

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

SCUOLA DI SCIENZE
Corso di Laurea in Astronomia

**PRINCIPALI REAZIONI
TERMONUCLEARI
NELLE STELLE**

Relatore:
Chiar.mo Prof.
Marcella Brusa

Presentata da:
Paola Colombo

Sessione I
Anno Accademico 2024-25

Indice

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Introduzione | 1 |
| 1.1 | Nozioni di base | 1 |
| 1.1.1 | Energia di legame | 1 |
| 1.1.2 | Barriera di potenziale e picco di Gamow | 2 |
| 1.2 | Rate di reazioni per unità di tempo e di volume | 3 |
| 1.3 | Principali processi nucleari | 4 |
| 1.3.1 | Decadimenti β^- , β^+ , β^- inverso | 4 |
| 1.3.2 | Cattura protonica, cattura neutronica e cattura α | 5 |
| 2 | Reazioni termonucleari | 6 |
| 2.1 | Catene PP | 6 |
| 2.2 | Ciclo CNO | 8 |
| 2.3 | Processi 3α | 10 |
| 2.4 | Reazioni pre-sequenza | 11 |
| 2.5 | Rate di energia | 11 |
| 3 | Applicazioni astrofisiche | 13 |
| 3.1 | Interni stellari | 13 |
| 3.2 | Neutrini solari | 13 |
| 3.2.1 | Rilevamento di neutrini e esperimento Borexino | 14 |
| | Conclusione | 15 |
| A | Reazioni successive alla 3α e basi dell'evoluzione stellare | 16 |
| | Bibliografia | 18 |

Abstract

Questa tesi analizza le principali reazioni termonucleari che avvengono nel nucleo di una stella. Esse infatti sono una delle fonti di energia che mantengono in vita la stella e sopperiscono alle perdite energetiche per irraggiamento. Dopo un'introduzione ai concetti fondamentali che regolano l'innesco e la riuscita delle reazioni termonucleari, si approfondiscono i 3 processi più rilevanti: le catene protone-protone (PP), il ciclo CNO e il processo 3α . Per ciascuno si spiegano i meccanismi, la dipendenza dalla temperatura e il contributo energetico, con le conseguenze astrofisiche ad essi collegate. Una sezione è dedicata ai neutrini solari e all'esperimento Borexino, che negli anni ha confermato sperimentalmente per la prima volta in assoluto le reazioni termonucleari che avvengono all'interno del Sole, in particolare il ciclo CNO, dando conferma alle ipotesi fatte nel secolo scorso sui meccanismi di produzione di energia. Vengono inoltre accennate le reazioni pre-sequenza e, in appendice, vengono delineate le reazioni successive alla 3α , con brevi considerazioni sull'evoluzione stellare. Tali processi infatti sono alla base dello sviluppo e della vita di ogni stella, e in funzione della massa di una stella è possibile, tramite le reazioni termonucleari, definirne lo sviluppo e la fine.

Capitolo 1

Introduzione

Una stella è una sfera di gas autogravitante in uno stato di quasi-equilibrio, dato dal bilanciamento della forza di pressione e di attrazione gravitazionale. Nel caso di equilibrio idrostatico la somma di queste due forze è nulla. Bisogna poi considerare il fatto che una stella irradia continuamente energia nello spazio ma non si raffredda rapidamente, di conseguenza ci saranno delle fonti di energia interne che sopperiscono alle perdite di energia per irraggiamento.

Tempo in scala di Kelvin-Helmholtz

Una prima ipotesi sul meccanismo di produzione di energia venne fatta verso la fine del 1800 in modo indipendente da Lord Kelvin (William Thomson) e Hermann von Helmholtz, basata sulla contrazione gravitazionale.

Si assume che la stella sia in equilibrio, ovvero valga il teorema del Viriale: $2T + U = 0$, dove T è l'energia cinetica e U la potenziale. Si definisce $E = T + U$ l'energia totale e applicando il teorema del Viriale in due istanti di tempo diversi in cui la stella è sempre all'equilibrio risulta:

$$\begin{cases} 2\Delta T + \Delta U = 0 \\ \Delta T + \Delta U = \Delta E \end{cases} \implies \Delta T = -\Delta E \quad \Delta U = 2\Delta E \quad (1.1)$$

Poichè la stella perde energia per irraggiamento ($\Delta E < 0$), allora la stella aumenterà l'energia cinetica e diminuirà l'energia potenziale, ovvero si scalda e si contrae. Quindi è possibile stimare il contributo che genera l'energia spesa per irraggiamento nel seguente modo:

$$L = \frac{dE}{dt} = \frac{1}{2} \frac{dU}{dt} \implies \int L dt = \frac{1}{2} \int dU \implies t = \frac{1}{2} \frac{GM^2}{LR} \quad (1.2)$$

Questo permette di definire il tempo in scala termodinamico o di Kelvin-Helmholtz, che quantifica il tempo che mantiene costante la luminosità a spesa della sola contrazione gravitazionale. Applicando questa formula nel caso del Sole però risulta $t \sim 1.5 \cdot 10^7$ yr, tempo che se confrontato con le stime dell'età della Luna o delle rocce terrestri risulta essere molto breve. Per questo motivo si conclude che ci deve essere un altro meccanismo di produzione di energia: le reazioni termonucleari, ipotizzate per la prima volta da Hans Bethe nel 1938.

1.1 Nozioni di base

1.1.1 Energia di legame

Per comprendere il meccanismo fondamentale che sta alla base delle reazioni termonucleari è necessario richiamare la struttura dell'atomo e definire l'energia di legame.

Un atomo è formato da un numero Z di protoni, detto numero atomico, N di neutroni e dagli elettroni. Si indica con $A = Z + N$ il numero di massa atomico. Il nucleo è formato dall'insieme di protoni e neutroni, detti nucleoni, tenuti insieme dalla forza forte, un tipo di interazione che agisce su piccole scale, intorno a $10^{-13}cm$.

Si definisce l'energia di legame:

$$E(Z, N) = [Zm_p + Nm_n - m(Z, N)]c^2 = \Delta mc^2 \quad (1.3)$$

dove $m_p = 1.673 \cdot 10^{-24}g$ è la massa del protone, $m_n = 1.675 \cdot 10^{-24}g$ quella del neutrone e $m(Z, N)$ la massa nucleo. Il concetto fondamentale che sta alla base delle reazioni termoneucleari è che nella formazione di un nucleo stabile l'energia di legame è positiva, ovvero c'è un difetto di massa tra il nucleo formato e le particelle singole che lo compongono che viene convertito in energia. Inoltre per gli elementi fino al ^{56}Fe , l'energia di legame aumenta col crescere di A , ovvero la formazione di elementi più pesanti libera ulteriore energia e forma nuclei più stabili. Questo tipo di reazioni vengono dette reazioni di fusione. Invece per gli elementi successivi al ^{56}Fe l'energia di legame diminuisce, ovvero bisogna fornire energia affinché si formi l'elemento più pesante; queste reazioni sono dette reazioni di fissione.

Bisogna specificare però che l'energia di legame non corrisponde all'energia liberata nelle reazioni termoneucleari, in quanto quest'ultima deriva dal difetto di massa tra reagenti e prodotti¹.

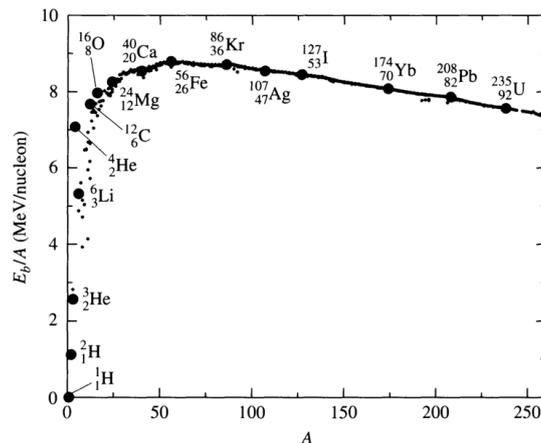


Figura 1.1: Energia di legame per nucleone in funzione del numero di massa atomico A . Si può notare come nel massimo del grafico ci sia il ^{56}Fe e come 4He abbia un'energia molto alta rispetto all'andamento descritto dagli altri elementi. Fonte: Carroll-Ostlie, *An introduction to modern astrophysics*[1].

1.1.2 Barriera di potenziale e picco di Gamow

Affinché avvenga la reazione è necessario che i due nuclei si avvicinino a una distanza tale che la forza forte agisca per attrarli e formare l'elemento più pesante, superando la barriera di potenziale generata dalla forza elettrostatica che tende a respingere cariche dello stesso segno (vedi Figura 1.2).

¹Ad esempio nel caso del processo 3α viene prodotto il ^{12}C a partire da $3\ ^4He$ già formato, quindi l'energia liberata deriva dalla differenza di massa tra $3\ ^4He$ e ^{12}C , non tra i singoli nucleoni che compongono il ^{12}C e il ^{12}C (che corrisponde alla definizione di energia di legame).

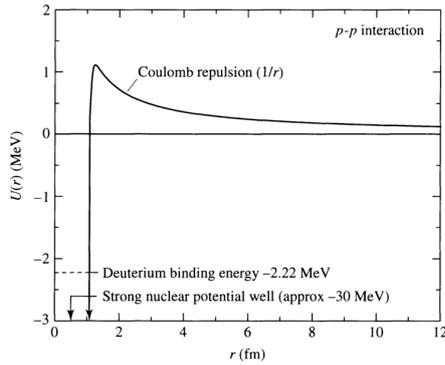


Figura 1.2: Energia potenziale in MeV in funzione della distanza tra due protoni in fm. *Fonte: Carroll-Ostlie*[1].

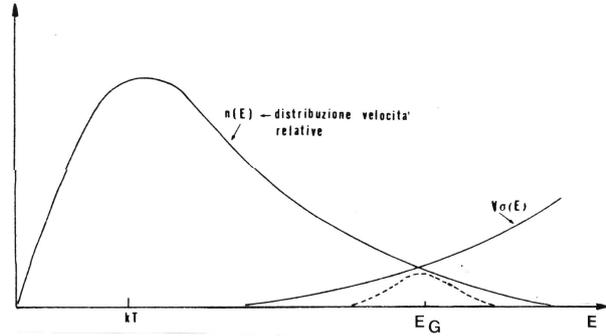


Figura 1.3: Funzioni di distribuzione delle velocità e di probabilità dell'effetto tunnel; tratteggiato il picco di Gamow. *Fonte: Castellani*[2].

Ciò però non è possibile secondo la meccanica classica, in quanto l'energia che i nuclei possono raggiungere in base alla temperatura interna della stella è molto minore della barriera di potenziale generata dai nuclei stessi². La spiegazione di come possono avvenire queste reazioni risiede in due fattori importanti: il fatto che l'energia cinetica non abbia un solo valore, ma segua una distribuzione maxwelliana con una delle code a energie maggiori della barriera di potenziale; e l'effetto tunnel descritto dalla meccanica quantistica, che permette ad alcune particelle di oltrepassare la barriera di potenziale anche avendo energia inferiore ad essa. Il prodotto dei due contributi genera il cosiddetto picco di Gamow, che indica l'energia che massimizza la probabilità che la reazione avvenga (vedi Figura 1.3).

1.2 Rate di reazioni per unità di tempo e di volume

Per calcolare il numero di reazioni per cm^3 e sec bisogna tenere conto di diversi contributi che dipendono dalle condizioni ambientali e dal tipo di combustibile.

$$\frac{dN}{dt} = v \sigma(v) N_A N_B \quad (1.4)$$

dove v rappresenta la velocità relativa delle due particelle A e B coinvolte nella reazione, e può essere espressa utilizzando la distribuzione delle velocità di Maxwell; $\sigma(v)$ indica la sezione d'urto, ovvero la probabilità che le due particelle interagiscano; N_A e N_B infine definiscono la densità numerica delle particelle.

Per stimare la sezione d'urto bisogna considerare il prodotto di diversi effetti: la probabilità di un incontro ravvicinato $\sigma'(E)$, la probabilità che avvenga la penetrazione della barriera coulombiana $\Pi'(E)$ e la probabilità che la formazione del nuovo nucleo vada a buon fine e si formi un nucleo stabile Π'' . Tutto ciò espresso dalla formula (in funzione dell'energia):

$$\sigma(E) \propto \sigma'(E) \Pi'(E) \Pi'' \quad (1.5)$$

Andando a stimare i diversi contributi si ottengono i seguenti risultati:

$$\sigma'(E) = \frac{\pi \hbar^2}{2ME} \quad \Pi'(E) = e^{-\left(\frac{E_0}{E}\right)^{1/2}} \quad \Pi'' \propto \frac{\tau}{t} \quad (1.6)$$

²Per esempio: se $T = 10^7 K$, $E_T = \frac{3}{2}kT = 1 keV$; se si calcola la barriera di potenziale minore possibile, ovvero utilizzando due nuclei di 1H , $E_C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} = 1 MeV$. Quindi $E_C \gg E_T$.

Il primo fattore si calcola assumendo che la sezione d'urto della particella sia dell'ordine della lunghezza d'onda di de Broglie ($\lambda = \frac{h}{\sqrt{2ME}}$ con M=massa ridotta); il secondo considerando gli effetti della barriera coulombiana e dell'effetto tunnel precedentemente spiegato, ottenendo $E_0 = 1.6 \cdot 10^{-6} \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} Z_1^2 Z_2^2$; il terzo definendo τ il tempo durante il quale il nucleo rimane in uno stato eccitato e t quello impiegato dal nucleo prodotto per emettere la radiazione di eccitazione.

Riscrivendo la distribuzione di Maxwell in funzione dell'energia e la sezione d'urto come specificato si ottiene la seguente espressione per il rate di reazioni:

$$\frac{dN_r}{dt} = c x_1 x_2 \rho^2 T^{-2/3} e^{-1.89(\frac{E_0}{kT})^{1/3}} \quad \text{dove} \quad c = \frac{4h^2}{k^{2/3} m_H^{7/2}} \frac{(A_1 + A_2)^{3/2}}{(A_1 A_2)^{5/2}} E_0^{-1/6} \Pi'' \quad (1.7)$$

Si può notare dunque come questo risultato dipenda dalle proprietà delle specie coinvolte (c , E_0), dalle loro abbondanze relative (x_1 , x_2) e dall'ambiente in cui tali reazioni avvengono (ρ , T).

Il risultato appena ottenuto risulta essere sottostimato, in quanto non si è considerato il fatto che i nuclei atomici sono circondati da una nube di elettroni che provoca uno schermo elettronico il cui effetto è quello di ridurre la barriera di potenziale, aumentando così la penetrabilità.

1.3 Principali processi nucleari

Una volta formato il nuovo nucleo atomico, la stabilità di esso è determinata dall'equilibrio tra il numero di protoni e di neutroni, tale che l'energia di legame sia massima, ovvero tale che il nucleo si trovi nella configurazione di minima energia. Per gli elementi con Z basso, la stabilità risulta assicurata per $Z \sim N$, al crescere di Z invece l'equilibrio si sposta verso un eccesso di neutroni rispetto ai protoni. Questo andamento è descritto dalla cosiddetta "valle di stabilità" (vedi Figura 1.4), in cui vengono rappresentati gli elementi nella loro configurazione più stabile.

Se quindi nella formazione di un nucleo esso si trova al di fuori della valle di stabilità, interverranno alcuni processi nucleari che tendono a riportare il nucleo nella configurazione stabile più vicina.

Tali processi avvengono grazie all'interazione debole, ovvero una forza responsabile della trasformazione delle particelle sub-nucleari che agisce con un piccolo raggio d'azione $r_0 \sim 10^{-16} \text{cm}$. Per comprendere i bilanci energetici è importante sottolineare la diversa struttura di neutroni e protoni: un neutrone è formato da due particelle *down* e una *up*, ha massa $m_n = 1.675 \cdot 10^{-24} \text{g}$ e carica nulla; un protone è formato da una particella *down* e due *up*, ha massa $m_p = 1.673 \cdot 10^{-24} \text{g}$ e carica $+1e$.

1.3.1 Decadimenti β^- , β^+ , β^- inverso

Questi sono i processi che stabilizzano i nuclei atomici, quando hanno un eccesso di protoni (β^+) o di neutroni (β^-), come illustrato nella Figura 1.5:

Decadimento β^- : $n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}$.

Un neutrone viene trasformato in un protone, un elettrone e un antineutrino. È una reazione esoenergetica, con tempo di decadimento $t \sim 800 \text{s}$. L'energia del neutrino è molto bassa, pari a 0.0008GeV , e viene trasportata direttamente all'esterno della struttura stellare in quanto il libero cammino medio di un neutrino è molto maggiore delle dimensioni

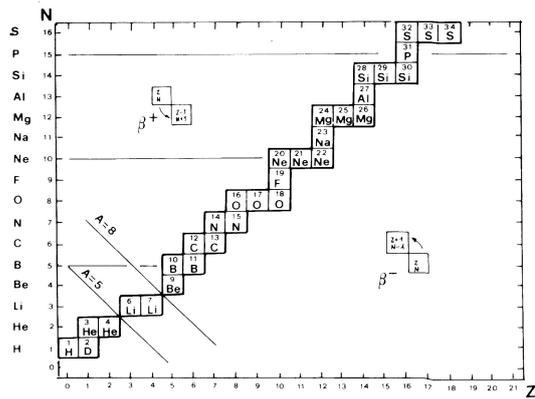


Figura 1.4: Diagramma di Segrè; in asse x il numero Z, in y il numero N. Si nota che per $A=5$ e $A=8$ non ci sono nuclei stabili.

Fonte: Castellani, *Astrofisica stellare*[2]

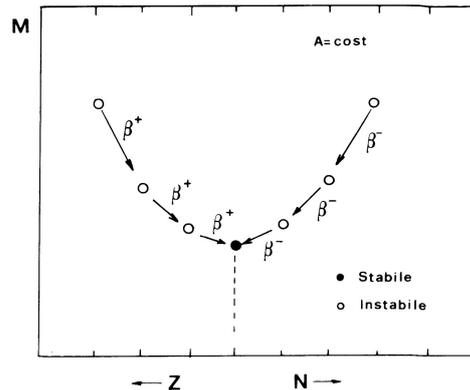


Figura 1.5: Andamento a $A=cost$ per realizzare un nucleo stabile nella configurazione di energia minima.

stellari; di conseguenza non interagisce con la materia ed è responsabile di un deficit di energia nella struttura stellare.

Decadimento β^+ : $p^+ \rightarrow n + e^+ + \nu$.

Un protone viene trasformato in un neutrone, un positrone e un neutrino. È una reazione endoenergetica, ovvero che richiede l'utilizzo di energia esterna altrimenti violerebbe la conservazione della massa, in quanto la massa del neutrone è maggiore di quella del protone. Il positrone formato andrà ad annichilirsi con un elettrone dando origine a due fotoni, responsabili dell'aumento di energia complessiva della struttura stellare.

Decadimento β^- inverso (cattura elettronica): $p^+ + e^- \rightarrow n + \nu$.

Un protone e un elettrone formano un neutrone e un neutrino. È una reazione endoenergetica che si autoalimenta e ha un ruolo chiave nei processi URCA delle SNII.

1.3.2 Cattura protonica, cattura neutronica e cattura α

Questi sono i processi che portano alla formazione di nuove specie atomiche:

Cattura protonica (p, γ): $Z^A + p^+ \rightarrow (Z + 1)^{A+1} + \gamma$.

L'aggiunta di un protone genera un nucleo con Z maggiore e viene liberata energia tramite il fotone.

Cattura neutronica (n, γ): $Z^A + n \rightarrow Z^{A+1}$.

Questa reazione è responsabile della produzione degli elementi più pesanti del Ferro. Spesso il nuovo nucleo è instabile per cui segue un decadimento β^- a stabilizzarlo. Inoltre sono necessari neutroni liberi affinché la reazione avvenga, condizione non facilmente verificabile visto il breve tempo di decadimento di un neutrone libero tramite decadimento β^- . Tale reazione è perciò possibile solo se accompagnata da un processo che forma nuovi neutroni, come può essere la fotodisintegrazione del ^{56}Fe : $^{56}\text{Fe} + \gamma \rightarrow ^{13}\text{He} + 4n$.

Cattura α (α, γ): $Z^A + \alpha \rightarrow (Z + 2)^{A+4} + \gamma$.

Questa reazione è fondamentale nella formazione degli elementi successivi al ^{12}C , in particolare dei cosiddetti elementi α : ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si , Osservando la Figura 1.1 si nota come essi siano tra i nuclei più stabili.

³Una particella α è un nucleo di ^4He .

Capitolo 2

Reazioni termonucleari

2.1 Catene PP

Le catene protone-protone sono le principali reazioni di fusione dell'idrogeno per la formazione dell' ${}^4\text{He}$. Esse sono importanti innanzitutto per l'abbondanza di idrogeno¹ e perché hanno una temperatura di regime non troppo alta se confrontata ad altre reazioni.

Esistono 3 tipi di catene: PPI, PPII e PPIII; in ognuna di esse il risultato netto della reazione è quello di trasformare $4\ {}^1\text{H} \rightarrow 1\ {}^4\text{He}$, producendo energia².

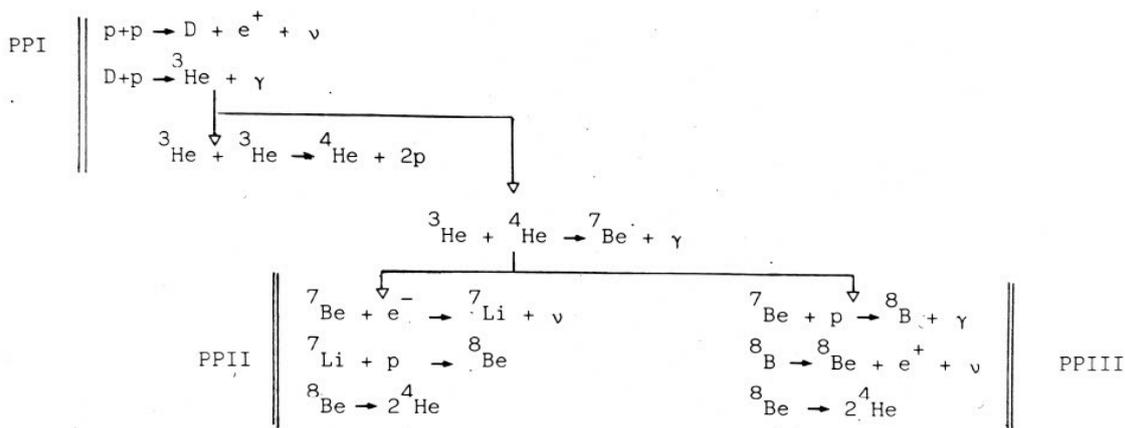


Figura 2.1: Catene protone-protone, suddivise nei rami PPI, PPII, PPIII. Il simbolo p equivale a ${}^1\text{H}$ e il simbolo D a ${}^2\text{H}$. Fonte: Castellani, *Astrofisica stellare* [2].

La Figura 2.1 mostra lo sviluppo delle 3 catene. Si parte da una temperatura di almeno $6 \cdot 10^6\text{K}$ con la fusione di due nuclei di ${}^1\text{H}$ che vanno a formare il deuterio ${}^2\text{H}$. Tale reazione è possibile solo in seguito a un decadimento β^+ di un ${}^1\text{H}$, che permette la formazione di un neutrone libero. Poiché il tempo di decadimento di un neutrone libero è molto breve (800s), la probabilità che la formazione del deuterio vada a buon fine è molto bassa, che equivale a dire che il tempo caratteristico affinché la reazione avvenga è molto alto. Ecco spiegato il motivo dell'alto valore di t nella prima riga della Tabella 2.1. Il decadimento β^+ inoltre ha come prodotti anche un positrone e^+ e un neutrino ν , che contribuiscono all'apporto finale di energia. Infatti il positrone si annichila con un elettrone dando origine a due fotoni γ , responsabili dell'aumento di energia; invece il neutrino vista la sua probabilità quasi nulla di interazione con la materia data la piccolissima sezione d'urto,

¹Una stella appena formata ha circa il 70% di H, il 28% di He e il 2% di elementi pesanti.

²Nella seguente trattazione quando si parla di idrogeno e elio ci si riferisce ai soli nuclei di tali elementi in quanto sono completamente ionizzati data la temperatura di un interno stellare.

non interagisce con l'interno stellare e contribuisce a una perdita di energia (-0.26 MeV). La reazione successiva è quella che va a formare ${}^3\text{He}$. A questo punto le catene si dividono e proseguono in modo diverso sulla base della temperatura interna della stella. Nel caso della PPI due atomi di ${}^3\text{He}$ vanno a formare $1\ {}^4\text{He} + 2\ {}^1\text{H}$ e la catena è conclusa, con un contributo totale di energia di 26.2MeV . La temperatura con cui questo ciclo va a regime è circa 10^7K . Se la temperatura aumenta, allora ${}^3\text{He}$ si fonde con ${}^4\text{He}$, (prodotto come nella catena PPI o già presente nell'interno stellare) e si forma il ${}^7\text{Be}$. A questo punto si separano le catene PPII e PPIII. La prima prosegue con la cattura di un elettrone e con un decadimento β^+ che trasforma il ${}^7\text{Be}$ in ${}^7\text{Li}$ e poi, con l'aggiunta di un altro protone, si forma il ${}^8\text{Be}$, che si separerà infine in due atomi di ${}^4\text{He}$; la seconda invece prosegue con una cattura di un protone per la formazione del ${}^8\text{B}$ che per decadimento β^+ diventa ${}^8\text{Be}$ che si separa infine in $2\ {}^4\text{He}$.

I tempi caratteristici e i contributi energetici di ogni reazione sono riportati nella Tabella 2.1; l'apporto totale di energia, la temperatura di regime e la percentuale di perdita di energia dovuta ai neutrini sono riportati invece nella Tabella 2.2.

Tabella 2.1: Reazioni nelle catene PPI, PPII e PPIII

| Reazione | Energia [MeV] | Tempo | Catena |
|---|---------------|-----------------------------|------------------|
| ${}^1\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu$ | +1.44 - 0.26 | $1.4 \times 10^9\text{ yr}$ | PPI, PPII, PPIII |
| ${}^2\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ | +5.49 | 6 sec | PPI, PPII, PPIII |
| ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^1\text{H} + {}^1\text{H}$ | +12.85 | 10^6 yr | PPI |
| ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$ | +1.59 | 10^6 yr | PPII, PPIII |
| ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu$ | +0.86 - 0.80 | 0.4 yr | PPII |
| ${}^7\text{Li} + {}^1\text{H} \rightarrow 2\ {}^4\text{He} + \gamma$ | +17.35 | 6 min | PPII |
| ${}^7\text{Be} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$ | +0.135 | 66 yr | PPIII |
| ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu$ | +18.07 - 7.20 | 1 sec | PPIII |
| ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\ {}^4\text{He} + \gamma$ | | | |

Fonte: Cester, Corso di astrofisica [3]

Tabella 2.2: Riassunto catene PP

| Reazione | Energia totale | Temperatura regime | Perdite per neutrini |
|----------|-------------------|---------------------|----------------------|
| PP I | 26.60MeV | $8\ 10^6\text{K}$ | 2% |
| PP II | 25.67MeV | $1.5\ 10^7\text{K}$ | 4% |
| PP III | 19.30MeV | $2\ 10^7\text{K}$ | 28% |

Fonte: Cester, Corso di astrofisica [3]

Dalla Tabella 2.2 si può notare come il contributo totale di energia cambi, nonostante il difetto in massa sia lo stesso per tutte e 3 le catene³. Questo è dovuto alla perdita di energia per neutrini che varia per ogni catena e dalla diversa produzione di γ da annichilamento e^+ e e^- .

I 3 canali hanno probabilità diverse di avvenire sulla base della temperatura e dell'abbondanza di ${}^3\text{He}$ e ${}^4\text{He}$. Infatti la reazione che unisce ${}^3\text{He}$ e ${}^4\text{He}$ per formare il ${}^7\text{Be}$ diventa possibile quando l'elio è sufficientemente abbondante e a partire da una temperatura $T = 1.5\ 10^7\text{K}$. Inoltre con l'aumentare della temperatura il ${}^7\text{Be}$ si ionizza e

³Reazione netta: $4\ {}^1\text{H} \rightarrow {}^4\text{He}$. Calcolando il difetto di massa e di conseguenza l'energia risulta: $m_{\text{H}} = 1.67\ 10^{-24}\text{g}$, $m_{\text{He}} = 6.645\ 10^{-24}\text{g} \Rightarrow \Delta m = 0.035\ 10^{-24}\text{g} \Rightarrow E = \Delta mc^2 = 22\text{MeV}$

di conseguenza diventa più probabile la catena PPIII, che cattura un protone, piuttosto che la PPII, che cattura un elettrone. Perciò per $T > 2 \cdot 10^7 K$ la PPIII prevale. Tali andamenti sono descritti nella Figura 2.2.

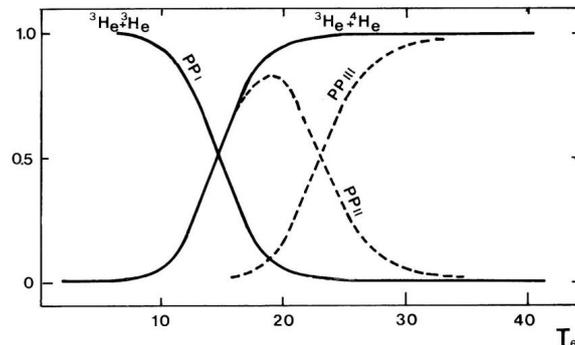


Figura 2.2: Andamento delle 3 catene al variare di T in unità di $10^6 K$. Il grafico è realizzato nell'ipotesi che l'abbondanza di H e di He siano $X=Y=0.5$ e la densità sia $\rho = 10^2 g/cm^3$. Si nota come la PPI sia dominante fino a $T = 14 \cdot 10^6 K$, poi prevale la PPII fino a $T = 23 \cdot 10^6 K$, e infine la PPIII per temperature superiori. Fonte: Castellani, *Astrofisica stellare* [2].

Conoscere le temperature di regime delle diverse catene e riuscire a determinare quale catena sia predominante in una stella permette di conoscere con precisione la temperatura interna nel nucleo della stella. Per questo motivo lo studio dei neutrini solari è stato fondamentale per conoscere meglio la struttura della nostra stella.

2.2 Ciclo CNO

Un altro modo per formare l'elio partendo dall'idrogeno è attraverso il ciclo CNO, che utilizza carbonio C , azoto N e ossigeno O come catalizzatori, ovvero come elementi che permettono alla reazione di avvenire e che quindi devono già essere presenti nella struttura stellare. Il ciclo può partire da un elemento qualsiasi tra i catalizzatori e necessita una temperatura più alta rispetto alle catene P-P ($T > 1.7 \cdot 10^7 K$) in quanto la barriera coulombiana è maggiore; nella Figura 2.3 la descrizione del ciclo parte dal ${}^{12}C$ e prosegue in senso antiorario. Il ciclo si suddivide in due, il ciclo principale e quello secondario.

Si parte quindi dal ${}^{12}C$ che interagisce col 1H per formare ${}^{13}N$ ed emettere un raggio gamma. L'azoto decade in ${}^{13}C$ tramite decadimento β^+ che porta all'emissione di un positrone e di un neutrino. In seguito il carbonio reagisce con un altro 1H per formare ${}^{14}N$ ed emettere un raggio gamma. Questo, combinatosi con un terzo 1H , forma ${}^{15}O$ che, con un altro decadimento β^+ , porta alla formazione del ${}^{15}N$, il quale si unirà infine con il quarto 1H per la formazione di un 4He e del ${}^{12}C$. A questo punto il ciclo ricomincia. In totale quindi sono stati utilizzati 4 atomi di idrogeno per formare 1 atomo di elio.

Con una probabilità di circa 4 volte su 10^4 , dopo la formazione di ${}^{15}N$, l'aggiunta del quarto 1H dà origine al ${}^{16}O$. Questo reagisce con un quinto 1H per formare ${}^{17}F$ che per decadimento β^+ si trasforma in ${}^{17}O$. La cattura di un sesto 1H porta ad ottenere un primo atomo di 4He e del ${}^{14}N$. A questo punto il ramo secondario si riunisce a quello primario e il ciclo si conclude come sopra. In questo caso il ciclo completo utilizza 8 1H per formare 2 4He . Questo secondo ciclo diventa rilevante solo nel caso in cui l'ossigeno sia già presente nella struttura stellare, altrimenti è molto improbabile che avvenga.

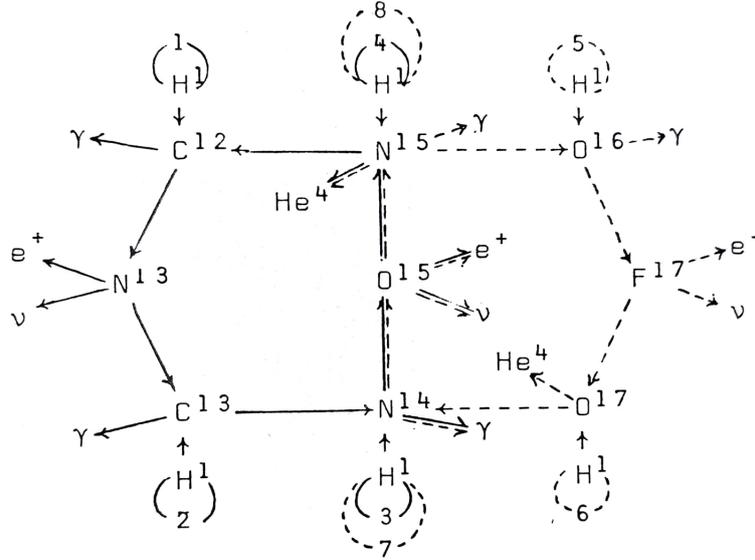


Figura 2.3: Ciclo CNO; a sinistra il ciclo principale, a destra tratteggiato il ciclo secondario
Fonte: Cester, Corso di astrofisica [3]

Il bilancio energetico totale nei due casi è:

$$E_{principale} = 25.02 \text{ MeV} \quad E_{secondario} = 24.91 \text{ MeV} \quad (2.1)$$

Tornando ad analizzare il ciclo principale, si può notare osservando i tempi caratteristici della Tabella 2.3 che la reazione che trasforma ^{14}N in ^{15}O ha il tempo caratteristico maggiore.

Tabella 2.3: Reazioni del ciclo CNO, ramo principale.
 In rosso il ramo veloce, in blu il ramo lento

| Reazione | Energia [MeV] | Tempo caratteristico |
|--|---------------|------------------------------|
| $^{12}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$ | 1.944 | $1.3 \cdot 10^7 \text{ yr}$ |
| $^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^+ + \nu$ | 2.221-0.710 | 7 min |
| $^{13}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{14}\text{N} + \gamma$ | 7.550 | $2.6 \cdot 10^6 \text{ yr}$ |
| $^{14}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$ | 7.293 | $3.2 \cdot 10^8 \text{ yr}$ |
| $^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + e^+ + \nu$ | 2.761-1.000 | 82 sec |
| $^{15}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^4\text{He}$ | 4.965 | $1.1 \cdot 10^5 \text{ sec}$ |

Fonte dei dati: Cester, Corso di astrofisica [3]

Questo porta alla suddivisione del ciclo principale in due rami, uno veloce e uno lento, che ha come conseguenza l'accumulo di ^{14}N (vedi Figura 2.4 (a)). Il ciclo CNO e i diversi tempi caratteristici delle singole reazioni quindi modificano le abbondanze relative dei vari elementi catalizzatori. In particolare una volta che il ciclo sarà a regime, il carbonio diminuisce la sua abbondanza relativa, mentre per l'azoto aumenta. Questo fatto è molto importante perchè se si conoscono le abbondanze relative si può avere un'informazione sul processo avvenuto e ricostruire lo sviluppo evolutivo di una stella. Inoltre in una situazione di equilibrio, che quindi presuppone che il tasso con cui un dato isotopo scompare in una reazione è uguale al tasso con cui è stato generato dalla reazione precedente, allora il rapporto dei tempi di vita medi di tali isotopi dovrebbero essere pari al rapporto delle

abbondanze relative degli isotopi. Ad esempio:

$$\frac{^{12}\text{C}}{^{13}\text{C}} = 4.6 \quad \frac{^{14}\text{N}}{^{15}\text{N}} = 2900 \quad (2.2)$$

Ovviamente i tempi di vita medi e le abbondanze relative degli elementi all'equilibrio variano con la temperatura, come si nota dalle Figure 2.4 (c), (b).

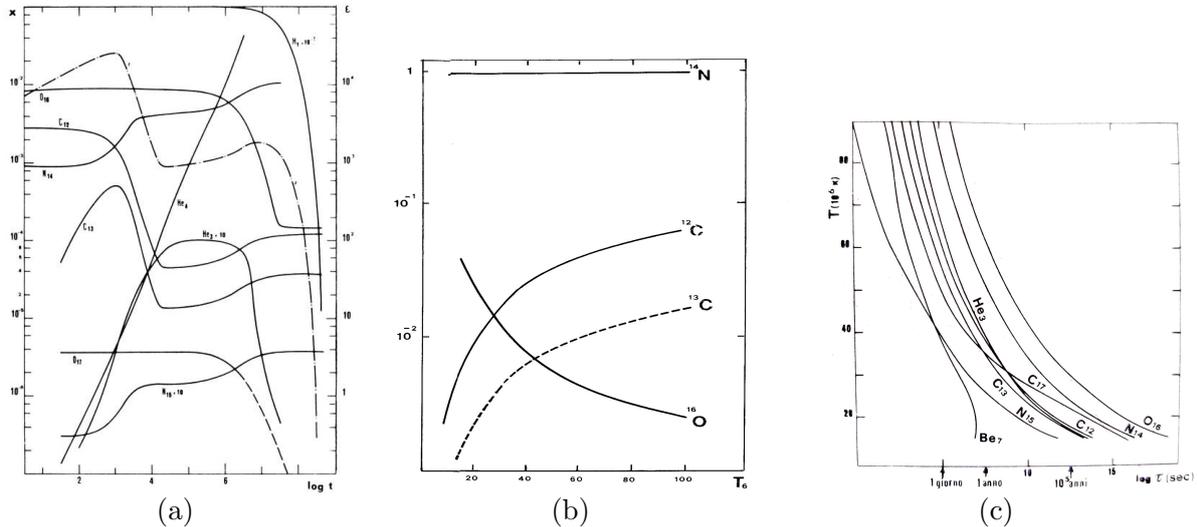
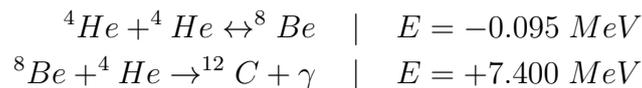


Figura 2.4: Ciclo CNO: (a) variazione abbondanze all'aumentare del tempo per $T = 3 \cdot 10^7 K$; (b) variazione abbondanze relative all'equilibrio in funzione della temperatura; (c) variazione dei tempi caratteristici con la temperatura. *Fonte: Castellani, Astrofisica stellare [2].*

2.3 Processi 3α

Quando nell'interno della struttura stellare tutto l'idrogeno sarà stato trasformato in elio, allora inizierà il processo di combustione dell'elio in carbonio, $3 \text{ } ^4\text{He} \rightarrow \text{ } ^{12}\text{C}$. Affinché tale processo abbia inizio è necessario che la temperatura interna superi i $10^8 K$. Questo avviene (solo se la stella è sufficientemente massiva) perchè, terminata la fusione nucleare dell'idrogeno, la stella cessa di produrre energia per reazioni nucleari e l'unico contributo in energia che rimane è quello gravitazionale, di conseguenza inizia una fase di contrazione gravitazionale con un tempo di scala termodinamico che causa l'aumento della temperatura.

Lo schema di fusione dell'elio è il seguente:



L'energia totale generata da questa reazione è quindi $E = 7.305 \text{ MeV}$. Si può notare come la prima reazione sia risonante, in quanto il tempo di decadimento del ^8Be è molto breve, circa $10^{-16} s$, per cui è un elemento molto instabile che tende a separarsi subito nei due atomi di elio 4 . La seconda reazione perciò è possibile solo se l'abbondanza di elio è

⁴Si può verificare dalla Figura 1.4 come non esista un nucleo stabile con $A = 8$, per cui il berillio ha un tempo di decadimento molto breve.

tale che il berillio riesca a reagire con un altro atomo di elio prima di decadere.

$$\frac{{}^8\text{Be}}{{}^4\text{He}} = \frac{1}{10^{10}} \quad (2.3)$$

Un altro modo per favorire la seconda reazione è aumentando la temperatura, che causa due effetti che favoriscono la cattura della terza particella α :

1. Aumenta la velocità di reazione $\alpha + \alpha$ e di conseguenza aumenta la concentrazione di ${}^8\text{Be}$.
2. Si attenuano gli effetti coulombiani nella ${}^8\text{Be} + \alpha$, aumentando la probabilità di reazione.

2.4 Reazioni pre-sequenza

Esistono altre reazioni che possono avere luogo a temperature inferiori rispetto all'innesco delle catene P-P. Queste coinvolgono elementi più pesanti dell'elio che devono essere già presenti nell'interno stellare, come litio, berillio o boro.

Tabella 2.4: Principali reazioni pre-sequenza

| Reazione | Temperatura [$10^6 K$] |
|--|--------------------------|
| ${}^2\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ | 0.54 |
| ${}^6\text{Li} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ | 2.00 |
| ${}^7\text{Li} + {}^1\text{H} \rightarrow 2 {}^4\text{He}$ | 2.40 |
| ${}^9\text{Be} + 2 {}^1\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + 2 {}^4\text{He}$ | 3.2 |
| ${}^{10}\text{B} + 2 {}^1\text{H} \rightarrow 3 {}^4\text{He}$ | 4.9 |
| ${}^{11}\text{B} + {}^1\text{H} \rightarrow 3 {}^4\text{He}$ | 4.7 |

Fonte dei dati: Cester, Corso di astrofisica [3]

Il risultato di queste reazioni sono tutti isotopi dell'elio. Di conseguenza nel momento in cui iniziano le reazioni di fusione dell'idrogeno, si sa con certezza che tutti gli elementi originali più pesanti sono già stati convertiti in elio, elemento di particolare importanza sia per le catene P-P, che per la 3α , indispensabile per la produzione degli elementi più pesanti.

2.5 Rate di energia

Un parametro importante nella caratterizzazione degli interni stellari è ε , che indica il tasso di produzione di energia per grammo e per secondo ed è legato all'energia prodotta per ogni ciclo di reazioni per il numero di reazioni che avvengono.

$$\varepsilon = \sum \frac{\text{energia prodotta}}{\text{reazione}} \frac{N \text{ reazioni}}{\text{cm}^3 \text{ sec}} \frac{\text{cm}^3}{g} \quad (2.4)$$

Riprendendo la Formula 1.7, la caratterizzazione del parametro ε può essere riscritta nel seguente modo:

$$\varepsilon = \sum_{i=1}^n E_i x_1 x_2 c_i \rho T^{-2/3} e^{-1.89(\frac{E_0}{kT})^{1/3}} \quad (2.5)$$

dove E_i indica l'energia per ogni reazione all'interno di una catena.

Nel caso delle reazioni di combustione dell'idrogeno e dell'elio si ricavano le seguenti espressioni:

$$\varepsilon_{pp} = 2.36 \times 10^6 \rho X_H^2 T_6^{-2/3} e^{-33.81/T_6^{1/3}} \Phi(T) \quad (2.6)$$

$$\varepsilon_{CN} = 7.21 \times 10^{27} \rho X_H Z_{CN} T_6^{-2/3} e^{-153.31/T_6^{1/3}} \Phi(T) \quad (2.7)$$

$$\varepsilon_{3\alpha} = 3.5 \times 10^{17} \rho^2 Y^3 T_6^{-3} e^{-4320/T_6} \Phi(T) \quad (2.8)$$

dove la temperatura è espressa in milioni di gradi Kelvin, $\Phi(T)$ è il fattore di schermo degli elettroni precedentemente escluso dalla trattazione. Si può notare come per tutti e 3 i casi ε dipenda dalle abbondanze dei reagenti X_H , Y e Z_{CN} , necessari per far avvenire le reazioni, e dalle condizioni ambientali di densità e temperatura. In particolare il processo 3α dipende fortemente dall'abbondanza di elio, e ciò è in accordo con quanto detto precedentemente sulla difficoltà di formare il ^{12}C data la forte instabilità del 8Be .

Nella Figura 2.5 sono rappresentati gli andamenti del rate di energia per i 3 processi presi in esame. Si possono notare le temperature in cui un processo risulta dominante rispetto agli altri, che corrispondono con i valori precedentemente esposti: a circa $1.8 \cdot 10^7 K$ il ciclo CNO diventa predominante, mentre solo a circa $10^8 K$ inizia il processo 3α .

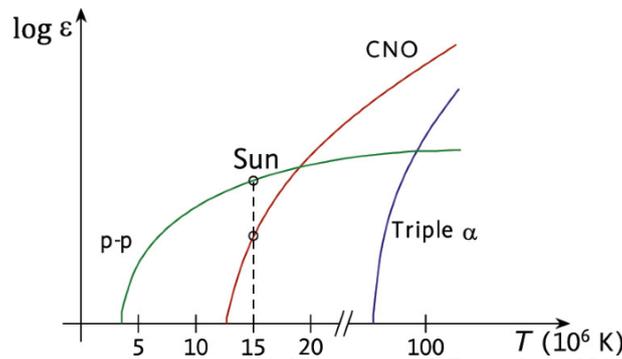


Figura 2.5: Andamento rate di energia delle catene PP, ciclo CNO e processo 3α in scala logaritmica in funzione della temperatura normalizzata a $10^6 K$. Nel grafico è presente anche la posizione attuale del Sole data la sua temperatura nel nucleo di circa 15 milioni di gradi.

Fonte: Horvath, *High-Energy Astrophysics*[8]

È possibile semplificare queste espressioni nell'ipotesi in cui si considerino solo limitati intervalli di temperatura, ottenendo una relazione del tipo $\varepsilon = \varepsilon_0 \rho T^\nu$ con $\nu = \left(\frac{d \ln \varepsilon}{d \ln T}\right)_\rho$. Di conseguenza l'esponente è anch'esso dipendente dalla temperatura. Il risultato finale di tale approssimazione è il seguente:

| | |
|--|-----------------------------------|
| $\varepsilon_{pp} = \varepsilon_1 \rho X_H^2 T_6^{\nu_{pp}}$ | con $\nu_{pp} \in [3.5 - 6]$ |
| $\varepsilon_{CN} = \varepsilon_2 \rho X_H Z_{CN} T_6^{\nu_{CN}}$ | con $\nu_{CN} \in [13 - 20]$ |
| $\varepsilon_{3\alpha} = \varepsilon_3 \rho^2 Y^3 T_8^{\nu_{3\alpha}}$ | con $\nu_{3\alpha} \in [20 - 30]$ |

Capitolo 3

Applicazioni astrofisiche

3.1 Interni stellari

Le equazioni 2.5 appena ricavate sono fondamentali per capire la struttura di una stella¹. Una prima considerazione è che la temperatura interna cresce all'aumentare della massa di una stella, per cui nelle stelle più massive ($M > 1.2M_{\odot}$) predomina il ciclo CNO. Inoltre è possibile stabilire che se predomina il ciclo CNO allora la stella avrà un nucleo convettivo. Questo deriva proprio dalla dipendenza molto stretta di ε con la temperatura. Infatti in questo caso, data una certa T , avremo che $\varepsilon_{CN} \gg \varepsilon_{pp}$. Si definiscono le seguenti relazioni che esprimono rispettivamente il bilancio energetico, il gradiente radiativo e il criterio di Schwarzschild:

$$(a) \frac{dL_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho \varepsilon \quad (b) \left. \frac{dT}{dr} \right|_{\text{rad}} = -\frac{3\kappa\rho}{4acT^3} \cdot \frac{L_r}{4\pi r^2} \quad (c) \nabla_{\text{rad}} > \nabla_{\text{ad}} \quad (3.1)$$

Se ε cresce allora aumenta dL/dr e di conseguenza anche il gradiente radiativo, tanto da soddisfare il criterio di Schwarzschild e innescare i moti convettivi. Per cui una stella con $M > 1.2M_{\odot}$ avrà un nucleo convettivo e un involucro radiativo, mentre per $M < 1.2M_{\odot}$ il nucleo sarà radiativo e il mantello convettivo².

3.2 Neutrini solari

Lo studio dei neutrini solari ad oggi è di fondamentale importanza per capire con esattezza l'interno della nostra stella in quanto sono l'unico modo che permette di studiare l'interno del Sole in maniera diretta. Essi vengono creati nel nucleo del Sole dalle reazioni termonucleari, tramite i decadimenti β^+ (vedi Tabelle 2.1 e 2.3) e contribuiscono a una perdita di energia praticamente istantanea. Infatti grazie alla loro scarsa interazione con la materia riescono ad attraversare l'interno del Sole e a raggiungere la Terra in soli 8 minuti dal momento in cui vengono creati, viaggiando quindi alla velocità della luce. Di conseguenza sono l'unico modo che permette di studiare l'interno del Sole in maniera diretta. Riuscire a misurare il flusso dei neutrini, e in particolare riuscire a distinguere i diversi tipi di neutrini generati dalle singole reazioni, permette di stabilire con precisione la temperatura interna del nucleo e la sua composizione chimica.

Standard Solar Model (SSM) e il problema della composizione solare

Il Modello Solare Standard è basato sul principio dell'equilibrio idrostatico, i meccanismi di trasporto di energia e le reazioni termonucleari. Combinando questi principi con i

¹Si parla di stelle in sequenza principale e che quindi sono nella fase di bruciamento dell'idrogeno.

²Più precisamente la stella sarà totalmente convettiva se $M < 0.3M_{\odot}$.

parametri solari osservabili è possibile fare delle previsioni sugli interni stellari, come ad esempio sul flusso dei neutrini.

Uno degli input per la costruzione del SSM è la metallicità, che esprime la percentuale di elementi diversi da idrogeno e elio. Ad oggi esistono due modelli differenti: alta-metallicità e bassa-metallicità. Questi due modelli predicono flussi di neutrini diversi. In particolare se la metallicità è alta allora ci si aspetta un flusso maggiore di neutrini generati dal ciclo CNO, sia per la maggiore abbondanza dei catalizzatori, sia perchè aumenta anche l'opacità legata a tali elementi. L'opacità regola il gradiente radiativo (vedi Formula 3.1(b)) che indica la variazione di temperatura in funzione del raggio. Se l'opacità aumenta allora la temperatura del nucleo è più alta, e di conseguenza cambieranno i rate delle diverse reazioni e quindi dei flussi di neutrini generati. Per questo motivo riuscire a rilevare i neutrini prodotti dal ciclo CNO può essere indicativo della temperatura interna e portare alla risoluzione del problema della composizione solare.

Origine e flussi dei neutrini

Mentre la stima totale del flusso di neutrini è facilmente ottenibile e dipende dal SSM, separare i singoli spettri (che non dipendono dal SSM) per ogni tipologia di neutrino risulta essere molto più complicato. Si possono distinguere i diversi neutrini sulla base della reazione nella quale vengono generati e la sovrapposizione dei diversi spettri rende difficile valutare i singoli contributi (vedi Figura 3.1).

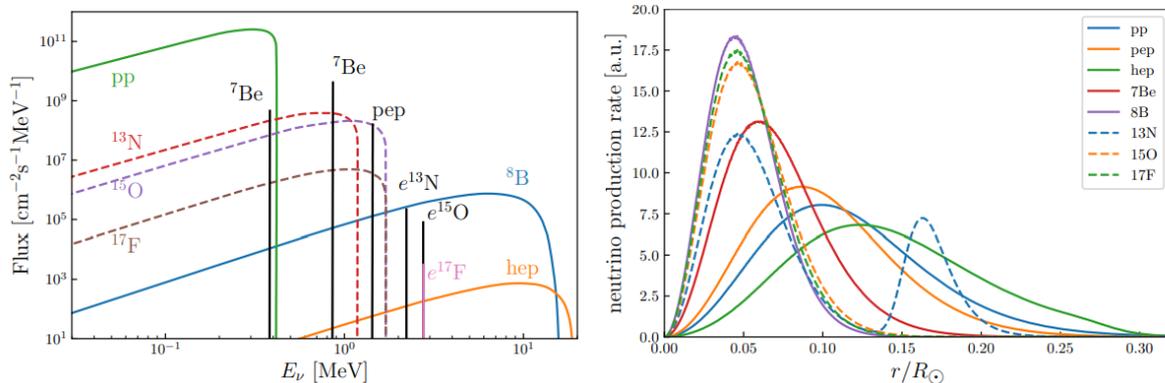


Figura 3.1: A sinistra gli spettri dei neutrini solari, a destra il rate di produzione in funzione del raggio normalizzato al raggio solare.

Si può notare come lo spettro dei neutrini pp (ovvero generati dalla reazione $p + p \rightarrow D + e^+ + \nu$) è quello con un cut-off a energia minore. Di conseguenza sono necessarie tecniche molto precise e avanzate per poter rilevare tali neutrini. Inoltre è necessario specificare che nel Sole si stima che il flusso totale derivi per il 99% dai neutrini prodotti dalle catene PP, mentre solo l'1% dal ciclo CNO. Perciò rilevare i neutrini del ciclo CNO è molto difficile data la bassissima percentuale. Questi erano i principali obiettivi dell'esperimento Borexino.

3.2.1 Rilevamento di neutrini e esperimento Borexino

Nel rilevamento dei neutrini bisogna tenere in considerazione due aspetti importanti: il sito geografico dell'esperimento e il metodo utilizzato.

La sede dell'esperimento è importante perchè le energie dei neutrini sono della stessa scala di molti decadimenti radioattivi di isotopi instabili prodotti dal flusso continuo di raggi

cosmici provenienti dall'esterno. Di conseguenza si preferisce scegliere un ambiente che schermi i raggi cosmici, come possono essere i fondali marini o l'interno delle montagne, e un ambiente il più possibile puro da elementi che possono decadere.

I metodi che possono essere utilizzati sono: il metodo radiochimico, basato sul decadimento di elementi radioattivi colpiti da neutrini, il metodo Cherenkov, basato sul rilevamento della luce generata da un muone prodotto dall'interazione di un neutrino con l'acqua, e lo scintillatore liquido.

Su quest'ultimo si basa l'esperimento Borexino, realizzato nei Laboratori Nazionali del Gran Sasso e rimasto attivo dal 2007 al 2021. Esso utilizza appunto il metodo dello scintillatore liquido che consiste nell'interazione di un neutrino con un elettrone che va a eccitare le molecole del liquido scintillante che a loro volta rilasciano fotoni visibili, raccolti da fotomoltiplicatori. Per fare ciò è necessario ricreare un ambiente con radioattività bassissima, e di fatto questo è l'esperimento che ha raggiunto i livelli più bassi in assoluto, pari a 1 atomo contaminante su 10^{18} .

Tabella 3.1: Flussi dei neutrini solari previsti dai modelli solari standard ad alta e bassa metallicità, e i flussi effettivi misurati da Borexino. Nella prima colonna è indicato l'ordine di grandezza, accanto a ciascuna reazione.

| Flusso [$cm^{-2}s^{-1}$] | SSM (alta Z) | SSM (bassa Z) | Borexino |
|------------------------------|-----------------|-----------------|---------------------------------|
| $\Phi(pp)$ [10^{10}] | 5.98 ± 0.04 | 6.03 ± 0.03 | $6.1 \pm 0.5^{+0.3}_{-0.5}$ |
| $\Phi(pep)$ [10^8] | 1.44 ± 0.01 | 1.47 ± 0.01 | $1.27 \pm 0.19^{+0.08}_{-0.12}$ |
| $\Phi(hep)$ [10^3] | 7.98 ± 2.39 | 8.22 ± 2.48 | < 23 |
| $\Phi(^7Be)$ [10^9] | 4.93 ± 0.30 | 4.50 ± 0.27 | $4.99 \pm 0.11^{+0.06}_{-0.08}$ |
| $\Phi(^8B)$ [10^6] | 5.46 ± 0.66 | 4.50 ± 0.54 | $5.25 \pm 0.16^{+0.11}_{-0.13}$ |
| $\Phi(^{13}N)$ [10^8] | 2.78 ± 0.42 | 2.04 ± 0.29 | — |
| $\Phi(^{15}O)$ [10^8] | 2.05 ± 0.35 | 1.44 ± 0.23 | — |
| $\Phi(^{17}F)$ [10^6] | 5.29 ± 1.06 | 3.26 ± 0.59 | — |
| $\Phi(CNO_{tot})$ [10^8] | 4.88 ± 0.78 | 3.51 ± 0.53 | $6.7^{+1.2}_{-0.8}$ |

Fonti da articoli: *Solar neutrinos*[4] e *The relevance of pp-chain and CNO-cycle neutrino measurements for solar physics*[11]

I principali risultati ottenuti sono stati il rilevamento con grande accuratezza dei neutrini pp e nel 2020 per la prima volta in assoluto anche il rilevamento dei neutrini del ciclo CNO, confermando così i meccanismi di produzione di energia nel Sole. Inoltre i risultati dei neutrini del ciclo CNO sembrano ad oggi confermare l'ipotesi del SSM con alta metallicità, anche se il problema è ancora aperto e dipenderà da osservazioni più precise che saranno fatte in futuro.

Conclusione

Dunque le reazioni termonucleari sono di fondamentale importanza nello studio dell'astrofisica stellare in quanto forniscono una risposta a quale sia la fonte di energia principale in una stella. Conoscerne i meccanismi specifici, e in particolare conoscere le temperature di regime e i rate di energia per le catene PP, il ciclo CNO e tutte le altre reazioni, permette di descrivere con precisione gli interni stellari. Inoltre grazie al rilevamento dei neutrini oggi si hanno molte più informazioni che permettono di migliorare i modelli e arrivare a una conoscenza più profonda della struttura stellare.

Appendice A

Reazioni successive alla 3α e basi dell'evoluzione stellare

Man mano che la temperatura del nucleo di una stella aumenta, cominciano reazioni successive alla 3α che formano elementi via via più pesanti.

In contemporanea al processo 3α , data l'alta concentrazione di ${}^4\text{He}$, e una volta raggiunta $T \sim 5 \cdot 10^8 \text{ K}$, inizia il processo della cattura α , responsabile della formazione degli elementi α . Questo processo, se la stella è abbastanza massiva e se la temperatura cresce fino a $T \sim 10^9 \text{ K}$, porta alla formazione del ${}^{56}\text{Ni}$ che tramite 2 decadimenti β^+ si trasforma in ${}^{56}\text{Fe}$, che stabilisce il termine delle reazioni esoenergetiche.

Una volta terminata la combustione dell'elio, diventano possibili le reazioni di combustione del carbonio a partire da $T \sim 8 \cdot 10^8 \text{ K}$, e successivamente dell'ossigeno da $T \sim 2 \cdot 10^9 \text{ K}$. A tali temperature molto alte è possibile che avvenga il fenomeno della fotodisintegrazione α , che ad esempio a partire dal ${}^{28}\text{Si}$ rompe i legami andando a formare elementi via via più leggeri e liberando ad ogni reazione una particella α . Nella Tabella A.1 sono descritte tutte le reazioni nel dettaglio con i diversi prodotti che possono crearsi per ognuna e con le temperature caratteristiche.

Tabella A.1: Reazioni successive alla 3α e relative temperature tipiche

| Processo | Reazioni principali | Temperatura tipica [K] |
|---|---|---|
| Cattura α | ${}^{12}\text{C} + \alpha \rightarrow {}^{16}\text{O} + \gamma$ | da $\sim 6 \times 10^8$ a $\sim 5 \times 10^9$ |
| | ${}^{16}\text{O} + \alpha \rightarrow {}^{20}\text{Ne} + \gamma$ | |
| | ... | |
| | ${}^{48}\text{Ti} + \alpha \rightarrow {}^{52}\text{Cr} + \gamma$ | |
| | ${}^{52}\text{Cr} + \alpha \rightarrow {}^{56}\text{Ni} + \gamma$ | |
| Bruciamento C | ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{20}\text{Ne} + \alpha$ | $\sim 7-8 \times 10^8$ |
| | ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{23}\text{Na} + p$ | |
| Bruciamento O | ${}^{16}\text{O} + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{28}\text{Si} + \alpha$ | $\sim 2 \times 10^9$ |
| | ${}^{16}\text{O} + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{31}\text{P} + p$ | |
| Bruciamento Si (Fotodisintegrazione) | $\gamma + {}^{28}\text{Si} \rightarrow {}^{24}\text{Mg} + \alpha$ | $\sim 2.3 \times 10^9$ |
| | $\gamma + {}^{24}\text{Mg} \rightarrow {}^{20}\text{Ne} + \alpha$ | |
| | $\gamma + {}^{20}\text{Ne} \rightarrow {}^{16}\text{O} + \alpha$ | |
| | $\gamma + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \alpha$ | |
| | $\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ | |

Fonte dei dati: Castellani, *Astrofisica stellare*[2]

A questo punto è possibile delineare lo sviluppo evolutivo di una stella. In linea di principio ci si aspetta che la stella evolva alternando una fase di bruciamento di un dato elemento tramite le reazioni nucleari e un periodo di contrazione gravitazionale che porta la stella ad aumentare la temperatura interna e a permettere l'avvio della reazione successiva.

La stella si andrà quindi a stratificare in quanto ogni reazione, una volta esaurito il combustibile nelle zone centrali, creerà una shell con i prodotti attorno al nucleo che faranno da combustibile per le reazioni successive solo se si trovano in una zona con la temperatura adatta. Altrimenti la reazione successiva non avviene e si ha quindi una stratificazione di quell'elemento.

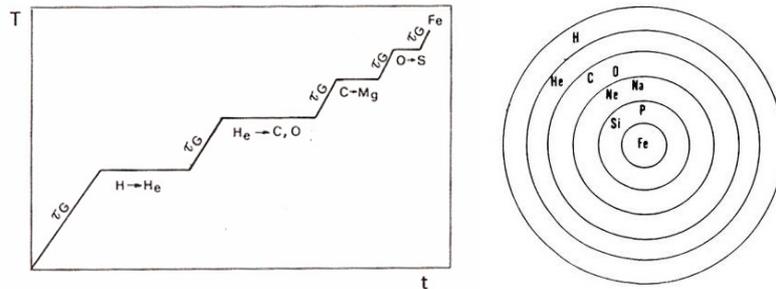


Figura A.1: A sinistra l'evoluzione temporale: τ_G è il tempo di Kelvin-Helmholtz durante il quale T cresce, mentre durante le reazioni $T = \text{cost}$; a destra la struttura a strati nella fase finale di una stella molto massiva. *Fonte: Castellani, Astrofisica stellare [2].*

Si può notare dalla Figura A.1 come gli intervalli di tempo in scala termodinamica e di tempo in scala termonucleare diminuiscono man mano che si passa alle reazioni degli elementi più pesanti. Questo avviene perché l'energia generata dalle reazioni deve sopperire alle perdite di energia per irraggiamento e per produzione di neutrini. Man mano che si creano elementi più pesanti il contributo energetico di ogni reazione diminuisce e di conseguenza per bilanciare le perdite per irraggiamento, il bruciamento sarà molto più veloce. Inoltre le perdite di energia per neutrini aumentano e di conseguenza il fabbisogno energetico per mantenere in equilibrio la stella aumenta considerevolmente. Questo riduce ulteriormente i tempi caratteristici delle combustioni avanzate, fino al punto in cui la stella si trova in una fase finale di contrazione continua.

Quando termina questo alternarsi di fasi? Il tutto dipende dalla massa iniziale della stella. Infatti la contrazione del gas può portare a un fenomeno detto degenerazione: quando si raggiungono dei valori di densità e temperatura caratteristici, il gas smette di comportarsi come gas perfetto e diventa gas degenere. A questo punto la pressione non dipende più dalla temperatura e la contrazione è arrestata dalla pressione degli elettroni per cui non si riesce a raggiungere la temperatura necessaria per iniziare la reazione nucleare successiva. In questo modo l'evoluzione termina. Minore è la massa della stella, prima viene raggiunta questa condizione di degenerazione. Per cui ad esempio per $M < 0.1M_\odot$ gli elettroni degenerano ancora prima di raggiungere le temperature di fusione dell'idrogeno. Per $0.1M_\odot < M < 0.5M_\odot$ la degenerazione viene raggiunta prima dell'inizio delle reazioni di combustione dell'elio; per $0.5M_\odot < M < 2M_\odot$ l'elio viene bruciato in carbonio e poi si arresta l'evoluzione; per $2M_\odot < M < 8M_\odot$ il carbonio brucia parzialmente dopodiché le reazioni si interrompono e infine per $M > 8M_\odot$ si innescano le reazioni successive fino alla formazione del ^{56}Fe : a questo punto il collasso è inevitabile e la stella esplose in una supernova.

Bibliografia

- [1] B. W. Carroll e D. A. Ostlie. *An Introduction to Modern Astrophysics*. 2^a ed. Pearson International Edition, 2007.
- [2] V. Castellani. *Astrofisica stellare, I fondamenti fisici dell'interpretazione evolutiva di stelle e galassie*. Zanichelli, 1990.
- [3] B. Cester. *Corso di astrofisica*. Ulrico Hoepli, 1984.
- [4] Shaomin Chen e Xun-Jie Xu. *Solar neutrinos*. 2025. arXiv: 2501.09971 [hep-ph]. URL: <https://arxiv.org/abs/2501.09971>.
- [5] F. R. Ferraro. *Astrofisica stellare*. Slide e appunti del corso. 2024.
- [6] F. R. Ferraro. *Figli delle stelle, Un viaggio tra spazio e tempo alla scoperta delle nostre origini e del nostro futuro*. Il Sestante, 2024.
- [7] F. R. Ferraro. *Stellar evolution*. Slide del corso. 2024.
- [8] J. E. Horvath. *High-Energy Astrophysics, A Primer*. Springer International Publishing, 2022.
- [9] A. Ianni. “Role of the CNO cycles in stars”. In: *The Sixteenth Marcel Grossmann Meeting. On Recent Developments in Theoretical and Experimental General Relativity, Astrophysics, and Relativistic Field Theories*. A cura di Remo Ruffino e Gregory Vereshchagin. Lug. 2023, pp. 2835–2839. DOI: 10.1142/9789811269776_0227.
- [10] Laboratori Nazionali del Gran Sasso. *Borexino*. Accessed: 2025-06-30. 2025. URL: <https://www.lngs.infn.it/it/borexino>.
- [11] F. L. Villante e A. M. Serenelli. “The relevance of pp-chain and CNO-cycle neutrino measurements for solar physics”. In: *The Sixteenth Marcel Grossmann Meeting. On Recent Developments in Theoretical and Experimental General Relativity, Astrophysics, and Relativistic Field Theories*. A cura di Remo Ruffino e Gregory Vereshchagin. Lug. 2023, pp. 2815–2834. DOI: 10.1142/9789811269776_0226.