

Alma Mater Studiorum – Università di Bologna

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Corso di Laurea in Astronomia

**PRINCIPALI REAZIONI TERMONUCLEARI
NELLE STELLE**

Tesi di Laurea

Presentata da:

Sophie Maria Mballa

Relatore:

Chiar.ma Prof.ssa Marcella Brusa

Anno accademico 2025/2026

Abstract

Questa tesi analizza le principali reazioni termonucleari che avvengono negli interni stellari. Dopo una breve introduzione di fisica nucleare, necessaria per comprendere l'innesco e il procedere delle reazioni, si esaminano i tre processi più rilevanti: la catena protone-protone (PP), il ciclo CNO e il processo 3α . Vengono poi introdotti i tassi di produzione energetica di queste reazioni, rendendo esplicita la loro forte dipendenza dalla temperatura. Infine, si discute il ruolo diagnostico di tali processi e, in particolare, dei flussi neutrinici da essi prodotti: questi ultimi hanno permesso di confermare l'effettivo avvenimento delle reazioni termonucleari nel nucleo stellare e di porre vincoli sulle proprietà della materia oscura che può accumularsi nel *core* del Sole.

Indice

Introduzione	1
1 Principi di Fisica Nucleare negli Interni Stellari	2
1.1 Le Interazioni Fondamentali negli Interni Stellari	2
1.2 Energia di Legame e Valle di Stabilità	2
1.3 Il Problema della Barriera Coulombiana	3
1.4 Processi di Decadimento e Cattura	4
2 I Meccanismi di Bruciatura dell'Idrogeno e dell'Elio	7
2.1 La Catena Protone-Protone (PP)	7
2.1.1 Catena PPI	7
2.1.2 Catena PP II	8
2.1.3 Catena PP III	8
2.2 Il Ciclo CNO	9
2.3 Il Processo 3α	10
2.4 Tasso di Produzione Energetica	11
3 I Neutrini come Sonda del <i>core</i> Solare	12
3.1 I Flussi Neutrinici	12
3.2 L'Esperimento Borexino e la Misura del Flusso Neutrinico	13
3.3 Impatto della Materia Oscura sul Profilo Termico e sulle Reazioni Nucleari	14
Conclusioni	15

Introduzione

Una stella è definita come una sfera di plasma autogravitante in equilibrio dinamico tra la propria attrazione gravitazionale e la pressione interna del gas. Essa è considerata una struttura in quasi-equilibrio, in quanto il tempo scala caratteristico necessario a produrre variazioni significative nella sua struttura è notevolmente superiore alla durata dello stadio evolutivo considerato.

I cambiamenti strutturali nell'evoluzione stellare avvengono infatti su tre regimi di tempi scala diversi. La condizione di quasi-equilibrio viene inizialmente raggiunta a seguito del collasso della nube protostellare, il quale avviene su tempi scala dinamici in assenza di una pressione in grado di bilanciare la gravità. La contrazione determina la conversione di energia potenziale gravitazionale in energia interna sotto forma di energia cinetica delle particelle, causando un progressivo innalzamento della temperatura, l'aumento della densità e dell'opacità, e la completa ionizzazione del gas. Quando la radiazione rimane intrappolata nel mezzo, l'aumento della pressione rallenta il collasso, portando la stella a evolvere su tempi scala termodinamici (di Kelvin-Helmholtz).

A questo punto, raggiunta la virializzazione della struttura, la temperatura al centro può aumentare fino a consentire l'innesco delle prime reazioni termonucleari di fusione dell'idrogeno in elio. L'energia prodotta dalle reazioni termonucleari contrasta la perdita energetica per irraggiamento superficiale e arresta la contrazione rapida; l'ulteriore evoluzione passa così sui tempi scala termonucleari, legati esclusivamente alla diminuzione del numero di particelle libere a causa del consumo del combustibile nucleare.

Le reazioni termonucleari diventano in questo modo il vero motore energetico ed evolutivo della stella. Esaurito l'idrogeno nel *core*, infatti, la stella riprende a contrarsi; il conseguente innalzamento termico può condurre all'innesco delle reazioni successive (come la fusione dell'elio), riportando temporaneamente la struttura su tempi scala termonucleari. L'alternanza tra fasi di contrazione e fasi di bruciatura nucleare scandisce la vita della stella, proseguendo fino alla formazione del nocciolo di ferro o all'insorgere della pressione di degenerazione elettronica, eventi che segnano l'arresto definitivo delle fusioni esotermiche.

1 Principi di Fisica Nucleare negli Interni Stellari

1.1 Le Interazioni Fondamentali negli Interni Stellari

I processi termonucleari che governano la vita e l'evoluzione delle stelle sono determinati dall'azione congiunta di tre delle quattro interazioni fondamentali della fisica:

- **Interazione Elettromagnetica:** Forza attrattiva o repulsiva a lungo raggio che si manifesta tra particelle cariche, unificando i fenomeni elettrostatici e magnetostatici quando le cariche sono in moto. Nelle reazioni di fusione è responsabile della repulsione coulombiana tra i nuclei.
- **Interazione Forte:** È la forza attrattiva a corto raggio ($\sim 10^{-13}$ cm) che tiene uniti i nucleoni (protoni e neutroni) all'interno del nucleo atomico, vincendo la repulsione elettrostatica tra cariche dello stesso segno.
- **Interazione Debole:** È definita debole poiché caratterizzata da una costante di accoppiamento inferiore rispetto a quella forte ed elettromagnetica. Regola i processi di conversione tra protoni e neutroni. Essi sono costituiti da quark: un neutrone è composto da due quark *down* e un quark *up* (*udd*), mentre un protone è formato da due quark *up* e un quark *down* (*uud*). L'interazione debole è l'unica in grado di cambiare il sapore dei quark, trasformando un quark *down* in uno *up* (convertendo un neutrone in protone) o viceversa. È inoltre responsabile di tutti i processi che coinvolgono i neutrini, poiché essi non possiedono né carica forte né carica elettromagnetica.

L'interazione gravitazionale, pur essendo fondamentale per la struttura globale della stella e per l'innesco delle condizioni di alta pressione e temperatura, risulta del tutto trascurabile a livello submicroscopico.

1.2 Energia di Legame e Valle di Stabilità

Ciascun nucleo atomico è caratterizzato da un numero atomico Z (numero di protoni), che identifica univocamente l'elemento chimico, e da un numero di neutroni N . Il numero di massa totale è dato da $A = Z + N$.

In una reazione di fusione nucleare è possibile definire l'energia di legame $E(Z, N)$ come l'energia corrispondente al difetto di massa tra la somma delle masse a riposo dei singoli nucleoni liberi e la massa a riposo del nucleo atomico legato:

$$E(Z, N) = [Zm_p + Nm_n - m(Z, N)] c^2 \quad (1)$$

Se l'energia di legame è positiva ($E(Z, N) > 0$), la reazione è *esotermica*: il nucleo sintetizzato possiede una massa inferiore rispetto ai suoi costituenti e la differenza di massa viene liberata sotto forma di energia cinetica dei prodotti e radiazione. Al contrario, se $E(Z, N) < 0$, la reazione è *endotermica* ed è necessario fornire energia al

sistema affinché il processo possa avvenire.

Risulta particolarmente utile considerare l'energia di legame media per nucleone, definita come:

$$\frac{E(Z, N)}{A} = \frac{E(Z, N)}{Z + N}$$

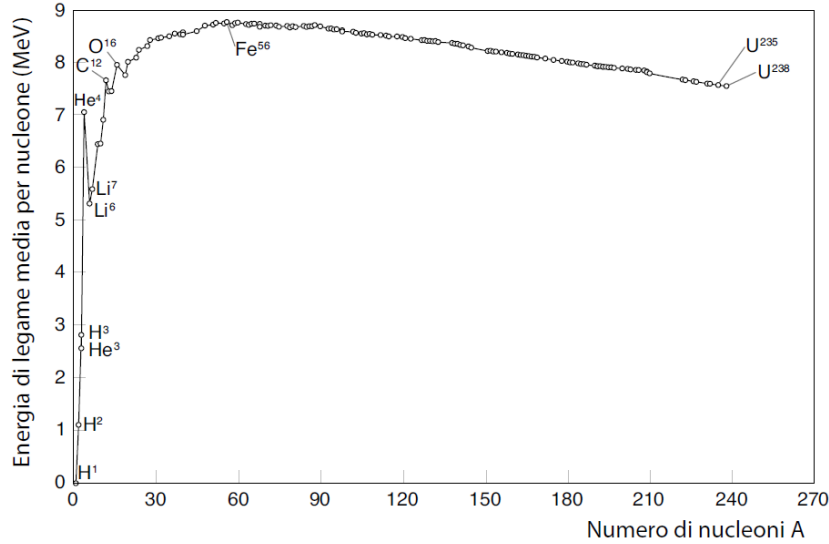


Figura 1: Curva dell'energia di legame per nucleone in funzione del numero di massa A . Fonte: Braibant S., Spurio M., Giacomelli G. *Particelle e Interazioni Fondamentali* [3]

Graficando l'energia di legame per nucleone in funzione del numero di massa A (Figura 1), si ottiene la curva di stabilità nucleare. Questa mostra un andamento inizialmente crescente con la massa, raggiungendo un picco in corrispondenza dell'elio (He^4) e un massimo in corrispondenza del ferro (Fe^{56}), per poi decrescere lentamente per elementi più pesanti. Questo andamento evidenzia come gli elementi del gruppo del ferro siano i più stabili in natura e stabilisce un limite fondamentale alle reazioni di fusione spontanea nelle stelle: le reazioni che sintetizzano elementi più pesanti del ferro non liberano energia, bensì la assorbono.

1.3 Il Problema della Barriera Coulombiana

Le stelle sono costituite da materia allo stato di plasma, ossia un gas completamente ionizzato di nuclei ed elettroni liberi. Affinché due nuclei possano fondersi, essi devono avvicinarsi a una distanza $r_0 \approx 10^{-13}$ cm (pari al raggio d'azione dell'interazione forte). A tale distanza, la repulsione elettrostatica determina una barriera di potenziale coulombiano pari a:

$$E_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0} \approx 1 \text{ MeV}$$

Se si confronta questo valore con l'energia cinetica media dei protoni alla temperatura

centrale tipica a cui avvengono le prime reazioni di fusione ($T \sim 10^7$ K):

$$E_T = \frac{3}{2} k_B T \approx 1 \text{ keV}$$

si nota come l'energia termica classica risulti inferiore alla barriera di ben tre ordini di grandezza. In un contesto puramente classico, la fusione richiederebbe dunque temperature superiori a $T \sim 10^9$ K, il che renderebbe impossibile il sostentamento energetico delle stelle. La fusione nucleare alle temperature stellari tipiche è resa possibile esclusivamente dall'effetto tunnel quantistico, combinato con la coda ad alta energia della distribuzione delle velocità di Maxwell-Boltzmann. Dalla sovrapposizione di questi due contributi si origina una funzione di probabilità confinata in uno stretto intervallo energetico, nota come *picco di Gamow*; il valore E_g in corrispondenza del massimo individua l'energia alla quale le reazioni di fusione avvengono con la massima probabilità. Superata la barriera coulombiana, la questione fondamentale diventa la stabilità del nucleo prodotto, ovvero la probabilità effettiva che i due nuclei diano origine a una struttura legata.

1.4 Processi di Decadimento e Cattura

La *valle di stabilità* indica la regione nel piano (N, Z) in cui si collocano i nuclei stabili, caratterizzati dal massimo valore dell'energia di legame per un dato numero di massa A . Come si osserva in figura 2, per gli elementi leggeri la stabilità si ottiene

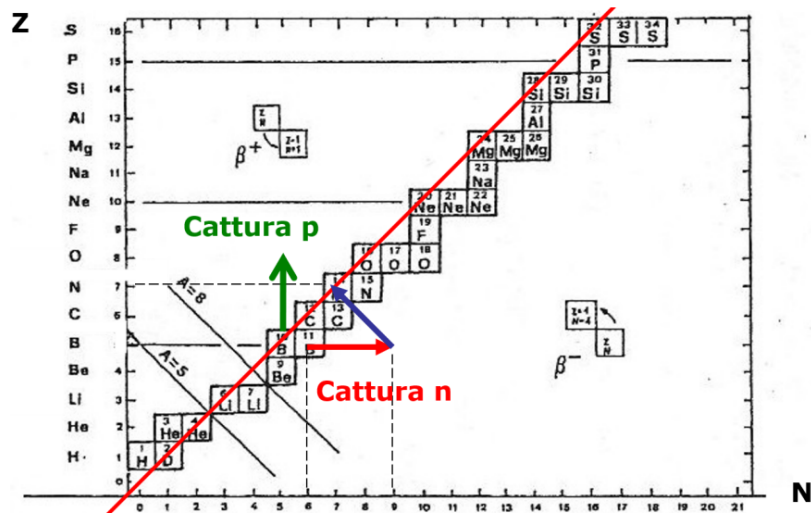


Figura 2: Rappresentazione della valle di stabilità nel piano (N, Z) . Fonte: F. R. Ferraro, *Astrofisica Stellare* [5]

per $Z \approx N$, mentre all'aumentare di A diventa necessario un progressivo eccesso di neutroni ($N > Z$) per bilanciare l'aumento della repulsione coulombiana tra i protoni. Si noti inoltre che in natura non esistono nuclei stabili con numero di massa $A = 5$ e $A = 8$, un "gap" fondamentale che condiziona le vie della nucleosintesi stellare.

I processi di fusione stellare spesso producono nuclei instabili che si trovano al di fuori della valle di stabilità. L'instabilità si manifesta mediante processi di decadimento guidati dall'interazione debole, che riposizionano il nucleo verso la condizione di massima energia di legame mantenendo costante il numero di massa A .

I processi di decadimento coinvolgono la trasformazione di un protone in un neutrone e viceversa. Essendo la massa del neutrone ($m_n = 1.6749 \times 10^{-24}$ g) maggiore di quella del protone ($m_p = 1.6726 \times 10^{-24}$ g), la conversione di un neutrone libero in un protone è un processo spontaneo, mentre la conversione inversa richiede un apporto energetico.

I principali processi di decadimento e reazione sono:

1. **Decadimento β^- :** Un neutrone (libero o all'interno di un nucleo con eccesso di neutroni) decade spontaneamente in un protone e un elettrone, liberando energia sotto forma di antineutrino:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

La reazione è esotermica ($\Delta E = 0.782$ MeV). Per il neutrone libero il tempo medio di decadimento è di circa 886 s (~ 15 minuti), questo rende impossibile la presenza di neutroni liberi in natura.

2. **Decadimento β^+ :** In nuclei con eccesso di protoni, un protone si trasforma in un neutrone, un positrone e un neutrino:

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$$

È una reazione che per avvenire richiede un'energia pari a $\Delta E = 1.8$ MeV.

3. **Processo di cattura elettronica (Decadimento β^- inverso):** Processo in cui un protone del nucleo e un elettrone si combinano per formare un neutrone ed emettere un neutrino:

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e$$

Questo processo è di fondamentale importanza nelle *supernovae core collapse*. In condizioni di elevata densità e degenerazione elettronica, la cattura elettronica rimuove gli elettroni degeneri che garantiscono il supporto di pressione al nucleo stellare, accelerando il collasso gravitazionale.

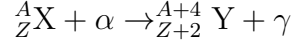
4. **Processo di cattura protonica:** Un nucleo ${}^A_Z\text{X}$ cattura un protone libero, aumentando sia il numero atomico che il numero di massa di una unità, ed emettendo l'energia in eccesso sotto forma di un fotone γ :

$${}^A_Z\text{X} + p \rightarrow {}^{A+1}_{Z+1}\text{Y} + \gamma$$

Il processo è esotermico per nuclei più leggeri del gruppo del ferro, mentre diventa

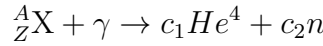
endotermico per elementi più pesanti, richiedendo un apporto di energia esterno per avvenire.

5. **Cattura α (α, γ):** Un nucleo cattura una particella α (ossia un nucleo di elio-4, He^4), aumentando il numero atomico di 2 e il numero di massa di 4:



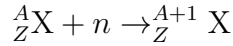
Anche in questo caso si ha rilascio di energia per nuclei con $A < 56$. Questo meccanismo costituisce la colonna portante del processo α durante le fasi avanzate dell'evoluzione stellare (bruciamento dell'elio, del carbonio e dell'ossigeno).

6. **Fotodisintegrazione:** Un nucleo atomico assorbe un fotone γ altamente energetico dal campo di radiazione e si frammenta in particelle α e neutroni:

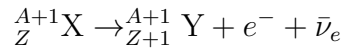


È un processo fortemente endotermico che avviene a temperature estremamente elevate ($T \gtrsim 10^9$ K) e fornisce neutroni liberi a disposizione per la cattura neutronica.

7. **Cattura neutronica e processi s ed r :** Un nucleo cattura un neutrone libero, trasformandosi in un isotopo più pesante del medesimo elemento chimico:



Poiché i neutroni non possiedono carica elettrica, non devono superare alcuna barriera coulombiana. Se l'isotopo sintetizzato ${}^{A+1}_Z\text{X}$ risulta instabile, esso decade (β^-) trasformandosi in un nuovo elemento di numero atomico $Z + 1$:



A seconda del rapporto tra il tempo medio di cattura neutronica (τ_n) e il tempo di decadimento β^- (τ_β), si distinguono due regimi:

- **Processo s (*slow*):** Avviene quando $\tau_n \gg \tau_\beta$. Il nucleo instabile ha il tempo di decadere prima di catturare un altro neutrone, risalendo lungo la valle di stabilità.
- **Processo r (*rapid*):** Avviene quando $\tau_n \ll \tau_\beta$ in ambienti con flussi neutronici immensi (es. supernovae). Il nucleo cattura più neutroni consecutivi prima di decadere, sintetizzando gli elementi più pesanti della tavola periodica. Essendo un processo tipico delle *supernovae core collapse*, gli elementi prodotti, elementi r , sono traccianti di supernova.

2 I Meccanismi di Bruciatura dell'Idrogeno e dell'Elio

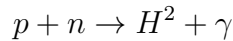
Durante le diverse fasi della loro evoluzione, le stelle sostengono il proprio bilancio energetico e la propria struttura tramite la progressiva fusione degli elementi chimici, a partire dai più leggeri. Nella fase di sequenza principale, la produzione energetica è garantita dalla conversione dell'idrogeno in elio, che avviene mediante i canali della catena protone-protone (PP) e del ciclo CNO; in entrambi i canali la reazione ridotta vede 4 protoni portare alla formazione di un singolo nucleo di elio-4. A seguito dell'esaurimento dell'idrogeno centrale e del conseguente riscaldamento del *core*, la stella innesca la fusione dell'elio in carbonio attraverso il processo 3α .

2.1 La Catena Protone-Protone (PP)

La prima reazione che avviene a temperature prossime a 10^7 K è quella tra due protoni e, tramite decadimento β^+ , porta alla formazione di deuterio, un positrone e un neutrino. Questa reazione è di particolare importanza perché, oltre ad essere l'innescò delle reazioni che portano alla produzione di He^4 , rappresenta la reazione limitante dell'intero processo in quanto possiede una sezione d'urto a bassa energia estremamente piccola ($\sigma \sim 10^{-55} \text{ cm}^2$). La reazione:



è infatti eccezionalmente lenta, con un tempo di reazione medio di circa 10^{10} yr, ragione per la quale le stelle bruciano il proprio combustibile su tempi scala molto lunghi. Se ci fossero a disposizione neutroni liberi nell'ambiente, potrebbe avvenire la seguente reazione:



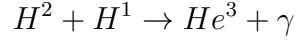
e questo renderebbe il ciclo di fusione più veloce di un fattore 10^9 .

Il ciclo poi procede in maniera differente a seconda di quale delle tre catene PP possibili si considera, ma il bilancio energetico totale è per tutte pari a circa 26 MeV, essendo la reazione netta la medesima ($4H^1 \rightarrow \text{He}^4$). La piccola differenza nell'energia effettivamente rilasciata alla stella tra una catena e l'altra è dovuta alla componente energetica che viene persa sotto forma di neutrini. I neutrini sottraggono energia poiché hanno una bassissima probabilità di interazione, fuggono immediatamente dal centro della stella e la loro energia dipende dallo specifico processo che li ha generati.

2.1.1 Catena PPI

La catena PPI va a regime già a partire da 10^7 K e presenta due rami speculari. Inizialmente avviene la formazione di deuterio a partire dalla reazione tra due protoni (2),

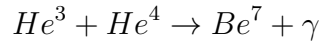
che produce 1.44 MeV (di cui 0.26 MeV vengono persi a causa del neutrino emesso); dopodiché, in un tempo caratteristico di pochi secondi, il deuterio cattura un altro protone portando alla formazione di He^3 e liberando 5.49 MeV:



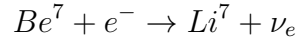
Una volta formati due nuclei di He^3 (uno per ciascun ramo), questi interagiscono in un tempo caratteristico di 10^6 yr, dando luogo a un nucleo di He^4 e due protoni che ritornano a disposizione per i cicli successivi. La perdita energetica dovuta ai neutrini prodotti, in questo caso, è pari a circa 0.52 MeV ($\sim 2\%$ dell'energia totale prodotta).

2.1.2 Catena PPII

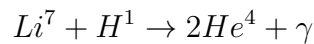
Nella variante PPII, che si innesca a partire da 1.4×10^7 K, una volta formato il He^3 (in modo analogo a quanto avviene nella PPI), la reazione successiva prevede l'interazione del He^3 con un nucleo di He^4 già presente nell'ambiente, con un tempo di reazione di 10^6 yr; il prodotto risultante è il Be^7 con la liberazione di 1.59 MeV:



Il Be^7 , tramite cattura elettronica, forma il Li^7 con la contestuale emissione di un neutrino:



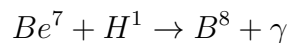
A questo punto il Li^7 cattura un protone per formare un nucleo instabile di Be^8 , il quale si spacca rapidamente in due nuclei di elio-4 (He^4):



Il bilancio energetico depositato nella stella da questa catena è leggermente inferiore a quello della PPI perché viene prodotto un neutrino più energetico. Le perdite energetiche a causa dei neutrini, infatti, ammontano a circa 1.06 MeV ($\sim 4\%$ dell'energia prodotta).

2.1.3 Catena PPIII

L'ultimo canale possibile per la catena protone-protone è la PPIII, che va a regime a 2.3×10^7 K e si sviluppa esattamente come la PPII fino alla formazione del Be^7 . Giunti a questo punto, al posto della cattura elettronica avviene una cattura protonica che porta alla formazione del B^8 :



Il B^8 , tramite decadimento β^+ , forma il Be^8 e libera un neutrino ad alta energia. Infine, il Be^8 si spacca in due nuclei di elio-4:

$$B^8 \rightarrow Be^8 + e^+ + \nu_e$$

$$Be^8 \rightarrow 2He^4 + \gamma$$

L'energia netta rilasciata alla stella dalla PPIII è inferiore rispetto alle altre catene perché i neutrini arrivano a sottrarre fino al $\sim 28\%$ dell'energia totale prodotta. In generale, poiché la reazione tra He^3 e He^4 è lenta (10^6 yr), i canali PPII e PPIII sono sfavoriti rispetto alla PPI fino a che l'abbondanza ambientale di elio non aumenta sufficientemente.

2.2 Il Ciclo CNO

In presenza di nuclei di carbonio, azoto e ossigeno, si apre un ulteriore canale per la conversione di idrogeno in elio: il ciclo CNO. È un vero e proprio ciclo catalitico che si attiva a partire da $T \sim 1.7 \times 10^7$ K, in cui avvengono catture protoniche e decadimenti β^+ che danno come risultato la stessa reazione ridotta delle catene PP ($4H^1 \rightarrow He^4$). Carbonio, azoto e ossigeno svolgono la funzione di catalizzatori (vengono consumati e prodotti all'interno del ciclo stesso); è quindi necessaria la loro presenza nel gas stellare affinché il processo possa attivarsi.

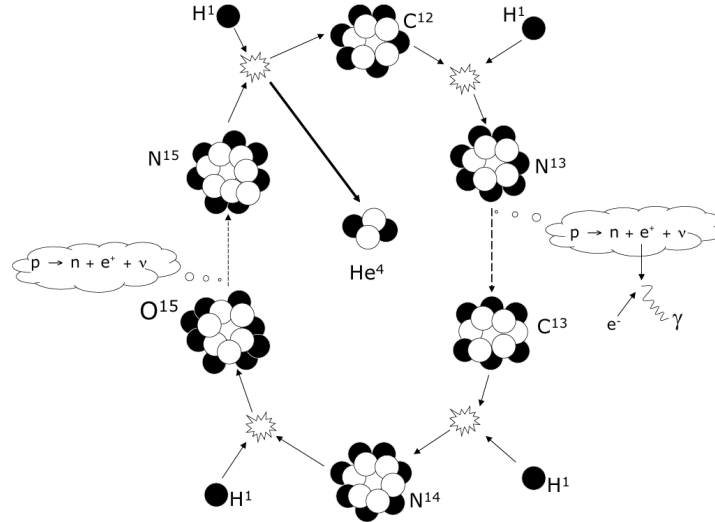
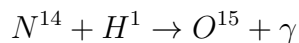


Figura 3: Rappresentazione schematica del ciclo CNO principale, che evidenzia la sequenza di catture protoniche e decadimenti con il ruolo catalitico del C^{12} e del N^{14} .

Fonte: F. R. Ferraro. *Astrofisica stellare* [5]

Come mostrato in Figura 3, si possono distinguere due rami, caratterizzati da velocità differenti: il ramo veloce e il ramo lento. Il primo parte dalla cattura protonica del C^{12} e termina con l'accumulo di N^{14} . Il secondo, invece, parte dalla formazione dell' O^{15} grazie alla cattura protonica del N^{14} e si conclude con la produzione dell'elio-4. La

presenza e distinzione dei due rami è dovuta alla reazione:



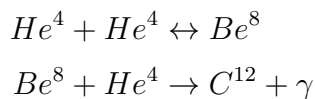
questa è infatti la reazione limitante del ciclo in quanto prevede la trasformazione di un elemento molto stabile in un elemento instabile e ha un tempo di reazione di 3.2×10^8 yr. Quello che si verifica è un momentaneo accumulo di N^{14} e un consumo di C^{12} finché non si attiva il secondo ramo; questa anticorrelazione nelle abbondanze chimiche di carbonio e azoto, se osservata per esempio in nebulose, rappresenta un tracciante di cicli CNO passati. L'energia netta prodotta dal ciclo CNO rilasciata alla stella è di circa 25 MeV (considerando l'energia sottratta dai neutrini). A temperature leggermente più alte ($T \sim 2 \times 10^7$ K) può attivarsi un ciclo secondario in cui la cattura protonica $N^{15} + H^1$ può generare O^{16} , dando il via a decadimenti e catture che prevedono la formazione di fluoro invece del carbonio.

Con l'ulteriore incremento termico si attivano progressivamente cicli che coinvolgono elementi via via più pesanti; tali processi comportano la conversione di nuclei stabili in isotopi instabili, generando marcati squilibri nelle abbondanze chimiche. Studiando un gas proveniente dal nucleo di una stella, questo permette di capire quale ciclo fosse attivo, risalire alla temperatura e individuare di che tipo di stella si trattasse.

2.3 Il Processo 3α

Nelle fasi successive dell'evoluzione stellare, la fusione dell'elio in carbonio avviene tramite il processo 3α , in cui tre nuclei di elio-4 portano alla formazione di C^{12} .

Una volta esaurito l' H^1 ($X < 0.05$) nelle regioni centrali, il nucleo comincia a contrarsi e la temperatura aumenta fino a raggiungere $T \sim 1.5 \times 10^8$ K; in queste condizioni può innescarsi la reazione di fusione dell'elio-4. Nel processo di fusione che porta alla formazione del C^{12} , sono due le reazioni che avvengono:



La prima reazione è endotermica, infatti il Be^8 è un isotopo altamente instabile con un'emivita di circa 7×10^{-17} s e tende a decadere quasi istantaneamente nelle due particelle α originarie. Affinché avvenga la seconda reazione, l'ambiente deve essere estremamente ricco di elio-4, in modo da sostenere un rapporto tra la concentrazione di Be^8 e He^4 pari a circa 10^{-10} , valore sufficiente a permettere la cattura della terza particella α prima del decadimento. L'energia liberata tramite il processo 3α è di 7.3 MeV.

2.4 Tasso di Produzione Energetica

Le reazioni nucleari descritte in questo capitolo convertono una frazione della massa dei nuclei in energia. Il tasso con cui questa energia viene prodotta per unità di massa e di tempo è indicato con ε ed è un parametro complesso da calcolare poiché dipende da molti fattori.

È dato dalla sommatoria delle energie prodotte dai processi che intervengono in un dato ciclo:

$$\varepsilon = \sum \frac{\text{energia prodotta}}{\text{reazione}} \cdot \frac{\text{N reazioni cm}^3}{\text{cm}^3 \text{ sec}} \frac{1}{\text{g}}$$

Studiando separatamente l'energia prodotta da ciascun ciclo e il *rate* (secondo termine che compare nella sommatoria), quello che si ottiene è una dipendenza di ε sia dalla densità che dalla temperatura. Come discusso nel paragrafo 1.3, la dipendenza dalla temperatura è molto ripida, poiché i tassi di reazione sono governati dal picco di Gamow.

$$\varepsilon_{\text{pp}} = 2.36 \times 10^6 \rho X^2 T_6^{-2/3} e^{-33.81/T_6^{1/3}} \Phi_1(T), \quad (3)$$

$$\varepsilon_{\text{CN}} = 7.21 \times 10^{27} \rho X X_{\text{CN}} T_6^{-2/3} e^{-153.31/T_6^{1/3}} \Phi_2(T), \quad (4)$$

$$\varepsilon_{3\alpha} = 3.5 \times 10^{17} \rho^2 Y^3 T_6^{-3} e^{-4320/T_6} \Phi_3(T), \quad (5)$$

dove $T_6 = T/10^6$ K, X è l'abbondanza di idrogeno, Y quella di elio, X_{CN} l'abbondanza di carbonio, azoto e ossigeno, e le $\Phi_i(T)$ sono fattori correttivi che tengono conto della schermatura da parte di elettroni liberi. È utile parametrizzare il tasso di produzione energetica come una semplice legge di potenza $\varepsilon = \varepsilon_0 \rho T^\nu$, in cui l'esponente si ricava dalla derivata logaritmica $\nu(T) = \left. \frac{d \ln \varepsilon}{d \ln T} \right|_\rho$. Si ottengono così le espressioni parametriche utilizzate nei modelli di struttura stellare per i tre processi principali:

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

Nel nucleo solare, dove $T_6 \simeq 15$, il rapporto tra i tassi della catena PP e del ciclo CNO è circa $\varepsilon_{\text{pp}}/\varepsilon_{\text{CN}} \simeq 100$, il che spiega perché nel Sole la produzione energetica sia nettamente dominata dalla catena protone-protone. Al crescere della temperatura, invece, il ciclo CNO diventa rapidamente dominante grazie al suo esponente ν più elevato, con conseguenze importanti sul gradiente radiativo e sull'innesco di moti convettivi nelle

stelle più massicce. L'impatto di questa spiccata dipendenza termica sulla struttura stellare si manifesta attraverso l'equazione del bilancio energetico e la definizione del gradiente radiativo:

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \varepsilon(\rho, T, X, Y, Z) \quad \text{e} \quad \left| \frac{dT}{dr} \right|_{\text{rad}} = -\frac{3\kappa\rho}{4acT^3} \frac{L(r)}{4\pi r^2} \quad , \quad \nabla_{\text{rad}} > \nabla_{\text{ad}} \quad (6)$$

dove $L(r)$ è la luminosità racchiusa entro la sfera di raggio r . Nelle stelle in cui predomina il ciclo CNO, l'elevato valore di ε genera un forte incremento di dL/dr , questo provoca l'aumento del gradiente radiativo ∇_{rad} fino ad innescare moti convettivi centrali.

La marcata sensibilità termica di ε , oltre a determinare il meccanismo di trasporto dell'energia nel nucleo, si riflette in modo diretto sulla produzione dei flussi neutrinici. Come verrà approfondito nel Capitolo 3, tali flussi scalano con potenze elevate della temperatura centrale T_c , consentendo di utilizzare la spettroscopia neutrinica come un'accurata sonda degli interni solari.

3 I Neutrini come Sonda del *core* Solare

3.1 I Flussi Neutrinici

Le reazioni termonucleari descritte nel capitolo precedente non producono soltanto energia, ma anche neutrini, emessi nei processi che coinvolgono l'interazione debole. La catena protone-protone e il ciclo CNO generano neutrini con energie e regioni di produzione differenti all'interno del nucleo solare: la reazione PP produce neutrini a bassa energia, compresa tra 0 e 0.42 MeV , mentre i neutrini di maggiore energia, fino a circa 14 MeV , provengono dal decadimento del B^8 , prodotto nella regione più centrale. A differenza dei fotoni, che subiscono un gran numero di collisioni e impiegano un tempo dell'ordine di 0.2 milioni di anni per raggiungere la superficie, i neutrini interagiscono debolmente con la materia e abbandonano il nucleo solare quasi indisturbati. La misura dei loro flussi fornisce quindi informazioni sulle condizioni fisiche delle regioni centrali, in particolare sulla temperatura e sulla composizione del *core*.

Il legame tra flussi neutrinici e temperatura deriva dalla dipendenza dei tassi di reazione nucleare da T . Come discusso nei capitoli 1 e 2, i tassi di reazione dipendono in modo molto ripido dalla temperatura, tanto più ripido quanto maggiore è la carica dei nuclei coinvolti. Di conseguenza, i flussi di neutrini delle singole reazioni scalano come potenze della temperatura centrale T_c . I flussi PP e pep¹, in realtà, sono determinati principalmente dalla luminosità totale della stella e dipendono dalla temperatura so-

¹La reazione pep (*proton-electron-proton*) è una diramazione rara della fusione PP: in circa lo 0.24% dei casi, al posto della reazione $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ avviene la cattura di un elettrone da parte di due protoni ($p + e^- + p \rightarrow d + \nu_e$). Il neutrino prodotto è monocromatico, con energia di 1.44 MeV .

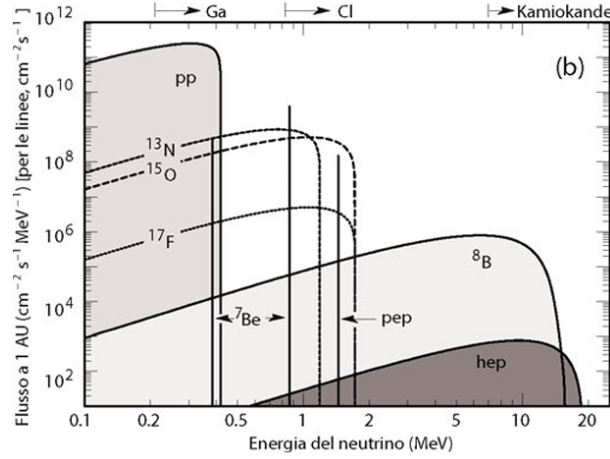


Figura 4: Spettro energetico dei neutrini solari in arrivo sulla terra: le linee solide indicano i neutrini provenienti dalle reazioni del ciclo più importante (ciclo PP), le linee tratteggiate indicano i neutrini provenienti dal ciclo CNO. *Fonte: Braibant S., Spurio M., Giacomelli G. Particelle e Interazioni Fondamentali [3]*

lo debolmente. Questa proprietà rende i neutrini solari uno strumento per verificare i modelli delle reazioni nucleari e per studiare eventuali modifiche della struttura interna del Sole.

3.2 L'Esperimento Borexino e la Misura del Flusso Neutrinico

Gran parte degli esperimenti sui neutrini solari riguarda la misura del flusso di neutrini ν_e che investe la terra. Nei primi esperimenti, iniziati negli anni '70, il flusso di neutrini solari risultò inferiore a quello previsto dai modelli solari basati sull'astrofisica e la fisica nucleare; esclusa la possibilità che il modello del sole fosse errato, la spiegazione venne legata ad oscillazioni di ν_e in neutrini di diverso sapore (ν_μ, ν_τ) che avvengono tra il centro del sole e la terra.

Il rivelatore Borexino, operativo ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso dal 2007, usa uno scintillatore liquido progettato per la rivelazione in tempo reale dei neutrini solari di bassa energia. I neutrini vengono rivelati tramite l'urto elastico sugli elettroni dello scintillatore e l'energia dell'elettrone urtato è ricostruita dalla luce di scintillazione. Borexino ha misurato il flusso dei neutrini prodotti dalla cattura elettronica del Be^7 , la cui riga principale è monocromatica a $E = 0.862 \text{ MeV}$. Il valore misurato, in accordo con la probabilità di sopravvivenza $P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \simeq 0.6$ prevista per i neutrini di questa energia, ha confermato la riduzione del flusso rispetto alle previsioni senza oscillazioni.

La bassa soglia energetica e la purezza del rivelatore hanno permesso a Borexino di estendere la spettroscopia dei neutrini solari: nel 2012 è stata riportata la prima evidenza diretta dei neutrini pep e nel 2020 si è avuta la prima evidenza sperimentale dei neutrini prodotti nel ciclo CNO. Il ciclo CNO contribuisce per circa l'1% alla produzione di energia solare e il suo flusso dipende direttamente dall'abbondanza di carbonio,

azoto e ossigeno nel nucleo: la misura dei neutrini CNO apre quindi la strada alla determinazione diretta della metallicità solare. Inoltre, il confronto tra i flussi misurati e quelli previsti dal Modello Solare Standard ² fornisce una verifica delle condizioni fisiche del *core* solare. Come accennato nella sezione 3.1, i flussi neutrinici più sensibili dipendono fortemente dalla temperatura centrale: la loro misura può quindi essere utilizzata anche per cercare deviazioni dalla struttura solare standard, come quelle che potrebbero essere indotte dalla presenza di materia oscura nel nucleo.

3.3 Impatto della Materia Oscura sul Profilo Termico e sulle Reazioni Nucleari

La materia oscura presente nell'alone galattico può essere catturata dal Sole attraverso gli urti con i nuclei e accumularsi nel suo nucleo. Nel caso di particelle leggere non annichilanti, con masse tra circa 5 e 16 GeV , l'accumulo non fornisce una sorgente significativa di energia, ma introduce un meccanismo addizionale di trasporto dell'energia: la riduzione del gradiente termico rende il *core* quasi isotermico e abbassa la temperatura centrale di alcuni punti percentuali. Poiché i tassi delle reazioni nucleari dipendono fortemente dalla temperatura, questa variazione si riflette sui flussi neutrinici. L'entità dell'effetto dipende dalla sensibilità di ciascun flusso alla temperatura centrale. Tra i flussi della catena PP, quello dei neutrini del B^8 è la sonda più sensibile: $\Phi(B^8) \propto T_c^{24}$, $\Phi(Be^7) \propto T_c^{10}$, $\Phi(pep) \propto T_c^{-2.4}$. I flussi del ciclo CNO hanno una dipendenza da T_c ancora più ripida, con esponenti compresi tra 24 e 28.

Confrontando i flussi calcolati per modelli solari contenenti materia oscura con il flusso di B^8 misurato, Lopes e Silk ([6]) hanno mostrato che l'effetto è rilevante solo per particelle leggere: al di sotto di circa 5 GeV l'evaporazione dal campo gravitazionale del Sole riduce l'accumulo, mentre al di sopra di circa 12 GeV il nucleo di materia oscura è troppo piccolo per alterare la struttura solare. Nella finestra di massa tra 5 e 16 GeV , le particelle che si accumulano nel *core* abbassano la temperatura centrale di alcuni punti percentuali. Poiché il flusso di B^8 dipende da T_c con esponente 24, a una variazione di temperatura dello 0.6% corrisponde una variazione del flusso di circa il 15%, pari all'incertezza complessiva (teorica e sperimentale) sulla misura del flusso di B^8 . I candidati che producono variazioni superiori a questa soglia, raffreddando il *core* di più dello 0.6%, risultano quindi in conflitto con le misure e possono essere esclusi: è il caso delle particelle con massa inferiore a circa 10 GeV e sezione d'urto elevata.

Questi vincoli dipendono però dal modello adottato: la distribuzione e la cattura della materia oscura, la composizione chimica e le incertezze teoriche e sperimentali sui flussi influenzano il risultato. I neutrini del ciclo CNO, la cui misura è stata ottenuta da Borexino nel 2020, rappresentano un test aggiuntivo dell'accumulo di materia oscura nel

²Il Modello Solare Standard è il modello teorico di riferimento utilizzato per descrivere la struttura interna e l'evoluzione del Sole e per calcolare i flussi neutrinici attesi. La sua costruzione si basa sull'equilibrio idrostatico, sulla produzione nucleare di energia e sui processi di trasporto energetico.

core: la loro dipendenza da T_c , con esponenti compresi tra 24 e 28, è pari o superiore a quella del flusso di B^8 , rendendoli sensibili quanto quest'ultimo alle variazioni della temperatura centrale indotte dalla materia oscura. Essendo il ciclo CNO un canale di bruciamento distinto dalla catena, la sua misura fornisce inoltre una verifica complementare a quella basata sul flusso di B^8 . Va tuttavia notato che il flusso CNO dipende anche dall'abbondanza di carbonio, azoto e ossigeno nel nucleo, la cui determinazione è affetta da incertezze: la sua predizione teorica è quindi condizionata dalla metallicità oltre che dalla temperatura centrale.

Conclusioni

Le reazioni termonucleari sono il motore energetico che impedisce il collasso della stella sotto l'azione della gravità. La loro forte dipendenza dalla temperatura determina quale canale di fusione sia attivo e scandisce le diverse fasi evolutive della struttura stellare. In questo lavoro sono state affrontate in dettaglio le reazioni che bruciano idrogeno ed elio; il processo di fusione prosegue però con reazioni successive, che coinvolgono elementi via via più pesanti fino alla formazione del ferro. Per questo, studiando la composizione chimica del gas stellare, è possibile risalire a quali processi fossero attivi e quindi al tipo di stella considerata. Infine, è stato messo in evidenza il ruolo dei neutrini: essi confermano l'effettivo avvenimento delle reazioni di fusione nel nucleo e, interagendo debolmente con la materia, trasportano informazioni dirette sulle condizioni fisiche degli interni stellari. La misura dei loro flussi costituisce così uno strumento diagnostico della temperatura centrale: il confronto tra i flussi osservati e i modelli solari che includono materia oscura permette di vincolare le proprietà delle particelle accumulate nel *core*. Questo, nei modelli considerati e per particelle con interazioni sufficientemente intense da accumularsi nel nucleo solare, porta all'esclusione di candidati leggeri con massa inferiore a circa 10 GeV .

Riferimenti bibliografici

- [1] Borexino Collaboration, M. Agostini, et al. Experimental evidence of neutrinos produced in the CNO fusion cycle in the Sun. *Nature*, 587:577–582, 2020.
- [2] Borexino Collaboration, G. Bellini, et al. First evidence of *pep* solar neutrinos by direct detection in Borexino. *Physical Review Letters*, 108:051302, 2012.
- [3] S. Braibant, M. Spurio, and G. Giacomelli. *Particelle e Interazioni Fondamentali*. Springer, 2a edition, 2012.
- [4] V. Castellani. *Astrofisica Stellare*. Zanichelli, 1985.
- [5] F. R. Ferraro. *Astrofisica stellare: Slides e appunti del corso*. Università di Bologna, 2025.
- [6] I. Lopes and J. Silk. Solar neutrino physics: Sensitivity to light dark matter particles. *The Astrophysical Journal*, 752(2):129, 2012.
- [7] M. Schirber. First detection of *pep* solar neutrinos. *Physics*, 5:s16, 2012.
- [8] A. M. Suliga, S. Shalgar, and G. M. Fuller. A closer look at the *pp*-chain reaction in the Sun: Constraining the coupling of light mediators to protons. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2021(07):042, 2021.