

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Augusto Righi”  
Corso di Laurea in Fisica

# Bruciamenti termonucleari in stelle di massa inferiore alle 8 masse solari

Relatore:  
Prof. Alessio Mucciarelli

Presentata da:  
Andrea Lorenzini Riccetti

Anno Accademico 2023/2024

# Abstract

Nonostante si stimi che solo il 4% della massa contenuta nel nostro Universo sia di natura barionica (il restante costituisce la cosiddetta materia oscura), il 99% di tale massa è contenuta nelle stelle, strutture di gas in equilibrio idrostatico sostenute da reazioni termonucleari.

Nel calcolo di modelli stellari atti allo studio di tali oggetti, la loro massa assume un ruolo fondamentale, in quanto capace di determinare completamente il ciclo vitale della stella. In particolare, le stelle con massa inferiore alle 8 masse solari terminano la loro vita come nane bianche, corpi di dimensioni simili a quelle della Terra ma estremamente densi e sostenuti dalla pressione di degenerazione elettronica. Dal momento che in questa fase non avvengono reazioni termonucleari, queste stelle sono destinate ad un graduale raffreddamento che le porta a diventare corpi oscuri ed inattivi, dette nane nere. Questo stadio è solo un'ipotesi teorica, dal momento che i tempi necessari per far avvenire tale processo sono superiori all'età dell'Universo e, dunque, non è mai stato osservato sperimentalmente.

Nel caso particolare in cui una nana bianca appartenga ad un sistema binario, l'accrescimento di materia che ne deriva può portare la stella a superare il limite di Chandrasekhar (circa 1.44 masse solari), oltre il quale il regime di degenerazione elettronica non riesce più ad evitare il collasso gravitazionale del corpo. La conseguenza di questo fenomeno è l'esplosione in una supernova di tipo Ia.

Questo lavoro di tesi si concentra sulle reazioni termonucleari che avvengono all'interno delle stelle di massa inferiore alle 8 masse solari durante le fasi della loro evoluzione.

# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>3</b>
<b>1 Premesse</b>	<b>4</b>
1.1 Il diagramma Hertzsprung-Russell . . . . .	4
1.2 Computo energetico . . . . .	4
1.3 Reazioni nucleari . . . . .	6
1.4 Fusione termonucleare . . . . .	9
1.5 Sezione d'urto . . . . .	12
1.6 Tassi di reazione . . . . .	13
<b>2 Bruciamenti termonucleari</b>	<b>18</b>
2.1 Bruciamento dell'idrogeno . . . . .	20
2.1.1 Le catene protone-protone . . . . .	20
2.1.2 I cicli CNO . . . . .	24
2.2 Bruciamento dell'elio . . . . .	27
2.2.1 La catena $3\alpha$ ed i processi di cattura $\alpha$ . . . . .	27
2.2.2 I processi s . . . . .	31
<b>3 Le nane bianche</b>	<b>36</b>
3.1 Nane bianche in sistemi binari . . . . .	36
<b>Conclusioni</b>	<b>41</b>

# Introduzione

Le reazioni termonucleari sono la principale fonte di energia delle stelle da quando la protostella entra nella sequenza principale, innescando il bruciamento dell'idrogeno nel suo nucleo, fino all'ingresso nello stadio di nana bianca, che sostituisce la fase finale della vita di stelle di massa inferiore alle 8 masse solari. L'energia liberata da tali processi è fondamentale per impedire il collasso gravitazionale del corpo. Per il 90% della loro vita, queste stelle eseguono il bruciamento dell'idrogeno in elio nel nucleo. Al termine del carburante, la stella si contrae rapidamente ed il nucleo si riscalda, permettendo l'innescio del bruciamento dell'elio. Questi sono i due elementi maggiormente presenti nel nostro Universo e, di conseguenza, anche nelle stelle, che si stima essere costituite da:

- 70-75 % di idrogeno;
- 23-28 % di elio;
- meno del 2-3 % di elementi più pesanti dell'elio.

La massa della stella e l'abbondanza degli elementi in essa contenuti influiscono profondamente sull'evoluzione della stessa. Tali specie chimiche (tranne l'idrogeno) vengono prodotte nel processo di nucleosintesi stellare, su cui questa tesi si concentra. In particolare, il primo capitolo fornisce i concetti fondamentali per affrontare lo studio delle reazioni nucleari, descrivendo i concetti di fusione nucleare, sezione d'urto e tassi di reazione necessari per comprendere l'impatto energetico di una reazione. Il secondo capitolo descrive più dettagliatamente le reazioni termonucleari fondamentali che avvengono nell'interno stellare, a partire dal bruciamento dell'idrogeno (le catene protone-protone ed i cicli CNO) fino ad arrivare a quello dell'elio nelle catene  $3\alpha$  e nei processi di cattura  $\alpha$  e alla produzione di elementi pesanti tramite cattura neutronica. Il capitolo conclusivo, infine, analizza le proprietà delle nane bianche ed i processi di nucleosintesi esplosiva a cui esse possono dare vita quando parte di sistemi binari.

# Capitolo 1

## Premesse

### 1.1 Il diagramma Hertzsprung-Russell

Lo strumento fondamentale per analizzare le variazioni macroscopiche delle caratteristiche stellari è il *diagramma di Hertzsprung-Russell*, detto *diagramma H-R*, mostrato in Figura 1.1. La versione originale di tale diagramma era legata puramente a grandezze osservabili in quanto presentava la magnitudine (assoluta o relativa) della stella in ordinata e la classe spettrale (strettamente legata al colore della stella) in ascissa. Tuttavia, in questa trattazione verrà usata una versione più congeniale del diagramma che pone in relazione la luminosità  $L$  della stella (definita come l'energia da essa irradiata per unità di tempo) e la temperatura superficiale  $T_{eff}$ . La variazione di tali grandezze nel corso del tempo è rappresentata nel diagramma da una serie di punti che formano la cosiddetta *traccia evolutiva* della stella. Per ragioni legate all'ampia gamma di valori che queste quantità possono assumere, su entrambi gli assi cartesiani viene utilizzata la scala logaritmica e la luminosità è considerata in rapporto con quella solare  $L_{\odot}$ .

### 1.2 Computo energetico

L'energia generata per unità di tempo e massa da una stella (o da porzioni di essa) è definita dal parametro  $\epsilon$ . Modellizzando la stella come una sfera formata da una serie di gusci di spessore  $dr$  e densità  $\rho(r)$  (con  $r$  coordinata radiale che definisce la distanza di un punto dal centro) si può trovare che, per un singolo guscio di raggio interno  $r$  e raggio esterno  $r+dr$ , la luminosità emessa dallo strato a distanza  $r$  rispetta la seguente relazione:

$$\frac{dL}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \epsilon \quad (1.1)$$

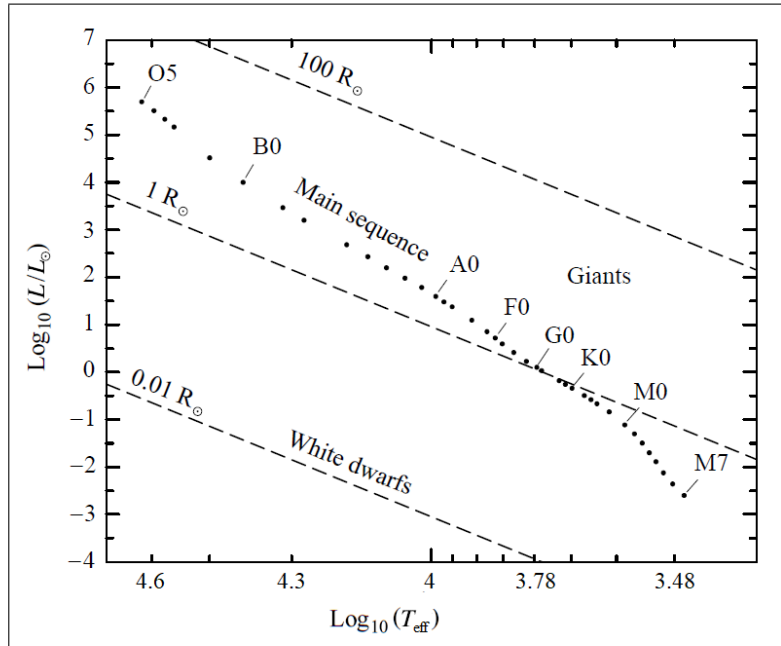


Figura 1.1: *Diagramma H-R teorico. In ordinata è posto il rapporto tra la luminosità della stella e quella solare, mentre in ascissa la temperatura superficiale. Entrambi gli assi sono in scala logaritmica. Le linee tratteggiate sono rette a raggio costante, espresso in funzione del raggio solare  $R_{\odot}$ . Il diagramma riporta alcune stelle (indicate da cerchi pieni) la cui classe spettrale è scritta sopra di esse. Immagine adattata da [1] a pag. 223.*

dove il termine  $\epsilon$  è calcolato sulla base dell'energia generata dal guscio considerato, che dipende da temperatura, densità e composizione chimica della stella. Per risolvere questa equazione di struttura stellare e studiare l'evoluzione della stella è prima necessario scoprire il valore di tale contributo energetico. Complessivamente, questo termine consta di tre parti:

- Il contributo  $\epsilon_n$  delle reazioni termonucleari;
- Il contributo  $\epsilon_g$  delle trasformazioni termodinamiche che avvengono nel materiale stellare durante l'evoluzione della stella;
- Il contributo  $\epsilon_{\nu}$  dei neutrini prodotti nelle reazioni nucleari;

Come verrà analizzato in seguito, i neutrini non hanno interazioni significative con la materia stellare e, di conseguenza, riescono a sfuggire dalla stella conservando la loro energia, che deve, di conseguenza, essere sottratta dal computo energetico totale. Nel complesso, quindi, il fattore  $\epsilon$  vale:

$$\epsilon = \epsilon_n + \epsilon_g - \epsilon_\nu \quad (1.2)$$

Questa trattazione si concentra sui termini legati alle reazioni termonucleari. Di conseguenza, non verrà presa in considerazione l'energia gravitazionale (corrispondente al termine  $\epsilon_g$ ), né i processi di produzione di neutrini diversi da bruciamenti nucleari (come l'annichilamento elettrone-positrone o lo scattering elettrone-fotone).

### 1.3 Reazioni nucleari

Per approcciarsi allo studio delle reazioni termonucleari che avvengono nelle stelle è prima necessario comprendere i meccanismi alla base di tali bruciamenti. Essi coinvolgono solo i nuclei degli atomi, dal momento che le temperature sono talmente elevate che gli atomi possono essere considerati in stato di totale ionizzazione. Le proprietà fondamentali di questi nuclei sono:

- Numero atomico  $Z$ : è il numero di protoni all'interno del nucleo;
- Numero di massa  $A$ : è il numero totale di nucleoni, somma del numero di protoni e neutroni;
- Massa: misurata tipicamente in *unità atomiche*  $u$ , definite come un dodicesimo della massa di un atomo di carbonio-12  $^{12}\text{C}$  ( $u = 1.66054 \cdot 10^{-27} \text{Kg}$ ).

In particolare, si nota che la massa totale del nucleo  $M_{nuc}$  risulta inferiore alla somma delle masse dei nucleoni costituenti di un fattore  $\Delta m$  detto *difetto di massa*:

$$M_{nuc} = Zm_p + Nm_n - \Delta m \quad (1.3)$$

dove  $m_p$  è la massa del protone ed  $m_n$  quella del neutrone.

Dal momento che la relazione di Einstein tra massa  $m$  ed energia  $E$ :

$$E = mc^2 \quad (1.4)$$

fa corrispondere a tale difetto di massa un'energia pari a:

$$\Delta E = \Delta mc^2 \quad (1.5)$$

dove  $c$  è la velocità della luce nel vuoto, ne deriva che nella fusione degli elementi costituenti del nucleo venga liberata una quantità di energia  $\Delta E$  detta *energia di legame nucleare*. Essa è definita come l'energia richiesta per separare un nucleo nei suoi nucleoni costituenti. Tale energia si può esprimere come:

$$B(Z, N) = (Zm_p + Nm_n - M_{nuc})c^2 \quad (1.6)$$

L'energia di legame per nucleone  $B/A$  per i vari nuclidi è rappresentata in Figura 1.2.

È facile notare che i nuclidi con i più alti valori di energia di legame per nucleone sono quelli corrispondenti al *picco del ferro*, con valori di  $A$  compresi tra 50 e 65 circa. Di questi, i più fortemente legati sono  ${}^{62}\text{Ni}(B/A = 8794.546 \pm 0.008\text{keV})$ ,  ${}^{58}\text{Fe}(B/A = 8792.239 \pm 0.008\text{keV})$ ,  ${}^{56}\text{Fe}(B/A = 8790.342 \pm 0.008\text{keV})$ .

Si intuisce allora che, affinché le reazioni nucleari liberino energia, è necessario che l'energia di legame per nucleone dei prodotti sia maggiore di quella dei reagenti. Ciò identifica due possibili metodi: fissione dei nuclei più pesanti del ferro o fusione dei nuclei più leggeri del ferro. La fusione è il meccanismo che avviene nei nuclei stellari per la produzione di energia.

Una reazione nucleare può essere rappresentata simbolicamente nel seguente modo:



dove  $a$  e  $b$  identificano i reagenti, ovvero i nuclei che collidono, mentre  $c$  e  $d$  rappresentano i prodotti dell'interazione. La stessa reazione si può esprimere più concisamente come  $a(b,d)c$ . Tale processo assume nomi specifici a seconda delle specie coinvolte:

- Se le specie  $a$  e  $b$  sono uguali alle specie  $c$  e  $d$ , la reazione è detta *scattering*;
- Se  $c$  è un fotone, l'interazione è detta *reazione di cattura radiativa*;
- Se  $b$  è un fotone, la reazione è detta di *fotodisintegrazione*.

Il computo energetico della reazione si può calcolare considerando che l'energia relativistica totale del sistema comprendente reagenti e prodotti deve mantenersi costante. Di conseguenza, indicando con  $m_i$  la massa a riposo e con  $K_i$  l'energia cinetica della specie  $i$ -esima nel sistema di riferimento considerato, si può scrivere:

$$(m_a + m_b)c^2 + K_a + K_b = (m_c + m_d)c^2 + K_c + K_d \quad (1.8)$$

Da cui è possibile definire il  $Q$ -valore della reazione:

$$Q \equiv (m_a + m_b - m_c - m_d)c^2 = +K_c + K_d - K_a - K_b \quad (1.9)$$

Esso corrisponde all'energia rilasciata durante la reazione:

- Se  $Q$  è positivo, la reazione è detta *esotermica*, in quanto rilascia energia nell'ambiente;
- Se  $Q$  è negativo, la reazione è detta *endotermica*, in quanto assorbe e consuma energia dall'ambiente.



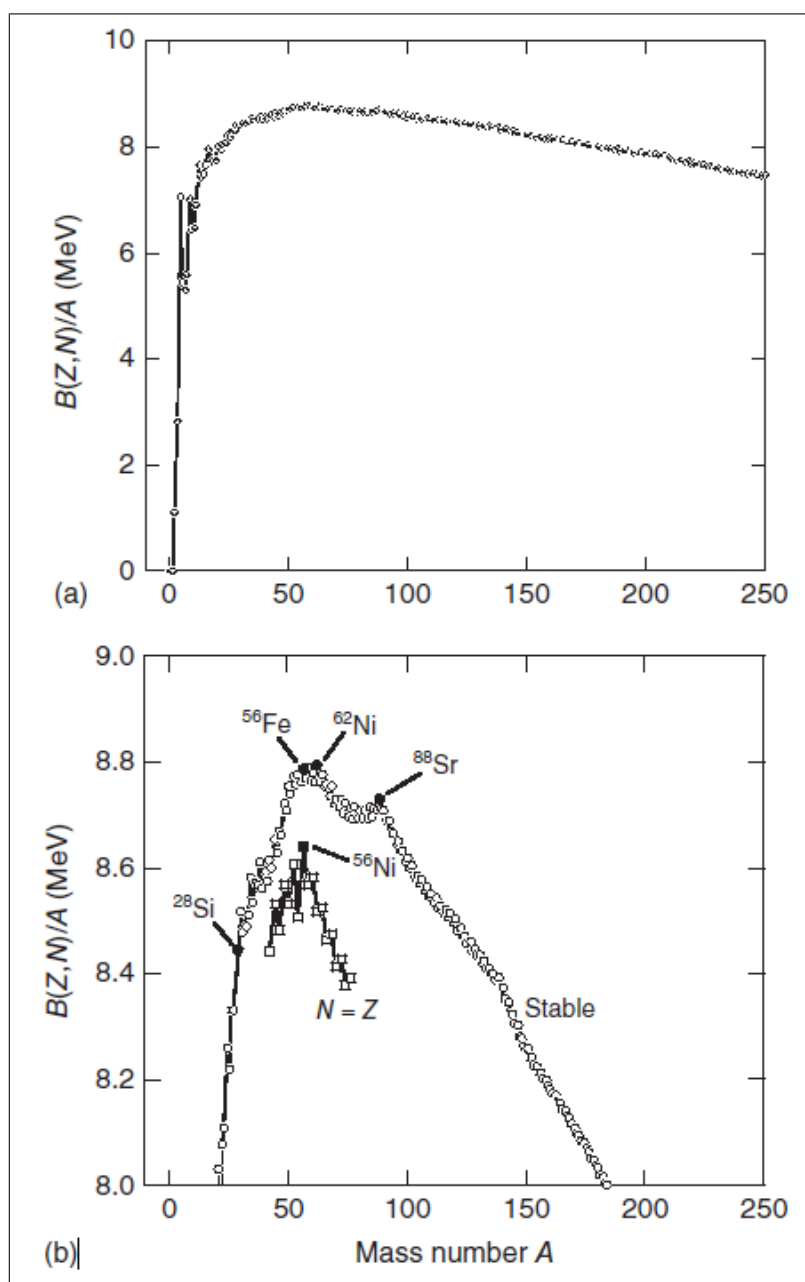


Figura 1.2: Energia di legame per nucleone  $B$  (in ordinata) in funzione del numero di massa  $A$  (in ascissa). Il grafico (b) mostra la curva del grafico (a) attorno al picco principale. I cerchi identificano i nuclidi più fortemente legati per un certo valore di  $A$ . Il nuclide con il più elevato valore di  $B/A$  è  $^{62}\text{Ni}$  ( $BA = 8.795$  MeV). I quadrati rappresentano i nuclidi con  $A > 40$ , i quali sono tutti radioattivi. Immagine presa da [2] a pag. 34.

L'equazione 1.9 è valida in tutti i sistemi di riferimento, sebbene, per la seguente trattazione, venga utilizzato il sistema di riferimento in cui il centro di massa dei nuclei in collisione si trova a riposo, detto *sistema di riferimento del centro di massa*, in quanto particolarmente conveniente dal punto di vista teorico.

In tale sistema, le energie cinetiche totali prima e dopo la reazione (rispettivamente indicate con  $K_{ab}$  e  $K_{cd}$ ) sono legate al Q-valore dalla relazione:

$$K_{cd} = K_{ab} + Q \quad (1.10)$$

Dal momento che la misura diretta della massa di un nucleo atomico è complicata dalla presenza degli elettroni, spesso viene introdotta una quantità detta *eccesso di massa atomica*, definita come:

$$M.E. \equiv (m_{atom} - Au)c^2 \quad (1.11)$$

dove  $m_{atom}$  è la massa atomica della specie chimica considerata, la quale può essere misurata con grande precisione. Nel calcolo del Q-valore di una reazione, utilizzare la massa atomica o l'eccesso di massa atomica è equivalente. Dunque, l'equazione 1.9 si può riscrivere come:

$$Q = (M.E.)_a + (M.E.)_b - (M.E.)_c - (M.E.)_d \quad (1.12)$$

dove  $(M.E.)_i$  indica l'eccesso di massa atomica della specie i-esima.

## 1.4 Fusione termonucleare

Per analizzare approfonditamente i processi di fusione termonucleare che sostengono le stelle è necessario prendere in considerazione la natura quantomeccanica delle particelle coinvolte, senza la quale tali processi sarebbero estremamente rari. Si considerino allora due nuclei  $a$  e  $b$  con numeri atomici  $Z_a$  e  $Z_b$  e masse  $m_a$  ed  $m_b$  rispettivamente, posti nel vuoto a distanza  $r$  l'uno dall'altro. Come è noto, essi interagiranno tra loro tramite un potenziale coulombiano repulsivo. Nonostante i nuclei interagiscano anche tramite la forza forte quando posti a distanze dell'ordine del femtometro ( $10^{-15}m$ ), il corto raggio di tale interazione fa sì che essa decada molto rapidamente all'aumentare della distanza. Per questo motivo, è sufficiente concentrarsi sull'effetto che la barriera coulombiana ha su tali nuclei. La meccanica classica impone che, durante la collisione, l'energia cinetica sia progressivamente convertita in energia potenziale fino ad annullarsi completamente in prossimità della distanza  $r_C$  dove l'energia potenziale assume il valore massimo:

$$E_{max} = \frac{Z_a Z_b e^2}{4\pi\epsilon_0 r_C} \quad (1.13)$$

dove  $e$  è la carica elementare ed  $\epsilon_0$  la costante dielettrica assoluta del vuoto. La fusione sarebbe allora possibile soltanto nel caso in cui i nuclei riescano a superare la barriera repulsiva coulombiana e ad avvicinarsi fino alla distanza  $r_N$  a cui interviene la forza forte. L'energia cinetica dei nuclei dovrebbe quindi essere sufficiente per superare una barriera di altezza:

$$E_N = \frac{Z_a Z_b e^2}{4\pi\epsilon_0 r_N} \quad (1.14)$$

La dimensione di questa barriera è enorme se comparata con l'energia termica media  $E_T$  di una particella presente in un nucleo stellare. Infatti, considerando il gas stellare ideale, indicando con  $K_B$  la costante di Boltzmann ed assumendo una temperatura di circa  $10^7 K$ , si ha:

$$E_T \approx K_B T \approx 1KeV \quad (1.15)$$

mentre  $E_N \approx 1MeV$  anche assumendo il caso più favorevole in cui  $Z_a = Z_b = 1$ . Se si assume una distribuzione maxwelliana delle velocità per le particelle in questione, la frazione con energia termica comparabile con  $E_N$  risulta essere dell'ordine di  $e^{-1000}$  e, dunque, trascurabile nel computo delle reazioni termonucleari. È quindi ovvio che, limitandosi ad una trattazione puramente classica, la barriera coulombiana costituisca un limite insormontabile per la fusione. Questo problema si supera nell'ambito della meccanica quantistica, grazie all'*effetto tunnel*, secondo cui è possibile che i nuclei superino la barriera di potenziale pur non avendo, classicamente, energia sufficiente. Per comprendere questo fenomeno è necessario considerare la funzione d'onda  $\Psi(r)$  del sistema costituito dai due nuclei collidenti, la quale si può trovare risolvendo l'equazione di Schrödinger per i due nuclei posti nel potenziale  $V(r)$  coulombiano:

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m_r} \nabla^2 + V(r) \right) \Psi(r) = E\Psi(r) \quad (1.16)$$

dove  $m_r = m_a m_b / (m_a + m_b)$  è la massa ridotta del sistema,  $\hbar$  la costante di Planck ridotta ed  $E$  identifica gli autovalori energetici. In una dimensione è possibile scrivere il laplaciano in funzione della sola coordinata radiale  $r$ :

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} \quad (1.17)$$

e la funzione d'onda ha una soluzione che può essere scritta come:

$$\Psi(r) = e^{\chi r} \quad (1.18)$$

dove  $\chi$  è tale che:

$$\chi^2 = \frac{2m_r}{\hbar^2} (E_N - E) \quad (1.19)$$

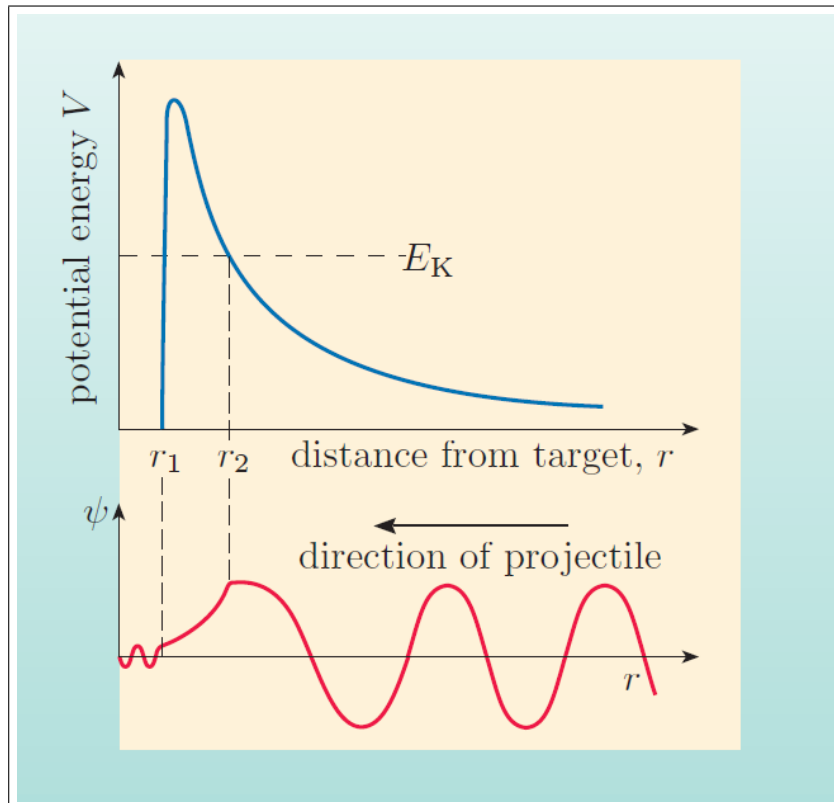


Figura 1.3: (Sopra) Grafico dell'energia potenziale  $V$  (ordinate) in funzione della distanza  $r$  tra i nuclei (ascisse) per una barriera di altezza e spessore finite. Classicamente, un nucleo con energia cinetica  $E_K$  inferiore all'altezza della barriera non può avvicinarsi a distanze inferiori ad  $r_2$ . (Sotto) Da un punto di vista quantomeccanico, la funzione d'onda mostra una probabilità non nulla di trovare la particella proiettile oltre la barriera, nella regione con  $r < r_1$ . Immagine presa da [3] a pag. 53.

Quindi, la funzione d'onda decade esponenzialmente durante l'attraversamento della barriera, per poi riassumere un andamento sinusoidale (seppure smorzata) una volta superata. Ciò è mostrato qualitativamente in Figura 1.3. La probabilità che i nuclei attraversino la barriera è data approssimativamente dal rapporto tra i moduli quadri delle funzioni d'onda calcolati dopo e prima della barriera:

$$P \approx \frac{|\Psi(r_N)|^2}{|\Psi(r_C)|^2} = (e^{-\chi(r_C-r_N)})^2 \quad (1.20)$$

Di conseguenza, le stelle possono evolvere regolando la loro temperatura in modo che l'energia termica media delle loro particelle resti al di sotto della barriera coulombiana mantenendo comunque la capacità di eseguire fusioni termonucleari ad un tasso proporzionale alla probabilità di penetrazione della barriera. Questa probabilità è estremamente bassa, motivo per cui la fusione procede molto lentamente, garantendo alle stelle cicli vitali di notevole lunghezza. Per esempio, per due protoni alla temperatura di circa  $10^7 K$  la probabilità di penetrazione è dell'ordine di  $e^{-22}$  che, seppur bassa, è comunque molto maggiore del valore ottenuto classicamente.

Per esprimere la probabilità  $P$  si è soliti fare riferimento alla cosiddetta *energia di Gamow*, definita come:

$$E_G = 2m_r c^2 (\pi \alpha Z_a Z_b)^2 \quad (1.21)$$

dove  $\alpha$  è la costante di struttura fine. Utilizzando questo parametro si può riscrivere:

$$P \approx e^{-\sqrt{E_G/E}} \quad (1.22)$$

## 1.5 Sezione d'urto

La probabilità che si verifichi una fusione è tipicamente espressa in termini di un parametro detto *sezione d'urto*. La sezione d'urto geometrica per la collisione proiettile-bersaglio coincide semplicemente con l'area della sezione trasversale del bersaglio interessata dall'urto. Se la collisione può dare vita ad una qualche reazione, la sezione d'urto del processo coincide con il prodotto della sezione d'urto geometrica per la probabilità che si verifichi la reazione. Date le piccole dimensioni delle particelle, si utilizza come unità di misura della sezione d'urto il *barn*, pari a  $10^{-24} cm^2$ . Per definire la sezione d'urto, si consideri una particella proiettile che attraversa una porzione infinitesima di spessore  $\Delta x$  di un mezzo contenente  $n$  particelle bersaglio per unità di volume. Indicando con  $\sigma$  la sezione d'urto della reazione generata dalla collisione proiettile-bersaglio, la probabilità che essa si verifichi è data da:

$$P_r = \sigma n \Delta x \quad (1.23)$$

Di conseguenza, il fattore  $1 - P_r = 1 - \sigma n \Delta x$  coincide con la probabilità che non si verifichi alcuna reazione nel tratto  $\Delta x$ . Estendendo questo ragionamento per ognuno degli  $N$  (con  $N$  tendente ad infinito) intervalli infinitesimi che costituiscono un tratto di lunghezza finita  $x$ , si trova che la probabilità che la particella sopravviva per tutta la lunghezza  $x$  senza dare vita ad alcuna reazione è:

$$P_{nr}(x) = e^{-\sigma n x} \quad (1.24)$$

Il libero cammino medio della particella prima di dare vita ad una reazione è, quindi:

$$l = \int_0^\infty x P(x) dx = \int_0^\infty x e^{-\sigma n x} \sigma n dx = \frac{1}{\sigma n} \quad (1.25)$$

Sfruttando la 1.22, è possibile scrivere la sezione d'urto del processo di fusione tra due nuclei con energia cinetica relativa  $E$  come:

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} e^{-\sqrt{\frac{E_G}{E}}} \quad (1.26)$$

dove  $S(E)$  è detto *fattore S* ed è utilizzato per riscrivere la sezione d'urto della reazione al fine di prendere in considerazione l'effetto della repulsione coulombiana tra i nuclei reagenti. Infatti, tale repulsione fa sì che la sezione d'urto della reazione abbia una forte dipendenza esponenziale dall'energia  $E$ . Eliminando l'effetto coulombiano, il fattore  $S$  semplifica notevolmente il calcolo della probabilità della reazione. Inoltre, tale fattore permette un più agevole confronto tra reazioni nucleari differenti. Un altro modo di definire questo fattore è il seguente:

$$S(E) = \frac{E}{e^{-2\pi\eta}} \sigma(E) \quad (1.27)$$

dove:

$$\eta = \frac{Z_a Z_b e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar v} \quad (1.28)$$

è il *parametro di Sommerfeld*, funzione della velocità relativa tra i due nuclei collidenti. In ogni caso, ci si aspetta una debole dipendenza crescente di  $S$  dall'energia  $E$ .

## 1.6 Tassi di reazione

Le considerazioni fatte finora sulla sezione d'urto possono essere utilizzate per ricavare il numero di reazioni per unità di tempo (e volume) che avvengono in un gas ionizzato. Si consideri infatti un gas che contenga due tipi di nuclei,  $a$  e  $b$ , con densità (numero di nuclei per unità di volume)  $n_a$  ed  $n_b$  rispettivamente. Indicando con  $\sigma$  la sezione d'urto della fusione di tali nuclei e con  $v$  la velocità relativa tra i nuclei  $a$  e  $b$  (per semplicità, si

possono assumere i nuclei  $b$  a riposo ed i nuclei  $a$  in moto con tale velocità), l'equazione 1.25 suggerisce che ogni nucleo  $a$  coprirà una distanza media  $d_a = 1/\sigma n_b$  prima di interagire con un nucleo  $b$ . Di conseguenza, il tempo medio richiesto affinché si verifichi una fusione è  $\tau_a = d_a/v = 1/\sigma v n_b$  ed il tasso della reazione risulta:

$$R_{ab} = \frac{n_a}{\tau_a} = n_a n_b \sigma v \quad (1.29)$$

Lo stesso risultato si ottiene per il tasso  $R_{ba}$  considerando a riposo i nuclei  $a$  ed in moto i nuclei  $b$ . Se i nuclei  $a$  e  $b$  coincidono, la formula va modificata per tenere in considerazione che un nucleo non può reagire con se stesso ed evitare di contare due volte la stessa reazione, ottenendo:

$$R_{aa} = \frac{n_a^2}{2} \sigma v \quad (1.30)$$

La seguente trattazione si concentra sul primo caso, ben più interessante. Indicando con  $n(v)$  la distribuzione delle velocità delle particelle di gas stellare, per ottenere un tasso di fusione che tenga conto di questo fattore è necessario integrare la 1.29 su tutto il range di velocità permesso:

$$R_{ab} = n_a n_b \int_0^\infty v \sigma(v) n(v) dv = n_a n_b \langle \sigma v \rangle \quad (1.31)$$

Tenendo conto della possibilità che  $a$  e  $b$  siano identici, l'equazione può essere generalizzata come:

$$R_{ab} = n_a n_b \int_0^\infty v \sigma(v) n(v) dv = \frac{n_a n_b}{1 + \delta_{ab}} \langle \sigma v \rangle \quad (1.32)$$

Risulta ora necessario determinare il valore del termine  $\langle \sigma v \rangle$ . In un gas perfetto completamente ionizzato, come si può considerare l'interno stellare in assenza di degenerazione, le velocità delle particelle e le loro energie cinetiche seguono una distribuzione maxwelliana:

$$n(v) dv = \left( \frac{m_r}{2\pi K_b T} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_r v^2}{2K_b T}} 4\pi v^2 dv \quad (1.33)$$

dove  $T$  è la temperatura ed  $m_r = \frac{m_a m_b}{m_a + m_b}$  è la massa ridotta. Di conseguenza, anche le velocità relative  $v$  tra le particelle seguiranno una distribuzione analoga e la corrispondente energia cinetica relativa avrà andamento dato da:

$$E = \frac{1}{2} m_r v^2 \quad (1.34)$$

Utilizzando la 1.33 e la 1.34 è possibile ottenere il valore cercato:

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^\infty \sigma v n(v) dv = \frac{2^{3/2}}{(m\pi)^{1/2}(K_b T)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma(E) E e^{-E/K_b T} dE \quad (1.35)$$

Questa equazione può essere riscritta in funzione del fattore S:

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^\infty \sigma v n(v) dv = \frac{2^{3/2}}{(m\pi)^{1/2}(K_b T)^{3/2}} \int_0^\infty S(E) e^{-E/K_b T - 2\pi\eta} dE \quad (1.36)$$

Sostituendo questi risultati nella 1.26 si ottiene il tasso di fusione per unità di volume:

$$R_{ab} = n_a n_b \left( \frac{2^{3/2}}{(\pi m_r)^{1/2} (K_b T)^{3/2}} \right) \int_0^\infty S(E) e^{-E/K_b T - \sqrt{E_G/E}} dE \quad (1.37)$$

Si nota che il termine  $e^{-\sqrt{E_G/E}}$  rappresenta la probabilità che si verifichi l'effetto tunnel quantistico, la quale aumenta esponenzialmente con E, mentre il termine  $e^{-E/K_b T}$  rappresenta la coda della maxwelliana ad energia E maggiore, la quale diminuisce esponenzialmente all'aumentare di E. Come si può notare in Figura 1.4, il prodotto di questi due termini dà vita ad una curva fortemente piccata in prossimità del un valore energetico:

$$E_0 = \left( E_G \left( \frac{K_b T}{2} \right)^2 \right)^{1/3} \quad (1.38)$$

detto *picco di Gamow*.

Intorno a tale massimo esiste una finestra di valori energetici, detta *finestra di Gamow*, in cui la probabilità che si verifichi una fusione è massimizzata. L'ampiezza di questa sezione si può ricavare espandendo in serie di Taylor attorno al valore  $E_0$  l'argomento dell'esponenziale contenuto nella 1.37:

$$f(E) = E/K_b T + \sqrt{E_G/E} \quad (1.39)$$

Ignorando i termini di ordine superiore al secondo si ottiene:

$$f(E) \approx 3 \left( \frac{E_G}{4K_b T} \right)^{1/3} + \frac{1}{2} (E - E_0)^2 \left( \frac{3}{2^{1/3}} \right) E_G^{-1/3} (K_b T)^{-5/3} \quad (1.40)$$

che si può esprimere come:

$$f(E) \approx 3 \left( \frac{E_G}{4K_b T} \right)^{1/3} + \left( \frac{(E - E_0)^2}{\Delta/2} \right) \quad (1.41)$$

dove:



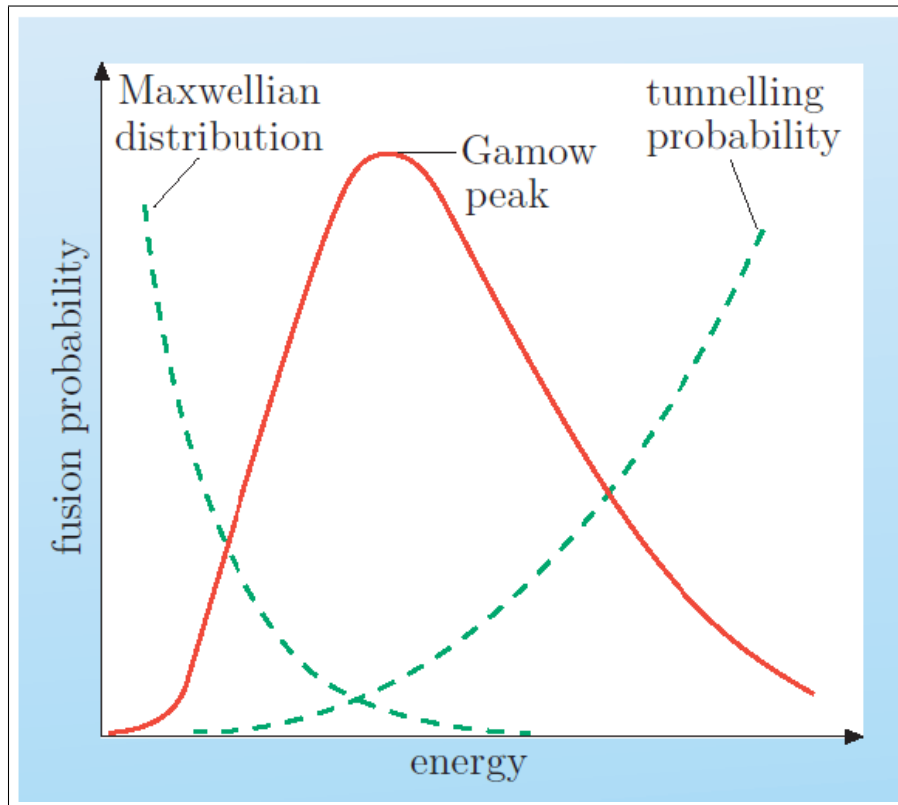


Figura 1.4: Probabilità che si verifichi la fusione (ordinate) in funzione dell'energia  $E$  (ascisse). Le curve in verde rappresentano rispettivamente la coda della distribuzione maxwelliana ad energia maggiore (decescente all'aumentare di  $E$ ) e la probabilità che si verifichi l'effetto tunnel quantistico (crescente all'aumentare di  $E$ ). In rosso è riportato il prodotto tra tali termini, il cui valore massimo coincide con il picco di Gamow. Immagine presa da [3] a pag. 63.

$$\Delta = \frac{4}{3^{1/2}2^{1/3}} E_G^{1/6} (K_b T)^{5/6} \quad (1.42)$$

coincide con lo spessore della finestra di Gamow. È interessante notare che il termine  $e^{-\left(\frac{E-E_0}{\Delta/2}\right)^2}$  riprende la forma di una distribuzione normale e, presso il valore  $E = E_0 \pm \Delta/2$ , vale  $1/e \approx 0.37$ . Ciò significa che il range energetico compreso tra  $E = E_0 - \Delta/2$  ed  $E = E_0 + \Delta/2$  ha una probabilità di circa 0.74 di contenere un processo di fusione. Proprio all'interno di questa finestra è importante conoscere il valore del fattore S, il quale mostra in alcuni casi un andamento che contrasta con quello di lenta variazione precedentemente supposto. Quando in prossimità del picco di Gamow sono presenti valori  $E_R$  di energia corrispondenti a livelli energetici eccitati all'interno del nucleo, infatti, S(E) mostra rapide variazioni culminanti in stretti picchi. Questo fenomeno è detto *risonanza* e vanifica la precedente approssimazione, dal momento che la sezione d'urto di fusione aumenta grandemente. Una risonanza isolata, infatti, ha sezione d'urto descritta dalla formula di Breit-Wigner:

$$\sigma_{nr}(E) = \frac{\lambda^2(2J+1)(1+\delta_{01})\Gamma_{ab}\Gamma_{cd}}{4\pi(2J_a+1)(2J_b+1)(E_R-E)^2 + \Gamma^2/4} \quad (1.43)$$

dove  $J_i$  è il momento angolare della particella i-esima, J il momento angolare totale del livello energetico eccitato che dà origine al fenomeno di risonanza,  $\lambda = 2\pi\hbar/\sqrt{2m_r E}$  è la "lunghezza d'onda di de Broglie del centro di massa", cioè di una particella posta nel centro di massa con energia E e massa pari ad  $m_r$ ,  $\Gamma$  è l'ampiezza di risonanza dello stato eccitato e  $\Gamma_{ab}$ ,  $\Gamma_{cd}$  le ampiezze di risonanza dei canali di ingresso ed uscita rispettivamente. Tali ampiezze di risonanza sono proporzionali ai tempi di vita  $\tau$  delle specie considerate secondo la relazione:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{2\pi\tau} \quad (1.44)$$

Nel caso di  $\Gamma, \tau$  si riferisce alla vita dello stato eccitato che origina la risonanza, mentre per  $\Gamma_{ab}$  e  $\Gamma_{cd}$  al tempo di vita dei nuclei  $a+b$  e  $c+d$  prima del loro decadimento nei nuclei componenti.

## Capitolo 2

# Bruciamenti termonucleari

Le stelle si formano in regioni con alte densità di *mezzo interstellare* (ISM). Tale mezzo è formato da gas caldo ionizzato, chimicamente costituito per circa il 90% da idrogeno e per il 10% da elio, oltre a piccole tracce di elementi più pesanti (i cosiddetti metalli), e polveri sotto forma di grani (prevalentemente grafite e silicati) che rappresentano approssimativamente l'1% della massa totale dell'ISM. Naturalmente, affinché una stella si formi in queste condizioni è necessario che la materia diventi ben più densa e calda; la temperatura media del mezzo interstellare, infatti, è attorno ai 10 K e la densità di massa di circa  $10^{-23} \text{g/cm}^3$ . Ciò suggerisce l'esistenza di un meccanismo di contrazione durante la fase di formazione stellare. In particolare, assumendo che una certa massa  $M$  (di densità  $\rho$ , temperatura  $T$  e peso molecolare  $\mu$ ) di gas possa essere analizzata come gas monoatomico con simmetria sferica e trascurandone la rotazione ed i campi magnetici, si trova che per innescare il collasso gravitazionale deve essere rispettato il cosiddetto *criterio di Jeans*:

$$M > \left( \frac{3}{4\pi\rho} \right)^{1/2} \left( \frac{5K_b T}{G\mu m_H} \right)^{3/2} \quad (2.1)$$

dove  $K_b$  è la costante di Boltzmann ed  $m_H$  la massa di un atomo di idrogeno. A mano a mano che la massa collassa, la sua densità e temperatura aumentano e la protostella raggiunge l'equilibrio idrostatico quando la pressione del suo gas riesce a controbilanciare quella gravitazionale. Nel frattempo, l'aumento di temperatura nella regione centrale ha causato la dissociazione delle molecole di  $H_2$  e la ionizzazione di idrogeno ed elio. In questa fase, la protostella è completamente convettiva e si sviluppa nel diagramma H-R lungo la *traccia di Hayashi*, andando lentamente a formare un nucleo radiativo. Alla fine di questo processo, la stella si muove a sinistra della traccia di Hayashi. Se la massa della protostella è superiore a 0.08 masse solari, essa riesce a raggiungere nel nucleo temperature sufficienti ad innescare il bruciamento dell'idrogeno ed entra nella fase di principale. L'evoluzione di stelle di diversa massa fino all'accensione dell'idrogeno nel nucleo è mostrata in Figura 2.1.

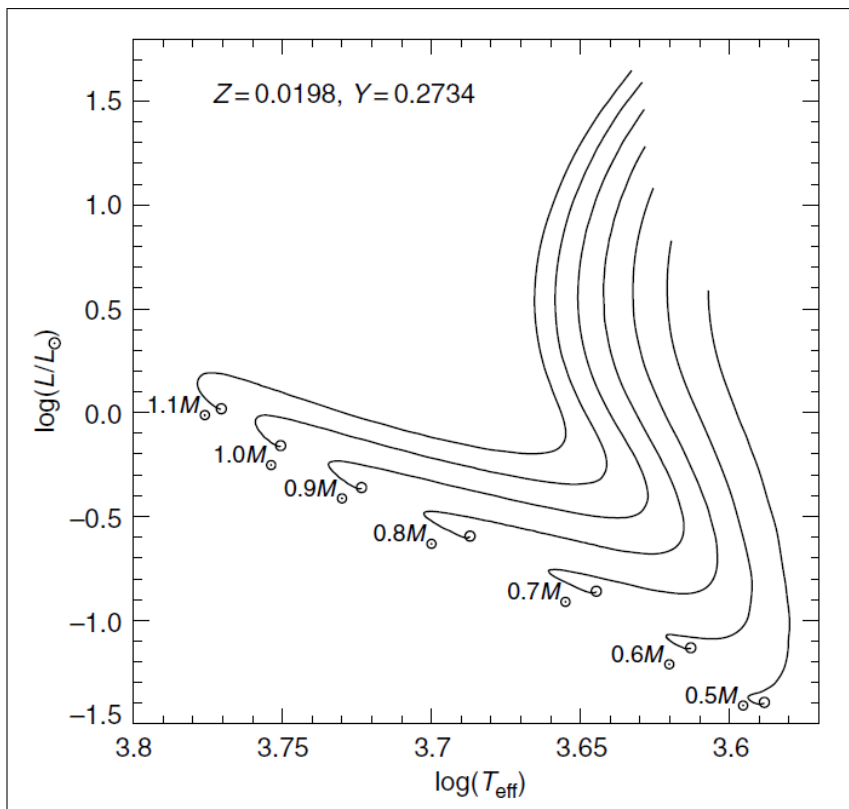


Figura 2.1: *Tracce evolutive di stelle di diversa massa e composizione chimica uguale a quella iniziale del Sole ( $Y$  e  $Z$  sono le frazioni di massa di elio e dei metalli rispettivamente). L'innesco del bruciamento dell'idrogeno è indicato con un cerchio aperto. Immagine presa da [4] a pag. 115.*

In caso contrario, nella protostella si instaura un regime di degenerazione elettronica che impedisce la contrazione e l'aumento di temperatura e la conseguente accensione delle reazioni nucleari. I corpi in cui ciò si verifica sono detti *nane brune* e la loro evoluzione è simile a quella delle nane bianche (capitolo 3).

## 2.1 Bruciamento dell'idrogeno

L'idrogeno è l'elemento più abbondante nell'Universo e, di conseguenza, anche nelle stelle. Circa il 90% dell'ISM, da cui le stelle si generano, è costituito da idrogeno. Non sorprende, dunque, che approssimativamente il 90% della vita di una stella venga spesa nella sequenza principale, dove è regolata dal bruciamento dell'idrogeno nel nucleo. Durante questo processo, 4 nuclei di idrogeno H si fondono per dare vita ad un nucleo di elio  ${}^4\text{He}$ , liberando un'energia pari a:

$$Q = 4m_H - m_{He} = (4 \cdot 7288.97 - 2424.92)\text{KeV} = 26.731\text{MeV} \quad (2.2)$$

La lentezza di questo processo è proprio dovuta alla necessità di fondere 4 protoni (nuclei di idrogeno): se esistesse un isotopo dell'elio formato da due soli protoni ( ${}^2\text{He}$ ) l'idrogeno potrebbe bruciare secondo la reazione:



dove  $\gamma$  rappresenta un fotone. Tuttavia, l'interazione nucleare tra due protoni non è sufficientemente forte per creare uno stato legato  ${}^2\text{He}$  stabile ed è quindi necessario ricorrere a meccanismi meno rapidi per eseguire il bruciamento dell'idrogeno: le catene protone-protone ed il ciclo CNO.

### 2.1.1 Le catene protone-protone

Le catene pp sono processi di fusione dell'idrogeno che si instaurano pienamente quando la temperatura nel nucleo stellare raggiunge i  $10^7\text{K}$ . In realtà, già a  $10^6\text{K}$  i protoni possono fondere con nuclei leggeri preesistenti come litio(Li), deuterio(D), boro(B) e berillio(Be) ma, date le minuscole quantità di tali elementi nelle stelle pre-sequenza principale, queste reazioni sono estremamente rapide e rilasciano trascurabili quantità di energia. Di conseguenza, affinché la stella cominci un processo di fusione nucleare in grado di sostenerla propriamente (ed entri a tutti gli effetti nella sequenza principale) sono necessarie reazioni più energetiche e frequenti, che sfruttano un elemento presente in abbondanza nel nucleo stellare: l'idrogeno. Due protoni, infatti, possono reagire dando vita ad un nucleo di deuterio, detto *deuterone* ed indicato con d:



Dal momento che il deutrone contiene un protone ed un neutrone, affinché si verifichi il primo passo delle catene pp è necessario che uno dei due protoni reagenti si converta in un neutrone tramite decadimento  $\beta^+$ :



nel quale vengono prodotti anche un positrone  $e^+$  ed un neutrino elettronico  $\nu_e$ . Usando la 1.12, si ricava che questa reazione ha un Q-valore di 1442.22 KeV, compresi i  $2m_e c^2 = 1022 \text{KeV}$  di energia liberata dall'annichilamento del positrone con un elettrone libero:

$$\begin{aligned} Q &= (M.E.)_p + (M.E.)_p + (M.E.)_d = (2 \cdot 7288.97 - 13135.72) \text{keV} = 1442.22 \text{keV} = \\ &= (m_H + m_H - m_{2H})c^2 = [(m_p + m_e) + (m_p + m_e) - (m_d + m_e)]c^2 = \\ &= [(m_p + m_p - m_d - m_e) + 2m_e]c^2 \end{aligned}$$

dove i pedici  $H$  ed  $^2H$  si riferiscono alle rispettive masse atomiche, mentre  $p$  e  $d$  alle masse nucleari. È altamente probabile che il neutrino, non risentendo né dell'interazione forte né di quella elettromagnetica ed avendo un'elevata capacità di penetrazione, riesca a fuoriuscire dalla stella senza interagire con la materia circostante. La sua energia, corrispondente a circa  $265 \text{KeV}$ , non viene quindi convertita in calore, come il resto dell'energia liberata dalla fusione. Di conseguenza, l'energia nucleare effettivamente disponibile per il sostentamento della stella è pari a  $1442 \text{keV} - 265 \text{keV} = 1177 \text{keV}$ .

Essendo il decadimento mediato dall'interazione debole, la cui costante di accoppiamento ( $\alpha_W \approx 10^{-6}$ ) è svariati ordini di grandezza minore di quella dell'interazione elettromagnetica ( $\alpha_E \approx 1/137$ ) e forte ( $\alpha_S = 1$ ), il suo tempo di scala è estremamente elevato ( $\tau = 7.9 \cdot 10^9 \text{anni}$ ) e la sua probabilità di verificarsi estremamente bassa, come testimonia una sezione d'urto dell'ordine di  $10^{-23}$  barn, tanto che non è stato ancora possibile misurare tale valore direttamente in un esperimento. Per questo motivo, il fattore  $S$  della reazione è puramente teorico e stimato, in  $\text{MeV} \cdot \text{barn}$  a:

$$S(E) = 3.94 \cdot 10^{-25} + 4.61 \cdot 10^{-24} E + 2.9610^{-23} E^2 \quad (2.6)$$

Sebbene sia estremamente raro che un singolo protone dia vita ad un decadimento  $\beta^+$ , l'enorme numero di tali particelle disponibili all'interno di una stella fa sì che questi processi avvengano costantemente nel nucleo stellare. Esistono processi alternativi alla 2.4 in grado di produrre deutrone, come la cosiddetta *reazione pep* (*protone-elettrone-protone*):



Tuttavia, tale reazione ha un contributo significativo soltanto in nuclei stellari di densità superiore a  $10^4 \text{g/cm}^3$ , dove può competere con la 2.4. Per questo motivo, tale

reazione non ha un impatto significativo durante il bruciamento dell'idrogeno fintantoché la stella si mantiene in equilibrio idrostatico.

Una volta avvenuta la formazione di un nucleo di deuterio, esso può catturare un altro protone per dare vita ad un nucleo di elio-3 secondo la reazione:



Delle possibili reazioni che distruggono deuterone, tra cui:



la 2.8 è di gran lunga la più importante; infatti, sebbene la sezione d'urto della reazione 2.9 sia maggiore, la grande abbondanza di protoni rispetto ai deuteroni, soprattutto nei primi stadi del bruciamento dell'idrogeno, rende il tasso della reazione 2.8 ampiamente superiore. Tale reazione ha un Q-valore pari a 5.493 MeV ed un fattore S (in  $\text{MeV} \cdot \text{barn}$ ) dato da:

$$S(E) = 0.20 \cdot 10^{-6} + 5.60 \cdot 10^{-6}E + 3.10 \cdot 10^{-6}E^2 \quad (2.10)$$

Poiché tale reazione, a differenza della 2.4, dipende solo dall'interazione elettromagnetica e forte, il suo fattore S è di molto superiore a quello dato dalla 2.6, il che rende la fusione estremamente più probabile, come testimonia un tempo scala stimato a  $\tau = 4.4 \cdot 10^{-8}$  anni.

In seguito alla produzione di elio-3, il bruciamento dell'idrogeno si divide in 3 possibili catene: pp-I, pp-II e pp-III.

### La catena PP-I

La catena pp-I è la più probabile tra le tre, dal momento che si verifica in circa il 69% dei casi, nei quali due nuclei di elio-3 si fondono nella seguente reazione:



completando la creazione di una particella  $\alpha$ . Questa reazione produce un Q-valore pari a 12.859 MeV, ha un tempo scala di circa  $\tau = 2.4 \cdot 10^5$  anni ed un fattore S dato dalla relazione:

$$S(E) = 5.18 - 2.22E + 0.80E^2 \quad (2.12)$$

Sebbene tale fattore sia maggiore di quello della reazione 2.8, il corrispondente tasso di transizione risulta minore, dal momento che il prodotto  $Z_p Z_b$  tra i numeri atomici delle particelle proiettile e bersaglio è maggiore.

È importante notare che, affinché la pp-I abbia luogo, è necessario che i primi due passaggi, descritti dalle reazioni 2.4 e 2.8 avvengano due volte, in modo da produrre i

due nuclei di  ${}^3\text{He}$  che prendono parte alla 2.11. Di conseguenza, l'energia totale liberata da tale catena risulta essere:

$$Q_I = [2(1.442 - 0.265 + 5.493) + 12.859] \text{MeV} = 26.199 \text{MeV} \quad (2.13)$$

dove è stato incluso anche il contributo negativo dei neutrini. Questa è dunque l'energia totale trasferita al gas stellare in seguito ad una catena pp-I.

Le reazioni che producono  ${}^3\text{He}$  prevalgono su quelle che lo consumano fintantoché la temperatura non raggiunge circa  $8 \cdot 10^6 \text{K}$ . Fino a questa soglia, dunque, l'abbondanza di elio-3 aumenta, per poi diminuire quando le reazioni che consumano  ${}^3\text{He}$  divengono competitive. Quindi, si raggiunge rapidamente un valore di abbondanza di equilibrio descritto dalla seguente equazione:

$$({}^3\text{He}/H) = \sqrt{\frac{\langle \sigma v \rangle_{pp}}{2 \langle \sigma v \rangle_{{}^3\text{He}^3\text{He}}}} \quad (2.14)$$

dove  ${}^3\text{He}$  ed  $H$  indica la densità dell'elemento corrispondente ed i pedici pp ed  ${}^3\text{He}^3\text{He}$  si riferiscono rispettivamente alle reazioni 2.4 ed 2.11. Le reazioni che contribuiscono alla diminuzione della quantità di elio-3 sono la pp-II e la pp-III.

### Le catene PP-II e PP-III

La pp-II, così come la pp-III, si sviluppa a partire da una reazione che si presenta nel rimanente 31% dei casi che non sono coperti dalla pp-I e che sfrutta  ${}^4\text{He}$  prodotto dalla pp-I o contenuto nel plasma stellare:



Questa reazione libera 1.586 MeV di energia ed ha un tempo scala di  $\tau = 9.7 \cdot 10^5$  anni. Nel 99.7% dei casi, il nucleo di berillio-7, che ha emivita di circa 53 giorni, decade in litio-7 tramite cattura elettronica:



liberando 0.861 MeV di energia. Il litio-7, quindi, fonde con un protone per generare berillio-8:



il quale, essendo altamente instabile, decade rapidamente in due particelle  $\alpha$ :



Questi ultimi due passaggi hanno un tempo scala di circa  $\tau = 1.8 \cdot 10^{-5}$  anni e liberano 17.347 MeV.



Nello 0.3% dei casi rimanenti, il berillio-7 interagisce direttamente con un protone, generando un nucleo di boro-8 e liberando 0.135 MeV:



il quale decade in berillio-8:



ed, infine, in due nuclei di elio-4, come già visto nella 2.18, liberando 18.078 MeV.

Ovviamente, tutte le catene pp producono la stessa quantità di energia, pari a 26.731 MeV. Tuttavia, la porzione di questa energia effettivamente trasferita al gas varia in base alla quantità di energia trasportata via dai neutrini, il cui valore medio è stimato rispettivamente a circa il 2%, 4% e 26% del totale per la pp-I, pp-2 e pp-3. L'energia termica totale per queste catene è, quindi:

$$Q_{II} = 25.65 \text{ MeV}$$

$$Q_{III} = 19.75 \text{ MeV}$$

Il termine  $\epsilon_n$  associato alle catene pp ha una dipendenza variabile dalla temperatura, a seconda che il meccanismo di produzione di energia prevalente sia la pp-I o le catene successive:

$$\begin{aligned} \epsilon_{pp} &\propto T^6 && \text{per } T \approx 5 \cdot 10^6 \text{ K} \\ \epsilon_{pp} &\propto T^{3.5} && \text{per } T \approx 20 \cdot 10^6 \text{ K} \end{aligned}$$

Nel complesso, si assume l'andamento medio  $\epsilon_{pp} \propto T^4$  il quale, come si vedrà in seguito, è la minor sensibilità alle variazioni di temperatura tra le reazioni termonucleari rilevanti nelle stelle. Oltre che dalla temperatura, il coefficiente energetico è proporzionale anche alla densità  $\rho$  della stella:

$$\epsilon_{pp} \propto \rho$$

ed alla frazione massiccia di idrogeno X:

$$\epsilon_{pp} \propto X^2$$

### 2.1.2 I cicli CNO

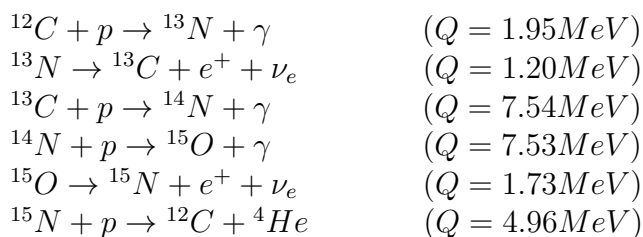
In alternativa alle catene pp, se nel plasma stellare sono presenti nuclidi stabili come  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{13}\text{C}$ ,  ${}^{13}\text{N}$  o  ${}^{15}\text{N}$ , il bruciamento dell'idrogeno e la creazione di particelle  $\alpha$  può

avvenire anche grazie ai cicli CNO, i quali utilizzano carbonio, azoto, ossigeno e fluoro come catalizzatori. I cicli hanno lo stesso effetto netto delle catene pp, ovvero il consumo di 4 protoni e la produzione di un nucleo di  ${}^4\text{He}$ , 2 positroni e 2 neutrini elettronici:

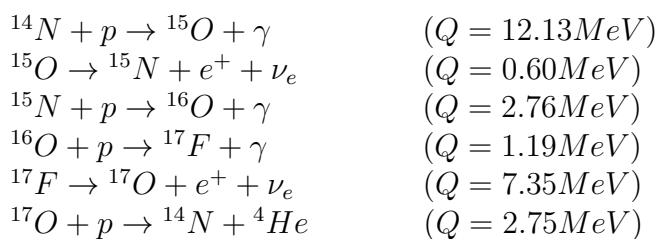


ma, a causa della differenza di energia prodotta in funzione della temperatura, essi sono prevalenti in stelle di massa superiore ad 1.3 masse solari. Per completezza, è necessario specificare che esistono due tipi di cicli che utilizzano tali catalizzatori. Essi sono detti “freddi” e “caldi” o, più semplicemente, CNO ed HCNO. I cicli CNO eseguono il bruciamento dell'idrogeno mentre la stella si trova nella sequenza principale e sono dominanti sulla catena pp quando la temperatura supera i  $15 \cdot 10^6 K$ , mentre i cicli HCNO sono responsabili del bruciamento esplosivo dell'idrogeno nelle novae generate dall'accrescimento di nane bianche in sistemi binari, a temperature comprese tra i  $10^7 K$  e i  $4 \cdot 10^8 K$  (capitolo 3). I possibili cicli CNO con i corrispondenti Q-valori sono riportati di seguito:

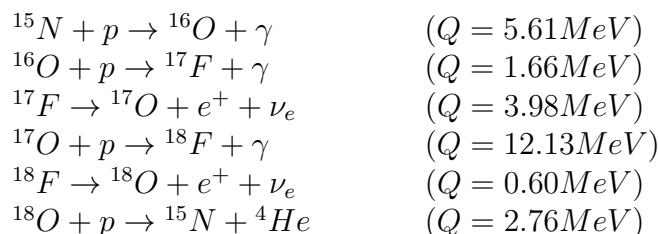
Ciclo CNO-I:



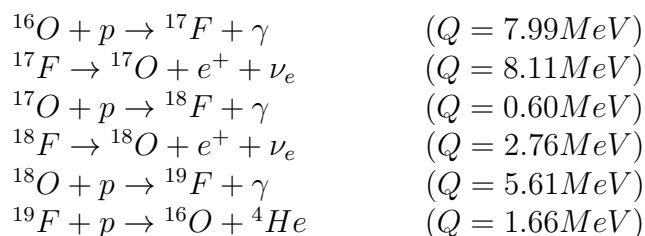
Ciclo CNO-II:



Ciclo CNO-III:



Ciclo CNO-IV:



L'emivita degli isotopi utilizzati come catalizzatori è indicazione della rapidità delle reazioni:

$$\begin{aligned}
 \tau({}^{13}\text{N}) &= 9.965 \text{ minuti} \\
 \tau({}^{15}\text{O}) &= 122.24 \text{ secondi} \\
 \tau({}^{17}\text{F}) &= 64.49 \text{ secondi} \\
 \tau({}^{18}\text{F}) &= 109.77 \text{ secondi}
 \end{aligned}$$

È interessante notare che l'abbondanza complessiva dei nuclei pesanti non cambia dopo ogni ciclo, sebbene l'idrogeno venga consumato. Questo permette alla stella di eseguire tali reazioni anche con basse quantità di elementi pesanti. Dal momento che l'effetto netto dei cicli è lo stesso delle catene pp, anche il Q valore finale sarà lo stesso per tutti e quattro i cicli, pari a  $26.731\text{MeV}$ . Tuttavia, l'energia media dei neutrini generati in questi processi è maggiore: in base alle misurazioni eseguite sul Sole, infatti, i neutrini prodotti dal decadimento dell'azoto-13 hanno un'energia media di circa 0.7 MeV, mentre quelli generati dall'ossigeno-15 e dal fluoro-17 circa 1 MeV. Nel complesso, dunque, il Q-valore  $Q_{CNO}$  è di circa 25 MeV. Nonostante l'energia prodotta da questi cicli sia comparabile con quella generata dalle catene pp, la dipendenza dalla temperatura è profondamente diversa. Infatti, sebbene le temperature delle stelle più massicce del Sole (in cui i cicli CNO prevalgono sulle catene pp) non sono eccessivamente maggiori di quelle del Sole stesso o di stelle simili, la loro luminosità è significativamente più alta. Questo fattore è incompatibile con la dipendenza che l'energia prodotta dalle catene pp ha dalla temperatura, ma comprensibile se si considera che i materiali più pesanti usati

nei cicli CNO (ossigeno, azoto, fluoro e carbonio) hanno una dipendenza ben più marcata dalla temperatura. Infatti, a temperature di circa  $10^7 K$ , si ha:

$$\epsilon_{CNO} \propto T^{18}.$$

Per quanto riguarda la densità, la dipendenza del fattore energetico da essa si differenzia da quella della catena pp per l'influenza della frazione massiccia di carbonio e azoto  $X_{CN}$ :

$$\epsilon_{CNO} \propto X X_{CN}.$$

## 2.2 Bruciamento dell'elio

L'elio è il secondo elemento più abbondante nell'Universo, costituendo tra il 24% ed il 25% della materia barionica, ed il suo bruciamento genera elementi quali carbonio ed ossigeno, che costituiscono a loro volta rispettivamente lo 0.39% e lo 0.85% della materia ordinaria, rendendoli i più abbondanti elementi nell'Universo dopo idrogeno ed elio. Il bruciamento dell'elio si innesca in stelle di massa superiore a 0.5 masse solari in seguito alla contrazione ed al conseguente aumento di temperatura e pressione del nucleo che avviene quando è già avvenuto il bruciamento della maggior parte dell'idrogeno contenuto nella stella. L'idrogeno rimasto, quindi, inizia a bruciare nell'involucro esterno della stella che, nel frattempo, si è espanso, formando una gigante rossa. Contemporaneamente, quando il nucleo raggiunge temperature dell'ordine di  $10^8 K$  e densità di  $(10^5 - 10^8) Kg m^{-3}$ , le condizioni sono adatte ad innescare il processo fondamentale di bruciamento dell'elio, detto *processo tre alpha*. La Figura 2.2 mostra la tipica traccia evolutiva di una stella di 5 masse solari durante il bruciamento di elio nel nucleo.

### 2.2.1 La catena $3\alpha$ ed i processi di cattura $\alpha$

La catena  $3\alpha$  è una reazione termonucleare con cui 3 particelle  $\alpha$  si fondono per creare un nucleo di carbonio-12. Dal momento che la probabilità che avvenga un'interazione diretta tra tre nuclei di elio-4 è estremamente bassa, il processo si compone di due ulteriori reazioni; nella prima, due particelle  $\alpha$  interagiscono per creare un nucleo di berillio-8 nello stato fondamentale:



Essendo questa una reazione endotermica di circa 91.8 KeV, il berillio-8 è estremamente instabile ( $\tau(Be) = 8.2 \cdot 10^{-17}$  secondi) e decade rapidamente in due particelle  $\alpha$ . Tuttavia, all'aumentare della temperatura, l'aumento del numero di interazioni tra particelle  $\alpha$  e della sezione d'urto del processo di fusione tra berillio-8 ed elio-4 incrementa

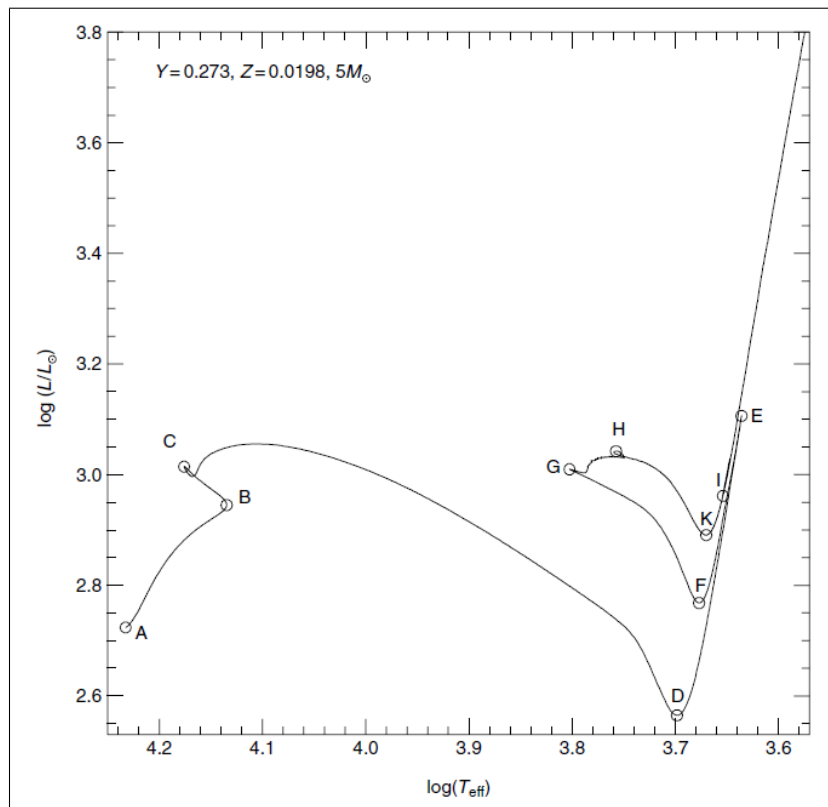
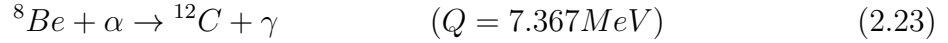


Figura 2.2: *Traccia evolutiva di una stella di 5 masse solari. Dopo il termine del bruciamento di idrogeno nel nucleo (tratto A-B), la stella innesca la fusione di idrogeno nell'involucro esterno (tratto C-E). Raggiunte le giuste condizioni, comincia il bruciamento dell'elio nel nucleo, corrispondente al tratto E-I. Immagine presa da [4] a pag. 175.*

notevolmente la probabilità che si verifichi la seconda reazione necessaria per la creazione di carbonio-12:



Questa reazione procede tramite uno stato eccitato di risonanza del carbonio-12 detto *stato di Hoyle*, con energia di eccitazione di circa 7.654 MeV ed ampiezza di risonanza intorno ai 46 KeV.

Nel complesso, la reazione  ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C}$  libera 7.275 MeV di energia ed è significativa a temperature di circa  $1.2 \cdot 10^8\text{K}$ . È interessante notare che l'energia prodotta per nucleone durante questa reazione ( $\approx 0.6\text{MeV}$ ) è più di un ordine di grandezza inferiore a quella prodotta durante il bruciamento dell'idrogeno, motivo per cui, a parità di massa, il bruciamento dell'idrogeno richiede circa 100 volte più tempo di quello dell'elio. Al contrario, la dipendenza dalla temperatura dell'energia prodotta è molto più forte:

$$\begin{aligned} \epsilon_{3\alpha} &\propto T^{40} && \text{per } T \approx 10^8\text{K} \\ \epsilon_{3\alpha} &\propto T^{20} && \text{per } T \approx 2 \cdot 10^8\text{K} \end{aligned}$$

Inoltre, il tasso della catena  $3\alpha$  ha anche una forte dipendenza dalla densità  $\rho$  del nucleo stellare:

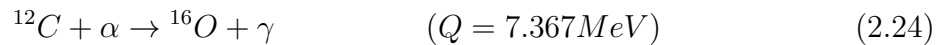
$$R_{3\alpha} \propto \rho^2$$

e dalla frazione massiccia di elio  $Y$ :

$$R_{3\alpha} \propto Y^3$$

Da notare il fatto che i processi  $3\alpha$  non producono nuclidi con numero atomico compreso tra 6 e 11. Di conseguenza, la (molto limitata) abbondanza di tali elementi nell'Universo non può essere legata alla nucleosintesi stellare, bensì a processi come la spallazione dei raggi cosmici o la nucleosintesi causata dal Big Bang.

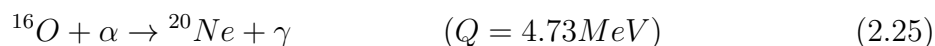
Il carbonio-12 prodotto nella catena  $3\alpha$  può a sua volta reagire con una particella  $\alpha$  per formare ossigeno-16:



Se questa reazione fosse sufficientemente rapida, alla fine del bruciamento dell'elio la maggior parte delle particelle  $\alpha$  verrebbero convertite in ossigeno-16 ed il carbonio-12 sarebbe assente. Tuttavia, il rapporto tra le abbondanze di carbonio-12 ed ossigeno-16 nell'Universo è circa 0.4. Di conseguenza, sebbene non sia noto il fattore  $S$  della reazione, esso deve essere relativamente basso e la reazione sufficientemente lenta da mantenere una

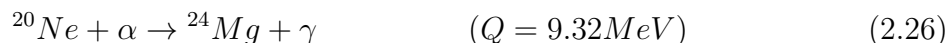
quantità rilevante di carbonio-12. La reazione 2.24 è di grande importanza in quanto influenza fortemente il rapporto tra le abbondanze di carbonio ed ossigeno nel nucleo delle nane bianche e, di conseguenza, il loro tempo di raffreddamento. Inoltre, quando l'abbondanza di elio nel nucleo è significativamente ridotta, la 2.24 diviene competitiva con la catena  $3\alpha$ , il cui Q-valore è molto simile. Tuttavia, la sezione d'urto della reazione  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  è estremamente bassa ( $\sigma \approx 10^{-17}$  barns) nella finestra di Gamow (centrata intorno a 300 KeV per temperature di circa  $20 \cdot 10^7 K$ ) ed è, dunque, estremamente difficile da calcolare direttamente con precisione. Il fattore S in tale range energetico si stima essere dell'ordine di 150-170 Kev  $\cdot$  barns.

Un'altra reazione significativa nel processo di bruciamento dell'elio che avviene per cattura di una particella  $\alpha$  è la seguente:

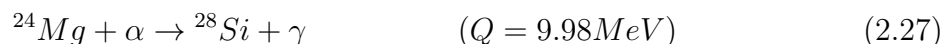


Come per la 2.24, se la reazione 2.25 fosse rapida, soltanto piccole quantità di  $^{16}\text{O}$  sopravviverebbero alla fase di bruciamento idrostatico dell'elio. Questa ipotesi è tuttavia da scartare a causa dell'abbondanza rilevante di tale isotopo nell'Universo. La reazione, il cui picco di Gamow a circa  $20 \cdot 10^7 K$  è intorno a 390 KeV con ampiezza della finestra di 180 KeV, deve essere piuttosto lenta, sebbene il suo tasso non sia stato ancora misurato sperimentalmente.

Meno significative, sebbene comunque presenti, sono invece le reazioni:

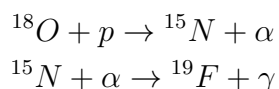


ed:

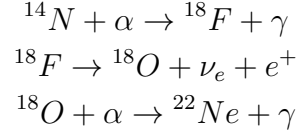


I processi di cattura  $\alpha$  possono continuare fino alla produzione di nickel-56, il quale decade prima in cobalto-56, poi in ferro-56. Tuttavia, questi processi avvengono in quantità considerevole solo in stelle di massa superiore alle 10 masse solari, il cui studio esula dall'ambito di questa tesi.

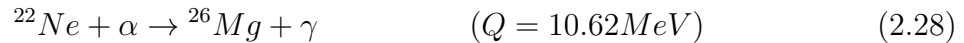
Infine, esistono svariate reazioni secondarie che avvengono durante il bruciamento idrostatico dell'elio. Per esempio, esso contribuisce alla produzione di fluoro-19 tramite la catena:



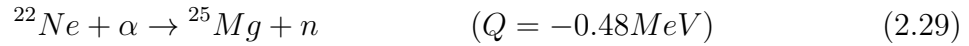
Inoltre, la piccola quantità di azoto-14 rimasto dai cicli CNO viene tipicamente consumata nella seguente serie di reazioni:



I nuclei di neon-22 possono poi dare vita a magnesio-26 con una cattura  $\alpha$ :



o a magnesio-25, con conseguente produzione di un neutrone:



Questa reazione è estremamente lenta a basse temperature ma quando si raggiungono i  $25 \cdot 10^7\text{K}$  diviene una fonte fondamentale di neutroni liberi, la cui importanza è analizzata nella prossima sezione.

### 2.2.2 I processi s

Uno dei meccanismi per la sintesi di nuclidi pesanti ( $A > 60$ ) sono le reazioni indotte dai neutroni. Non essendo elettricamente carichi, infatti, i neutroni non risentono dell'effetto repulsivo della barriera coulombiana che osteggia le altre reazioni termonucleari e possono così dare vita a processi con sezioni d'urto molto elevate anche a basse energie. Tuttavia, dal momento che l'energia di legame dei nuclidi ha andamento decrescente dopo il picco del ferro, la nucleosintesi tramite cattura neutronica non è in grado di generare considerevoli quantità di energia, al contrario dei principali bruciamenti visti finora.

I processi s procedono nel seguente modo: se posto in presenza di una sorgente di neutroni, un nucleo stabile genererà una catena di suoi isotopi stabili con numero di massa crescente. Questa catena verrà interrotta al raggiungimento di un nuclide instabile, il quale, supponendo la sua emivita inferiore al tempo necessario per un decadimento  $\beta^-$ , decadrà in un nucleo stabile (l'emivita dei nuclidi, che ne misura la stabilità, è riportata in Figura 2.3 in funzione del numero atomico e di massa) della specie chimica con lo stesso numero di massa ma numero atomico superiore, per poi continuare il processo di cattura neutronica. Questo meccanismo è noto come *processo s*, dall'inglese *slow neutron capture process*.

Le abbondanze dei nuclidi così prodotti dipendono dalle sezioni d'urto di cattura neutronica dei nuclidi coinvolti: i nuclidi con basse sezioni d'urto si accumuleranno in gran quantità, mentre quelli con elevate sezioni d'urto decadranno rapidamente e la loro abbondanza sarà minore. Nel caso in cui la densità numerica di neutroni sia



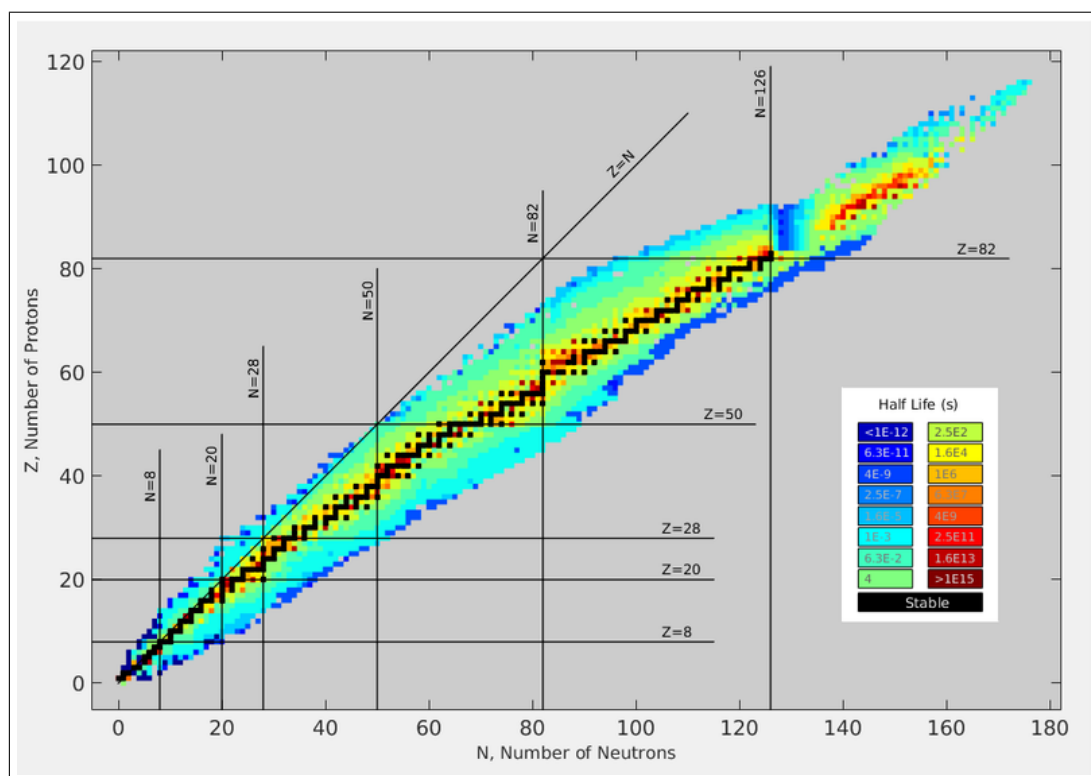


Figura 2.3: Carta dei nuclidi in funzione del numero di neutroni (ascisse) e protoni (ordinate). In nero sono indicati i nuclidi più stabili, i quali si trovano lungo il fondo della cosiddetta valle di stabilità. Le linee orizzontali e verticali sono poste in corrispondenza dei numeri magici. Immagine presa da [5] a pag. 22.

sufficientemente alta da rendere il tempo di cattura neutronica inferiore al tempo di decadimento  $\beta^-$ , le reazioni derivanti vanno sotto il nome di *processi r*, dall'inglese *rapid neutron capture process*. Mentre i processi s possono avvenire in stelle di massa inferiore alle 8 masse solari (nel cosiddetto ramo asintotico delle giganti AGB) con tempi scala dell'ordine di  $10^4$  anni, i siti in cui si verificano processi r sono principalmente supernovae di tipo II (capitolo 3) le quali, essendo generate dal collasso di stelle più massicce, esulano dall'ambito di tale trattazione. Per questo motivo, verranno qui presi in considerazione solo i processi s. Come è possibile vedere in Figura 2.4, dove sono riportate le sezioni d'urto di cattura neutronica dei vari nuclidi in funzione del numero di massa ad energia termica  $K_b T = 30 \text{KeV}$ , i valori di  $\sigma$  sono particolarmente bassi in prossimità dei numeri di neutroni 50, 82 e 126. Essi sono i cosiddetti *numeri magici*, presso i quali, in base all'attuale modello nucleare a shell, i nucleoni sono distribuiti in livelli energetici completi all'interno del nucleo atomico. Per questo motivo, tali nuclei sono particolarmente stabili, come confermano le loro piccole sezioni d'urto, mediamente intorno ai 100 millibarn. Questo valore può essere considerato come una buona stima dell'ordine di grandezza della variabile in questione, dal momento che la sezione d'urto per la cattura neutronica ha solo una lieve dipendenza dall'energia termica. I suddetti numeri magici corrispondono ad elementi come lo zirconio ( $A \approx 90$ ), il bario ( $A \approx 138$ ) ed il piombo ( $A \approx 208$ ).

I processi s hanno una tipica densità numerica di neutroni dell'ordine di  $10^8$  neutroni per centimetro cubo. Tali neutroni hanno due principali fonti: la reazione di cattura  $\alpha$  che genera magnesio-25 dal neon-22 già vista in precedenza (2.29) e quella che trasforma il carbonio-13 in ossigeno-16:



La prima reazione è prevalente in stelle di massa compresa tra 3 ed 8 masse solari, dove le temperature riescono a raggiungere i  $3.5 \cdot 10^8 \text{K}$  necessari per iniziare la reazione, mentre la seconda, necessitando "solamente" di  $9 \cdot 10^7 \text{K}$ , è efficace in stelle di massa inferiore a 3 masse solari, dove le temperature nella fase di AGB non superano  $3 \cdot 10^8 \text{K}$ . Per comprendere i meccanismi alla base di queste reazioni è fondamentale prendere in considerazione l'evoluzione di una stella durante la fase di AGB, la quale inizia una volta terminato il bruciamento dell'elio nel nucleo. La struttura della stella in questo stadio è formata da un nucleo centrale di carbonio ed ossigeno, uno strato esterno in cui avviene il bruciamento di elio e la formazione di carbonio, ed un ulteriore rivestimento in cui avviene il bruciamento di idrogeno in elio. Tra i due gusci è posto un ulteriore, sottile strato di elio. Inizialmente, la stella è sostenuta prevalentemente dal bruciamento dell'idrogeno nello strato esterno. Tuttavia, tali bruciamenti aggiungono costantemente massa allo strato di elio, la cui temperatura e densità aumentano fino al punto in cui l'energia generata dal bruciamento dell'elio nello strato è maggiore di quella trasportabile per diffusione radiativa. La conseguenza di questo processo è il cosiddetto "*runaway*"

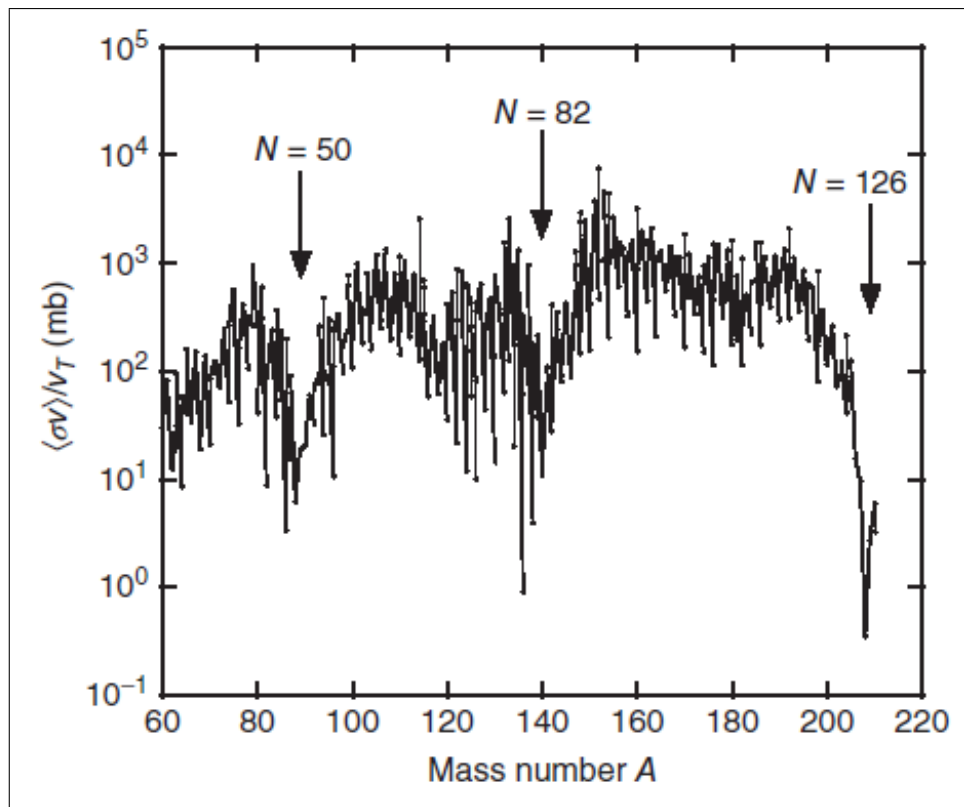
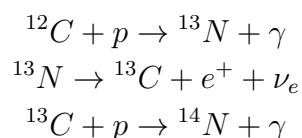
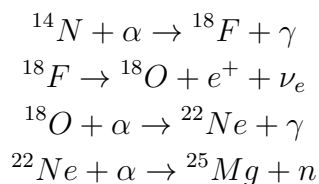


Figura 2.4: Sezione d'urto di cattura neutronica (in ordinata) normalizzata con la maxwelliana in funzione del numero di massa  $A$  (in ascissa) ad energia termica  $K_b T = 30 \text{ KeV}$ . Si notano i numeri magici i quali, essendo particolarmente stabili, hanno basse sezioni d'urto. Immagine presa da [2] a pag. 503.

termonucleare: il rilascio improvviso ed esplosivo di energia da parte dello strato di elio (detto *flash dell'elio*) estingue i bruciamenti nell'involucro esterno di idrogeno, lasciando il bruciamento dell'elio come unica fonte energetica della stella. Questo fenomeno è detto *impulso termico* ed ha l'ulteriore effetto di rendere lo strato di elio intermedio completamente convettivo. La conseguente espansione della stella ne permette il raffreddamento, che procede fino a quando lo strato di elio non esaurisce nuovamente il suo combustibile. A questo punto, la regione convettiva si riduce ed il guscio di idrogeno, riscaldandosi, si riaccende, tornando ad essere la fonte principale di energia della stella. Questi impulsi termici si ripetono in media ogni  $10^5$  anni e sono l'origine dei processi s. Infatti, durante le pulsazioni, le quali durano solo qualche centinaio di anni, i materiali presenti nel nucleo, principalmente carbonio-13 ed azoto-14, formatisi grazie alle reazioni:



possono mischiarsi con gli strati esterni in un processo detto *dredge-up*. Il risultato è che presso la regione esterna dello strato intermedio di elio si formano due sacche con grandi quantità di tali materiali. Quando la temperatura è sufficiente da rendere la  ${}^{12}\text{C}(\alpha, n){}^{13}\text{C}$  efficace, essa rilascia grandi quantità di neutroni, i quali permettono l'avvenire dei processi s. Tipicamente, tale flusso di neutroni, che avviene nel tempo che intercorre tra due pulsazioni termiche, dura circa  $2 \cdot 10^4$  anni. Durante questo tempo, la massa dello strato di elio tra le due shell aumenta e con essa la sua temperatura e densità. Quando la temperatura raggiunge  $27 \cdot 10^7 K$  inizia la sequenza:



e si presenta un secondo flusso di neutroni, con densità fino a  $10^{10}$  neutroni per centimetro cubo ma tempo scala di solo alcuni anni.

# Capitolo 3

## Le nane bianche

Come conseguenza delle pulsazioni termiche che si verificano nella fase di AGB, la stella perde fino al 70% della sua massa, ad un ritmo che va da  $10^{-8}$  a  $10^{-4}$  masse solari all'anno. Quando la quantità di idrogeno scende al di sotto di un certo valore critico, la stella evolve rapidamente verso temperature superiori e continua a bruciare idrogeno in un sottile strato esterno fino ad esaurimento. Quindi, il bruciamento dell'idrogeno termina e gli strati di idrogeno ed elio si contraggono rapidamente dando origine ad una nana bianca con un nucleo degenere composto quasi esclusivamente da carbonio ed ossigeno ed uno strato esterno molto sottile di elio (contenente circa l'1% della massa totale rimanente della stella) non degenere. All'interno delle nane bianche non avvengono reazioni termonucleari e la stella si evolve mantenendo il proprio raggio costante. Come conseguenza, la sua luminosità diminuisce lentamente. L'energia termica dei suoi ioni viene dispersa per irradiazione e la stella si raffredda in tempi dell'ordine di  $10^9$  anni. La traccia evolutiva di una stella di 5 masse solari durante le fasi di AGB e di nana bianca è mostrata in Figura 3.1.

### 3.1 Nane bianche in sistemi binari

Sebbene all'interno di una nana bianca non avvengano reazioni nucleari, essa può comunque contribuire alla nucleosintesi di elementi pesanti quando appartenente ad un sistema binario. Infatti, quando la sua compagna si espande alla fine del bruciamento dell'idrogeno o della fase di AGB, essa può trasferire efficientemente materia (ricca di idrogeno ed eventualmente elio) alla nana bianca in questione ed indurre una supernova di tipo Ia. Una supernova è classificata come tipo I se il suo spettro non presenta tracce di idrogeno. Inoltre, le supernovae di tipo I si dividono in:

- Ia: se lo spettro contiene chiaramente una riga di assorbimento di Si II (silicio doppiamente ionizzato) ad una lunghezza d'onda di circa 5876 angstrom;

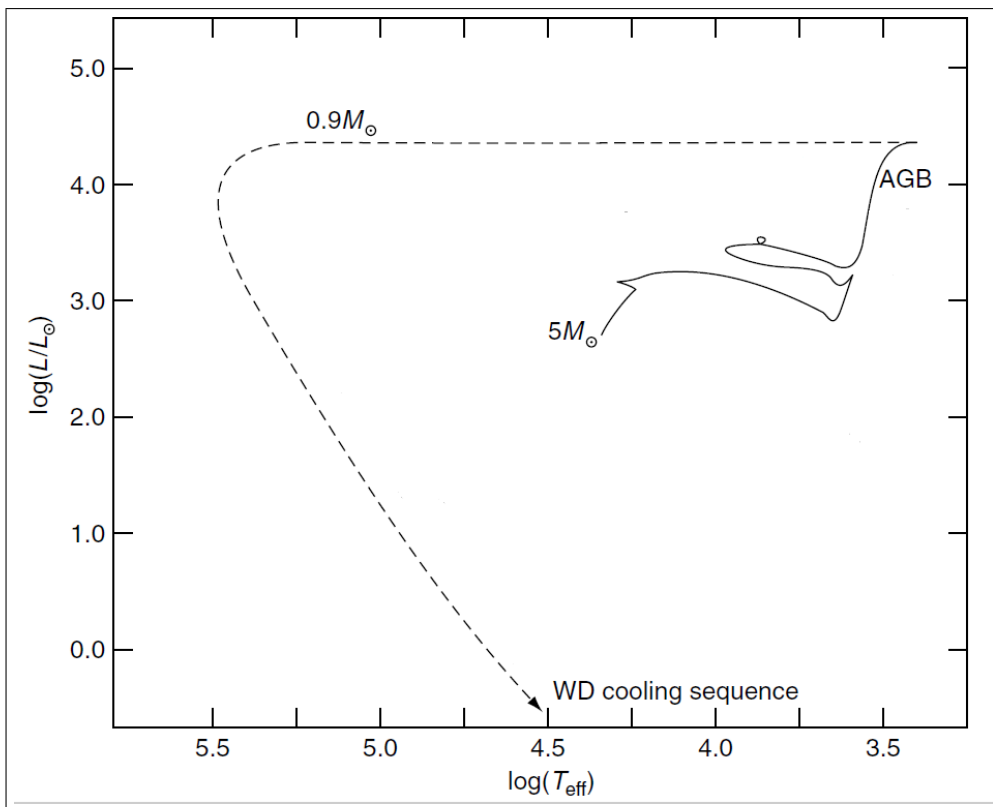


Figura 3.1: *Traccia evolutiva di una stella di 5 masse solari. La linea continua rappresenta le fasi dalla sequenza principale fino alla fine dell'AGB, mentre la linea tratteggiata è la traccia dell'oggetto rimanente (la cui massa è stimata intorno alle 0.9 masse solari), il quale diviene una nana bianca. Immagine adattata da [4] a pag. 196.*

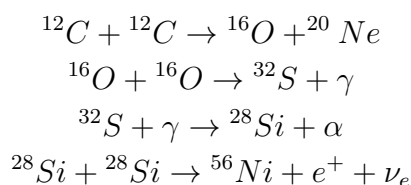
- Ib: se lo spettro non contiene linee di assorbimento di Si II ma contiene linee di He I sufficientemente marcate;
- Ic: se lo spettro non contiene linee di assorbimento né di Si II né di He I sufficientemente marcate;

Le supernovae di tipo Ia si differenziano da quelle di tipo II (il cui spettro mostra la presenza di righe di idrogeno ionizzato), Ib ed Ic proprio per la loro origine. Queste ultime, infatti, si generano tipicamente in seguito al collasso gravitazionale di stelle molto massicce (di massa superiore alle 8 masse solari) e per questo sono dette *core collapse*. Al contrario, le supernovae Ia derivano dall'esplosione termonucleare di una nana bianca in un sistema binario e sono per questo dette *thermonuclear supernovae*. Per spiegare tali fenomeni sono stati ipotizzati due principali meccanismi:

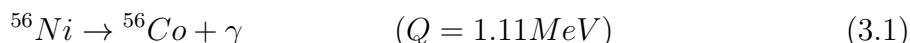
- *single degenerate mechanism*: una singola nana bianca assorbe materia da una stella compagna che si trova in stato non degenere fino a superare il limite di Chandrasekhar (circa 1.44 masse solari), oltre il quale il regime di degenerazione elettronica non riesce più ad evitare il collasso gravitazionale del corpo;
- *double degenerate mechanism*: a causa della perdita di momento angolare dovuta all'emissione di onde gravitazionali, due nane bianche in un sistema binario spiraleggiano avvicinandosi fino a fondersi assieme, in modo tale che la loro massa totale superi il limite di Chandrasekhar.

Tuttavia, la scarsità di evidenze empiriche e la possibilità che le due stelle degeneri diano vita ad una stella di neutroni piuttosto che ad una supernova minano la solidità dell'ipotesi doppiamente degenere. Per questo motivo, qui verrà trattato solo il caso singolarmente degenere. Il processo di accrescimento di materia su nane bianche di massa comparabile con quella solare dipende fortemente dal tasso di accrescimento. Quando procede a bassi ritmi (dell'ordine di  $10^{-9}$  masse solari all'anno), esso porta all'aumento dello strato di idrogeno che circonda il nucleo della nana bianca. Quando la massa di idrogeno raggiunge  $10^{-4}$  masse solari, lo strato più interno innesca la combustione di idrogeno in condizioni di parziale degenerazione. Questo produce pulsazioni termiche anche più violente di quelle verificatesi durante la fase di AGB, le quali causano l'emissione di imponenti quantità di massa dalla stella. Ciò implica che il tempo necessario affinché la stella superi il limite di Chandrasekhar è superiore, secondo le stime, perfino al tempo di Hubble. In questo caso, il basso tasso di accrescimento permette la creazione di uno strato di elio in forte stato di degenerazione elettronica e, di conseguenza, la nana bianca si comporta come una *nova* che può portare la stella ad aumentare fino a  $10^5$  volte la propria luminosità. Quando il tasso di accrescimento è maggiore, invece, è possibile ottenere un processo esplosivo compatibile con una supernova Ia, in grado di produrre energie dell'ordine di  $10^{51} \text{ erg}$  ( $1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$ ). Questo può avvenire sia quando

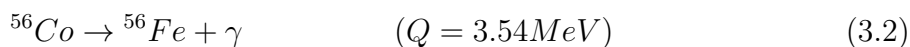
la nana bianca supera il limite di Chandrasekhar (*scenario Chandrasekhar*), sia quando ciò non avviene (*scenario sub-Chandrasekhar*). Infatti, anche senza il raggiungimento di tale limite, se il tasso di accrescimento di elio supera  $3 \cdot 10^{-8}$  masse solari all'anno, si verifica una violenta accensione dell'elio raccolto nello strato che circonda il nucleo (formatosi sia in seguito ai bruciamenti dell'idrogeno sia all'accrescimento di materia), che genera un'onda di compressione in grado di condurre alla detonazione del nucleo. Nello scenario Chandrasekhar, quando il nucleo raggiunge densità dell'ordine di  $10^9 g/cm^3$ , si innesca il bruciamento del carbonio in un processo esplosivo che produce grandi quantità di elementi appartenenti al picco del ferro. Questi bruciamenti si propagano poi verso l'esterno della stella lasciandosi alle spalle reazioni nucleari esplosive di elementi quali silicio, ossigeno, neon ed, ovviamente, carbonio. La nucleosintesi verificatasi durante la propagazione di tale onda dipende dalla densità delle regioni attraversate. Poiché quest'ultima diminuisce gradualmente a causa dell'espansione della struttura stellare, è ovvio che la formazione di elementi dipende dalla velocità dell'onda, oggi molto incerta. A tal proposito, si ipotizzano due possibili meccanismi di propagazione: il primo prevede il raggiungimento di velocità supersoniche in seguito all'attraversamento degli strati esterni a minor densità e permetterebbe di spiegare l'osservazione di supernovae estremamente luminose con la formazione di grandi quantità di nickel-56 (fino ad una massa solare); il secondo suppone invece che l'onda inizi la propagazione a basse velocità, producendo piccole quantità di nickel-56 (circa 0.1 masse solari), per poi accelerare a velocità supersonica solo quando la stella si è significativamente espansa e la densità scende a  $3 \cdot 10^7 g/cm^3$ . Questo modello si adatta meglio alle velocità tipiche degli elementi di massa intermedia osservati negli spettri di molte supernovae di tipo Ia. In entrambi i casi, i prodotti della nucleosintesi sono grandi quantità di elementi appartenenti al picco del ferro (cromo, manganese, ferro, cobalto, nickel). Di questi, particolarmente importante è il nickel-56, prodotto da catene come:



Il nickel-56 decade rapidamente (la sua emivita è di circa 6 giorni) in cobalto-56:



che a sua volta ha emivita di circa 77 giorni e decade in ferro-56:





Si stima che circa due terzi del ferro nell'Universo siano stati prodotti dalle supernovae Ia. I fotoni emessi in questi processi hanno un ruolo fondamentale nel sostenere le elevatissime luminosità di questi fenomeni, che raggiungono tipicamente valori di magnitudine assoluta intorno a -19.3 (circa 5 miliardi di volte più luminosi del Sole). Nel processo sono anche sintetizzati elementi più leggeri quali silicio, zolfo, magnesio ed argon.

Le supernovae di tipo Ia sono anche ottimi siti di produzione di nuclidi p, caratterizzati da grande stabilità nonostante una particolare ricchezza di protoni. La produzione di tali isotopi nelle supernovae Ia avviene attraverso un processo di parziale fotodisintegrazione detto *processo  $\gamma$* , il quale avviene nel plasma stellare a temperature sufficientemente alte (attorno ai  $2 - 3 \cdot 10^9 K$ ) in cui neutroni, protoni o particelle  $\alpha$  sono espulse da un nucleo pesante. Inizialmente, la minore energia di separazione dei neutroni in specie ricche di essi favorisce la reazione  $(\gamma, n)$ , ma dopo svariate emissioni di neutroni le reazioni  $(\gamma, p)$  e  $(\gamma, \alpha)$  divengono competitive e la produzione di nuclidi si sposta verso specie con minor numero atomico. Questo processo si interrompe quando le temperature diminuiscono, dal momento che esso dipende dalla densità di fotoni. Si può infatti dimostrare che, trattando la radiazione di corpo nero delle stelle come un gas in cui le particelle sono fotoni di massa nulla in moto con velocità  $c$ , tale densità numerica è esprimibile come:

$$n_\gamma = \frac{8\pi}{c^3} \int_0^\infty \nu^2 (e^{h\nu/(K_b T)} - 1)^{-1} d\nu \quad (3.3)$$

dove  $\nu$  identifica la frequenza della radiazione. Dunque, la temperatura del plasma stellare risulta essere il parametro chiave, mentre la sua densità è secondaria.

# Conclusioni

In questa tesi sono state esposte le principali reazioni termonucleari che avvengono all'interno delle stelle di massa inferiore alle 8 masse solari nel corso della loro evoluzione. Il primo capitolo si è concentrato sugli strumenti necessari per affrontare tale argomento: sono stati introdotti il diagramma Hertzsprung-Russell teorico ed il concetto di traccia evolutiva, necessari a seguire i cambiamenti macroscopici della stella durante la sua vita, oltre alle nozioni fondamentali riguardanti i processi nucleari che la sostengono. Tra queste, si è prestata particolare attenzione ai concetti di energia di legame e difetto di massa, i quali hanno permesso di introdurre il Q-valore come strumento per determinare il computo energetico di una reazione. Al fine di confrontare l'efficienza dei processi termonucleari analizzati, sono stati quindi definiti il fattore S astrofisico ed il tasso di reazione, la cui derivazione ha portato all'introduzione della finestra di Gamow e del fenomeno di risonanza.

Nel secondo capitolo sono stati discussi i processi fondamentali che sostengono la stella, dall'accensione delle prime reazioni in preparazione alla fase di principale, fino agli impulsi termici del ramo asintotico delle giganti. La trattazione si è inizialmente concentrata sui bruciamenti dell'idrogeno, in cui dominano le catene protone-protone ed i cicli CNO, per poi passare alla fase di bruciamento dell'elio, che procede grazie alla catena  $3\alpha$  ed ai processi di cattura  $\alpha$ . Il capitolo si è quindi concluso con l'analisi dei processi s, responsabili della sintesi di elementi pesanti appartenenti al picco del ferro ed oltre.

Infine, nel terzo capitolo l'attenzione si è spostata sulle fasi finali dell'evoluzione stellare e sulle nane bianche. In particolare, si è preso in considerazione il caso in cui tali corpi appartengano a sistemi binari e possano, di conseguenza, dare vita a supernovae di tipo Ia. Per comprendere la dinamica di tali fenomeni, responsabili della produzione di circa due terzi del ferro presente nell'Universo, è stato introdotto il limite di Chandrasekhar e sono stati descritti i due meccanismi più accreditati (singolarmente e doppiamente degeneri) in grado di dare vita ad una *termonuclear supernova*. Quindi, il capitolo termina con un rapido excursus sui nuclidi p ed i processi gamma che li generano.

In conclusione, lo scopo di questa tesi è fornire una base per la comprensione dei processi nucleari che avvengono in stelle di piccola massa e dei cambiamenti nella struttura stellare che essi comportano.

# Bibliografia

- [1] Bradley W. Carrol, Dale A. Ostlie. *An Introduction to Modern Astrophysics*. Cambridge University Press, 2017.
- [2] Christian Iliadis. *Nuclear Physics of Stars*. Wiley-VCH, 2015.
- [3] Sean G. Ryan, Andrew J. Norton. *Stellar Evolution and Nucleosynthesis*. Cambridge University Press, 2010.
- [4] Maurizio Salaris, Santi Cassisi. *Evolution of Stars and Stellar Populations*. John Wiley & Sons Ltd, 2005.
- [5] Nicola Semprini Cesari (2024). *Fisica Nucleare e Subnucleare*. Alma Mater Studiorum - Università di Bologna, inedito.
- [6] Miho Tsumura [et al.]. "First experimental determination of the radiative-decay probability of the  $3_1^-$  state in  $^{12}\text{C}$  for estimating the triple alpha reaction rate in high temperature environments" in Physics Letters B, 817, 2021.
- [7] Richard Fitzpatrick (2010). *Quantum Mechanics*. The University of Texas at Austin, inedito.
- [8] John N. Bahcall, Aldo M. Serenelli e Sarbani Basu. "New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes" in The Astrophysical Journal, 621, 2005.
- [9] Vinay Singh, Joydev Lahiri e Devasish N. Basu. "Theoretical exploration of S-factors for nuclear reactions of astrophysical importance" in Nuclear Physics A, 987, 2021.
- [10] Thomas Rauscher. *Essentials of Nucleosynthesis and Theoretical Nuclear Astrophysics*. Iop Publishing Ltd, 2020.
- [11] Anthony C. Philips. *The Physics of Stars*. John Wiley & Sons Ltd, 1994.
- [12] Francesco R. Ferraro (2024). *Stellar Evolution*. Alma Mater Studiorum - Università di Bologna, inedito.