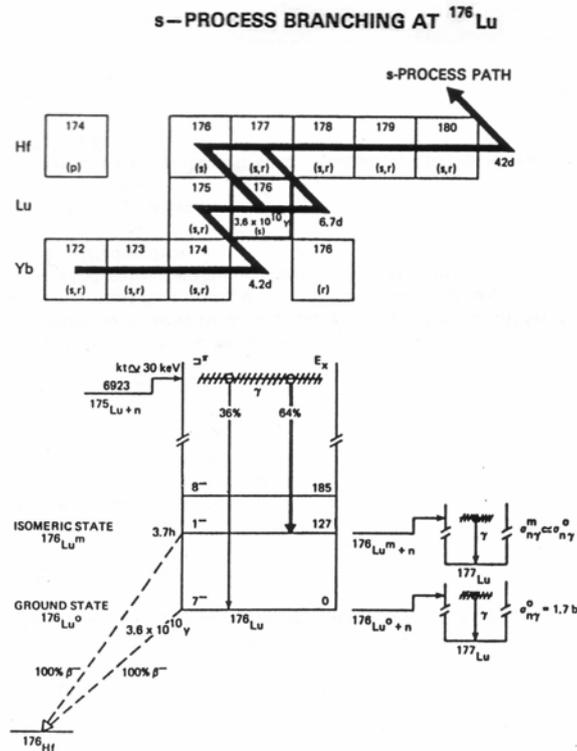
Come accennato precedentemente, i nuclei coinvolti nei processi-s seguono una traiettoria che sta sostanzialmente lungo la valle della stabilità β e rimangono vicini agli isotopi più legati di un dato numero di massa. Catture neutroniche avvengono a partire dai nuclei sorgente di ^{56}Fe fino al ^{209}Bi (l'ultimo nucleo stabile). La traiettoria di cattura termina a causa di rapidi decadimenti α nei nuclei dopo il bismuto. La dipendenza temporale delle abbondanze N_A di un isotopo A (supponendo che si sia formato solo attraverso processi-s) è data dalla seguente equazione differenziale

$$\frac{dN_A(t)}{dt} = N_n(t)N_{A-1}(t) \langle \sigma v \rangle_{A-1} - N_n(t)N_A(t) \langle \sigma v \rangle_A - \lambda_\beta(t)N_A(t) \quad (7)$$

dove $N_n(t)$ è la densità di neutroni al tempo t e $\lambda_\beta(t) = 1/\tau_\beta(t) = (\ln 2)/T_{1/2}(t)$ dà il tasso di decadimento β al tempo t se l'isotopo A è radioattivo. È importante notare che all'interno di una stella le vite medie di decadimento β sono dipendenti dal tempo attraverso la loro dipendenza dalla temperatura. Il primo termine della precedente equazione descrive la produzione di un isotopo A per cattura neutronica del nucleo $A - 1$; il secondo e il terzo termine invece ne descrivono la sua distruzione dovuta rispettivamente ad una successiva cattura neutronica o ad un decadimento β . Tutti i termini dell'equazione sono dipendenti dal tempo a causa delle possibili variazioni di temperatura o di evoluzione all'interno della stella. Notiamo che le abbondanze N_A sono indicate solo con il numero di massa A e non anche dal numero atomico Z poiché quest'ultimo in molti casi è definito univocamente nelle linee dei processi-s. In generale l'equazione (7) non può essere risolta e occorre procedere ad alcune semplificazioni. In particolare possiamo riscrivere il termine distruttivo ponendo $\lambda_n = 1/\tau_{n\gamma} = N_n \langle \sigma v \rangle$: otteniamo così $N_n [\lambda_n(t) + \lambda_\beta(t)]$. Si assume quindi che possono essere validi due casi: $\lambda_\beta \gg \lambda_n$ o $\lambda_\beta \ll \lambda_n$. Nel caso in cui $\lambda_\beta \gg \lambda_n$ (o equivalentemente $\tau_\beta \ll \tau_{n\gamma}$) il nucleo radioattivo decade molto rapidamente verso il suo isobaro adiacente (con un numero atomico maggiore di una unità) e le loro abbondanze possono essere completamente trascurate. Nell'altro caso ($\tau_\beta \gg \tau_{n\gamma}$) il nucleo radioattivo può essere considerato come stabile. Si formano così le traiettorie tipiche dei processi-s che a partire dai nuclei di ^{56}Fe costruiscono i nuclei atomici fino al piombo e al bismuto.

Vanno considerati poi particolari casi, i cosiddetti *processi-s ramificati*. La condizione che porta questi casi è quella in cui $\lambda_\beta \simeq \lambda_n$: in questa situazione vi è una competizione tra la cattura neutronica e il decadimento β

che porta a differenti traiettorie per i processi-s. I nuclei con numero di massa A possono condurre attraverso una cattura neutronica al suo isotopo più pesante ($A + 1$) o attraverso un decadimento β verso gli isobari con numero atomico $Z + 1$ nel caso di decadimento β^- o $Z - 1$ nel caso di decadimento β^+ o cattura elettronica. Nell'analisi di questi processi-s ramificati le vite medie per decadimento β per processi che accadono all'interno delle stelle vanno utilizzate con cautela. Vi sono infatti tre processi principali che alterano le vite medie: i decadimenti β^+ o β^- possono essere ostacolati in presenza di degenerazione elettronica o positronica; i processi di cattura elettronica possono dipendere dalla densità di elettroni liberi intorno al nucleo; i decadimenti β^+ o β^- infine possono avvenire da stati isomerici eccitati che sono mantenuti in equilibrio con lo stato fondamentale da transizioni radiative chiamate decadimenti (γ, β^-) . Possiamo mostrare i processi-s ramificati e l'alterazione delle vite medie per i decadimenti β , analizzando l'esempio del ^{176}Lu (vedi figura sottostante).



Il processo-s porta l'isotopo ^{175}Lu al ^{176}Lu attraverso una cattura neutronica. Questa reazione porta alla formazione sia del $^{176}\text{Lu}^0$ allo stato fondamentale (con una lunga vita media, $T_{1/2}^0 = 3,6 \cdot 10^{10} \text{y}$) il 36% delle volte e del suo stato isomerico $^{176}\text{Lu}^m$ ($T_{1/2}^m = 3,7 \text{h}$) il 64%. Per una densità neutronica di $N_n \simeq 10^8$ neutroni per cm^3 , la vita media di cattura neutronica per entrambi gli stati è dell'ordine $\tau_{n\gamma} \simeq 1 \text{y}$. Quindi, lo stato fondamentale $^{176}\text{Lu}^0$ può essere considerato come un nucleo stabile rispetto ad ulteriori catture, mentre il suo stato isomerico $^{176}\text{Lu}^m$ decade velocemente in ^{176}Hf prima che possano avvenire ulteriori catture. Ci aspettiamo quindi una ramificazione del processo-s per il ^{176}Lu con una percentuale del 36% di avere ^{177}Lu e una del 64% di avere ^{176}Hf . Si è evidenziato che le percentuali riportate possano essere alterate dagli effetti termici dell'ambiente interno alle stelle. In maniera fortemente dipendente dalla temperatura la vita media dello stato fondamentale per decadimento β può essere diminuita in maniera consistente spostando la percentuale verso la formazione di ^{176}Hf . Dalle abbondanze osservate per questi valori del numero di massa, si possono stimare le temperature stellari. A causa della vita media piuttosto lunga del $^{176}\text{Lu}^0$ il processo-s ramificato del ^{176}Lu può essere utilizzato come orologio cosmico per determinare le scale temporali medie dei processi-s di nucleosintesi.

Ci si può infine chiedere dove avvengano tuttora i processi-s e quali siano le sorgenti di neutroni. Per rispondere a queste domande sono state suggerite diverse ipotesi. Un'ipotesi significativa sostiene che il luogo dove possono avvenire questi processi sia all'interno della shell di stelle giganti rosse dove avviene la combustione dell'elio e il flusso di neutroni provenga dalla reazione $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. Questa non è un'ipotesi irragionevole come possiamo mostrare considerando il fatto che solo il 2,7% del ^{56}Fe disponibile è richiesto per fare da nucleo sorgente nei processi che portano agli elementi più pesanti. Calcolando l'abbondanza solare del ^{56}Fe pari a $8,25 \cdot 10^5$ abbiamo che $2,2 \cdot 10^4$ neutroni sono necessari per trasformare il ^{56}Fe in ^{57}Fe e $3,4 \cdot 10^6$ neutroni per giungere alla fine del processo al ^{209}Bi (partendo dal ^{56}Fe). Dai calcoli delle reazioni $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ che

si hanno nel processo di combustione dell'elio che si trasforma per successive catture negli elementi ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne , si ha una densità neutronica decisamente superiore al necessario. Ulteriori ipotesi suggeriscono che le reazioni $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(e^+\nu)^{13}\text{C}$ e $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ possano essere altre importanti sorgenti di neutroni. Si può certamente affermare quindi che i processi-s sono basilari per tutti i processi di nucleosintesi.

4.3 I processi-r

Sebbene la maggior parte degli elementi più pesanti del ferro ($A \geq 70$) ha la sua origine da entrambi i processi r ed s, vi sono 27 nuclei che possono essere prodotti solo tramite processi-r. La differenza fra le abbondanze di questi elementi misurate nel sistema solare (N_S) e le abbondanze teoriche calcolate per i processi-s (N_s) fornisce con una buona approssimazione il contributo fornito dai processi-r (N_r)

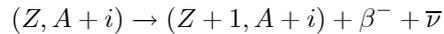
$$N_r \simeq N_S - N_s \quad (8)$$

La curva di abbondanza N_r risulta avere dei massimi molto pronunciati in corrispondenza dei valori del numero di massa A di 80, 130 e 195. L'esistenza di questi massimi, così come la presenza di elementi radioattivi come il ^{232}Th , ^{235}U e ^{238}U (che non possono essere prodotti nei processi-s che terminano con il ^{209}Bi) porta alla necessità di affiancare ai processi-s altri processi di nucleosintesi, chiamati appunto processi-r. È ormai opinione diffusa che molti elementi oltre il ferro siano sintetizzati da processi di cattura rapida di neutroni (inclusi quelli oltre il ^{209}Bi).

Il meccanismo classico di questi processi è concettualmente simile a quello dei processi-s, eccetto per l'altissima densità di neutroni catturati, che rende il processo di cattura neutronica molto più veloce del decadimento β ($\tau_{n\gamma} \ll \tau_\beta$). Un nucleo (Z, A) in un tale ambiente si tamuta velocemente nei vicini isotopi ricchi di neutroni ($Z, A + i$) grazie ad una serie di reazioni di cattura (n, γ). Dal momento che le vite medie per decadimento β degli isotopi ricchi di neutroni sono brevi ($\tau_b =$ tra i millisecondi e i secondi), la densità neutronica del flusso richiesta, come accennato sopra, sono per esempio $N_n \geq 10^{19}$ neutroni per cm^3 con $\tau_{n,\gamma} \leq 1$. Al crescere del numero dei neutroni all'interno del nucleo, l'energia di legame neutronica Q_n decresce, e la cattura di ulteriori neutroni diventa sempre più difficile, interrompendosi quando Q_n è praticamente nulla. Questo accade, per una data densità di neutroni N_n e una temperatura stellare T , quando il tasso del processo di fotodisintegrazione (γ, n) (che indichiamo con $\lambda_{\gamma n}$) eguaglia quello di cattura (n, γ) ($\lambda_{n\gamma}$)

$$\lambda_{\gamma n} \propto \frac{T^{\frac{3}{2}}}{N_n} e\left(-\frac{Q_n}{kT}\right) \lambda_{n\gamma} \quad (9)$$

Per esempio, con $N_n = 10^{24}$ neutroni per cm^3 e $T_9 = 1$ entrambi i tassi sono uguali per un valore dell'energia di legame $Q_n \simeq 2 \text{ MeV}$. Nel momento in cui le reazioni (γ, n) e le reazioni (n, γ) raggiungono l'equilibrio, la catena di rapida cattura si ferma e i nuclei aspettano finché decadimenti β trasformano i neutroni all'interno dei nuclei in protoni:



Il nucleo $(Z + 1, A + i)$ quindi assorbe rapidamente ulteriori neutroni fino a raggiungere di nuovo l'equilibrio. Questa sequenza di eventi conduce ad un cosiddetto "punto di attesa", dipendente dal numero di carica Z , per cui non può più essere aggiunto alcun neutrone fino ad un successivo decadimento β . Per questo fatto le abbondanze degli elementi non sono caratterizzate dal numero di massa come nei processi-s, ma dal numero atomico.

I processi-r conducono così i nuclei lontano dalla valle di stabilità dalla parte naturalmente dei nuclei ricchi di neutroni, tipicamente con 10-20 neutroni in eccesso rispetto ai propri isobari stabili. Se un nucleo arriva ad avere un numero magico di neutroni ($N_m = 50, 82, 126$) l'isotopo successivo (con $N_m + 1$ neutroni) possiede una bassissima energia di legame neutronica Q_n e ha vita media relativamente lunga: questi nuclei con shell di neutroni complete rappresentano particolari punti di attesa per i processi-r. Dopo una cattura neutronica e un decadimento β il nucleo (Z, N_m) si tramuta nel nucleo $(Z + 1, N_m)$ che è un nucleo con la stessa shell chiusa di neutroni N_m . Ci si aspetta quindi una sequenza di punti di attesa con lo stesso numero magico di neutroni N_m che vede crescere lentamente la carica nucleare Z , un'unità alla volta. Alla fine, dopo parecchi passaggi di cattura neutronica/decadimento β , i nuclei risultanti sono sufficientemente vicini alla valle della stabilità che l'energia di legame per i neutroni Q_n diventa abbastanza elevata da superare il valore di N_m e ricominciare la normale sequenza di catture neutroniche. Gli effetti di questa sequenza di punti di attesa per i nuclei con numeri magici di neutroni è mostrata in figura.

Al termine del processo-r, i nuclei ricchi di neutroni decadono verso i loro isobari più stabili (mantenendo A costante). In prima approssimazione questo significa che il rapporto fra l'abbondanza di un nucleo formato da un processo-r e la vita media per decadimento β del suo progenitore è sostanzialmente costante. Dal momento che i punti di attesa per numeri magici di neutroni coinvolgono nuclei con vite medie per decadimento β significativamente più lunghe della media, questi nuclei hanno abbondanze relative significative. Conformemente, le abbondanze dei progenitori con $N_m = 50, 82,$ e 126 sono elevate. Siccome il loro corrispondente numero di protoni sarà minore dei corrispondenti nuclei con lo stesso numero di neutroni formati con i processi-s, gli isobari stabili dei progenitori nei processi-r avranno numeri di massa più piccoli. Per esempio ${}_{50}^{124}\text{Sn}_{74}$ non ha un numero magico di neutroni, mentre ${}_{42}^{124}\text{Mo}_{82}$, progenitore nei processi-r, sì.

L'intera traiettoria dei processi-r evita la zona dei nuclei emettitori spontanei α (che blocca invece la linea dei processi-s) e termina solo per fissione indotta da neutroni o, più importante, per β -*delayed fission* in nuclei

con circa $A = 270$. Vi è una considerevole incertezza su quale sia il massimo numero di massa (A_{\max}) prodotto con i processi-r; questo è il risultato delle incertezze sulle formule di massa e di previsione dei valori della barriera di fissione lontano dalla stabilità. Le reazioni di fissione producono materia nucleare con numero di massa approssimativamente $A \simeq A_{\max}/2$. Si giunge così ad un ciclo continuo che può avvenire nel range di massa fra $A_{\max}/2$ e A_{\max} . Se si instaura questo ciclo le specie nucleari in questo range di massa aumentano in numero per tutto il tempo in cui vi sono flussi neutronici considerevoli. I nuclei con elevato numero di massa formati (con $A \simeq A_{\max}$) iniziano la successione di decadimenti β incrementando il loro numero atomico. In questa fase, alcuni nuclei possono fissionare spontaneamente se il loro parametro di fissione Z^2/A diventa troppo elevato. Per i nuclei più pesanti prodotti nei processi-r, questo destino sembra essere inevitabile mentre i decadimenti li avvicinano alla valle della stabilità. Solo per valori con $A \leq 256$ sembra possibile che la catena di decadimenti isobarici raggiungano la zona di stabilità β senza che i nuclei fissionino e che i decadimenti α siano più rapidi della fissione spontanea.

I processi-r sono dunque i soli responsabili della produzione dei nuclei oltre il ^{209}Bi , in particolare nuclei a vita lunga come ^{232}Th , ^{235}U , e ^{238}U . Segue dall'equazione (9) che l'esatta posizione dei punti di attesa nella mappa (N, Z) , quindi la traiettoria dei processi-r, dipende dalla densità di neutroni N_n , dalla temperatura stellare T , e dall'energia di legame per i neutroni Q_n . Per esempio, elevati valori di N_n spostano i punti di attesa verso materia più ricca di neutroni, e maggiori valori di T li dispongono in nuclei più poveri di neutroni. Siccome Q_n compare all'esponente nell'equazione (9), la posizione dei punti di attesa è strettamente dipendente dall'energia di legame per i neutroni Q_n . Sfortunatamente, siccome i nuclei in questione sono così lontani dalla valle della stabilità e hanno vite medie così brevi, non sono ancora stati prodotti in laboratorio e le loro proprietà non possono essere studiate da esperimenti diretti.