

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:

Daniele Famiglietti

Relatrice:

Chiar.ma Prof.

Marcella Brusa

Anno accademico [2023-2024]

Indice

Introduzione	3
1 Richiami di Fisica Nucleare	3
1.1 Stabilità nucleare ed energia di legame	4
1.2 Effetto Tunnel	5
2 Main sequence: La Fusione dell'Idrogeno	9
2.1 La Catena Protone-Protone (PP)	9
2.1.1 Il ramo PP-I	10
2.1.2 Il ramo PP-II	10
2.1.3 Il ramo PP-III	11
2.2 Il Ciclo CNO	12
2.2.1 ciclo Primario e Secondario	12
3 Combustione dell'Elio e fasi successive	13
3.1 Il processo 3α	13
4 Confronto e Dipendenza dalla Temperatura	14
4.1 Conseguenze	15
Conclusioni	16

Abstract

L'obiettivo di questo elaborato è analizzare i principali processi termonucleari che sostengono le stelle e ne guidano l'evoluzione. Dopo aver richiamato i concetti fisici fondamentali per comprendere l'innesco della fusione, la trattazione si concentra sui meccanismi diretti di produzione energetica. Vengono descritte le principali fasi di bruciamento dell'idrogeno, confrontando il funzionamento, l'efficienza e temperature delle catene Protone-Protone (PP) e del ciclo CNO, per poi passare all'analisi della fusione dell'elio tramite il processo 3α . L'analisi si conclude con una panoramica sintetica sulla dominanza delle diverse catene di nucleosintesi in funzione della temperatura del plasma stellare, evidenziando come a seconda del tipo di stella si abbiano enormi differenze sia microscopiche che macroscopiche nella struttura interna.

Introduzione: Definizione di Stella

Una stella si definisce come un corpo celeste composto da gas (principalmente idrogeno ed elio) che si sostiene in equilibrio contro il proprio collasso gravitazionale. All'interno di una stella agiscono costantemente due forze in contrapposizione: da un lato la forza di gravità generata dalla massa della stella stessa che spinge la materia verso il centro, dall'altro il gradiente della pressione (somma della pressione termica e della radiazione del gas) che agisce invece verso l'esterno. Poiché queste forze sono perfettamente bilanciate tra di loro possiamo dire che la stella si trova in una condizione definita come *equilibrio idrostatico*.

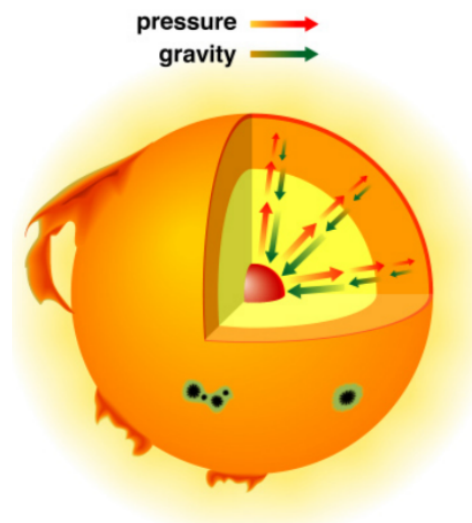


Figura 1: Rappresentazione schematica dell'equilibrio idrostatico in una stella, *Fonte: Ferraro, Astrofisica Stellare, [2]*.

1 Richiami di Fisica Nucleare

Una stella riesce a contrastare il proprio collasso gravitazionale per miliardi di anni proprio grazie ai processi termonucleari interni, che liberano quantità gigantesche di energia. Le altissime temperature e densità dei nuclei stellari generano urti talmente violenti da scindere i legami elettromagnetici tra nuclei ed elettroni, portando alla completa ionizzazione della materia e trasformandola in un plasma di cariche libere. Per comprendere come da queste collisioni possa scaturire energia, è necessario introdurre alcuni concetti fondamentali di fisica nucleare, che forniranno gli strumenti per analizzare i processi di nucleosintesi stellare.

1.1 Stabilità nucleare ed energia di legame

Un nucleo atomico è un sistema composto da nucleoni (ovvero l'insieme di protoni e neutroni), nella formazione di un legame il sistema raggiunge una configurazione più stabile e, di conseguenza, libera energia. Affinché il bilancio complessivo sia rispettato, questa energia rilasciata si manifesta come un "difetto" di massa: in pratica il nucleo formato risulta leggermente meno massiccio rispetto alla semplice somma dei suoi singoli componenti originari. Su questo concetto si fonda la definizione di energia di legame ($BE = \textit{Binding Energy}$), che viene calcolata proprio a partire da tale differenza di massa:

$$M_{\text{nucleo}} = \sum_{k=1}^A m_k - BE = (Zm_p + Nm_n) - BE \quad (1)$$

dove m_p è la massa del protone, m_n la massa del neutrone, Z il numero di protoni, N il numero di neutroni, $A = Z + N$ il peso atomico e $M(Z, N)$ la massa del nucleo, il tutto espresso in unità naturali ($c = 1$) per agevolezza.

L'energia di legame rappresenta anche il lavoro necessario per separare completamente tutti i nucleoni e portarli a distanza infinita. In una generica reazione nucleare in cui dei reagenti si trasformano in prodotti, l'energia liberata o assorbita (definita come calore Q) è dunque data dalla differenza tra le masse a riposo iniziali e finali moltiplicata per c^2 . Le reazioni esotermiche, che sono quelle che sostengono la stella, corrispondono a $Q > 0$.

Un parametro importante per questa trattazione è l'*energia di legame per nucleone*, definita come il rapporto $f = E_B/A$. Questa descrive fondamentalmente la stabilità di un nucleo: più il valore di f è minore, più il nucleo è legato e dunque stabile, adagiandosi meglio nella buca di potenziale.

Il grafico in Figura 2 illustra l'andamento dell'energia di legame per nucleone in funzione del numero di massa A . La curva presenta una ripida discesa per gli elementi leggeri, raggiunge un minimo assoluto di circa -8.8 MeV per nucleone in prossimità del Ferro (^{56}Fe), per poi crescere lentamente verso gli elementi più pesanti. Questa curva spiega l'intera evoluzione stellare: fondendo elementi leggeri con $A < 56$ per creare nuclei più pesanti si ottiene un prodotto con energia di legame minore (maggiore stabilità) e una massa totale inferiore rispetto ai reagenti. La differenza di massa si trasforma in energia cinetica e in radiazione, alimentando il sistema stellare. Oltre il picco del Ferro invece le reazioni di fusione diventano endotermiche (assorbono dunque energia) e non riescono dunque più a sostenere la struttura, motivo per cui le stelle non possono produrre elementi più pesanti del Ferro nella loro fase vitale.

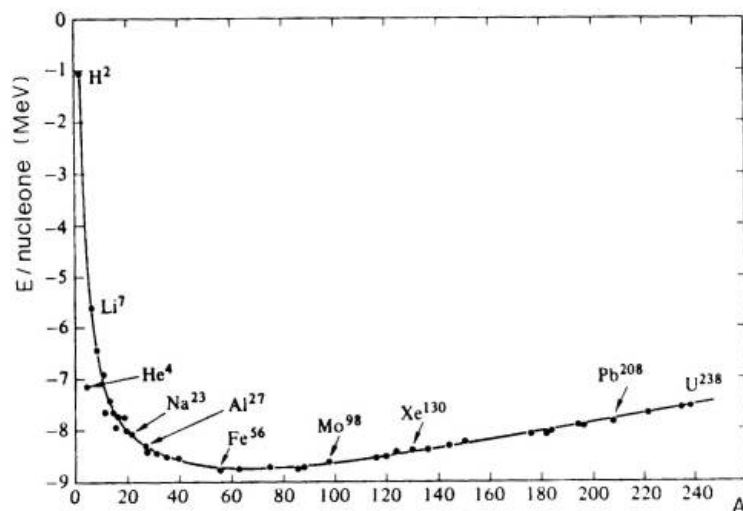


Figura 2: Curva dell'energia di legame per nucleone (E_B/A) in funzione del numero di massa A , Fonte: Castellani, *Astrofisica stellare*, [1].

1.2 Effetto Tunnel

Affinché due nuclei positivi possano fondersi, devono avvicinarsi ad una distanza tale per cui l'interazione nucleare forte, ovvero la forza attrattiva a cortissimo raggio che lega tra loro i nucleoni, diventi dominante rispetto alla repulsione coulombiana che tende invece ad allontanare cariche dello stesso segno. Tale distanza, detta raggio d'azione delle forze nucleari, è dell'ordine di $r_0 \approx 10^{-15}$ m. L'energia potenziale coulombiana repulsiva però raggiunge il suo massimo proprio quando i nuclei si trovano alla distanza r_0 , creando una barriera di potenziale E_C definita come:

$$E_C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_0} \quad (2)$$

dove Z_1 e Z_2 sono i numeri atomici dei due nuclei mentre e è la loro carica. Per due protoni questa barriera è dell'ordine di circa 1 MeV.

L'energia per superare questa barriera deve derivare dall'energia *cinetica termica* dei nuclei. In condizioni di equilibrio termodinamico a temperatura T , l'energia cinetica media delle particelle di un gas è rappresentabile come $E \approx k_B T$, dove k_B è la costante di Boltzmann. Nel Sole ad esempio, la temperatura stimata (interessante però notare come i nostri strumenti attuali non siano in grado di misurarla direttamente) è di circa $T \approx 1.5 \times 10^7$ K. Tuttavia a questa temperatura l'energia termica media è di appena 1.3 keV, inferiore di quasi tre ordini di grandezza rispetto all'energia richiesta per superare la barriera coulombiana. Dunque dal punto di vista della fisica classica, la probabilità che due protoni abbiano energia sufficiente per fondersi nel Sole è prettamente nulla, e la stella non dovrebbe brillare.

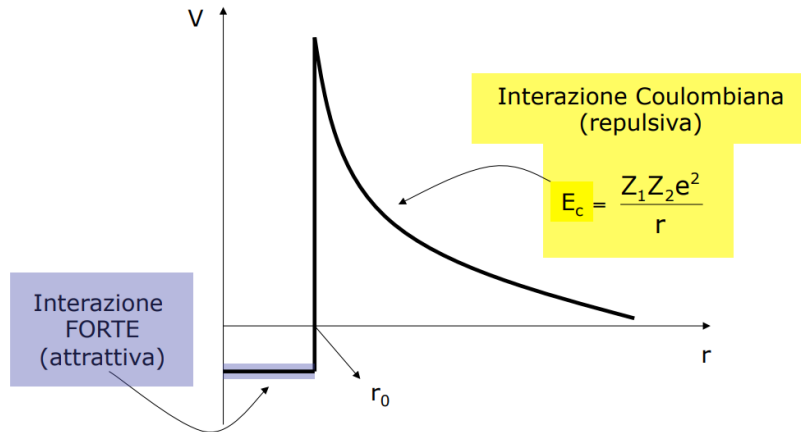


Figura 3: Barriera di potenziale in funzione della distanza r , Fonte: Ferraro, *Astrofisica Stellare*, [2].

La soluzione a questo paradosso risiede nei principi della *meccanica quantistica*, in particolare nell'*Effetto Tunnel*. Secondo la relazione di De Broglie le particelle possiedono una natura ondulatoria, proprio come per la luce, con una lunghezza d'onda associata $\lambda = h/p$ (dove h è la costante di Planck e p è la quantità di moto); e per i protoni nel centro del Sole, questa lunghezza d'onda è difatti paragonabile o superiore alle dimensioni della barriera coulombiana. Esiste pertanto una probabilità finita non nulla che l'onda di probabilità associata alla particella riesca a superare la barriera di potenziale pur possedendo un'energia cinetica classica insufficiente per scavalcarla, generando il fenomeno fisico del tunneling.

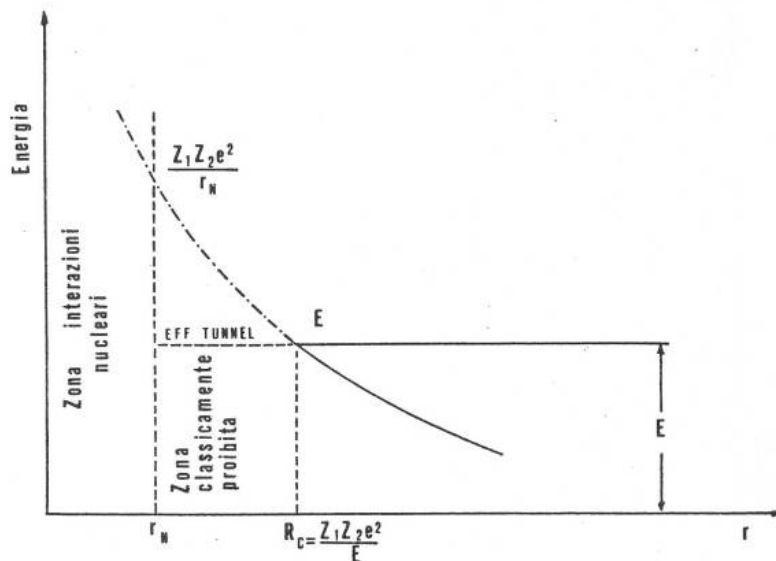


Figura 4: Andamento della funzione E_c e condizioni per l'effetto tunnel, Fonte: Castellani, *Astrofisica stellare*, [1].

La probabilità di penetrazione (*fattore di Gamow*) per energie $E \ll E_C$ è fortemente dipendente dall'energia E della particella incidente:

$$P \propto \exp\left(-\frac{E_0}{E}\right) \quad (3)$$

Questa equazione evidenzia come la probabilità di reazione aumenti esponenzialmente al crescere dell'energia cinetica della particella.

Tasso di Reazione e Picco di Gamow

In ultima istanza per comprendere la generazione di energia negli interni stellari, è necessario analizzare il rateo delle fusioni. In generale possiamo definire una quantità $\frac{dN}{dt} = \text{Tasso di Reazione}$, ovvero il numero di reazioni per unità di volume al secondo, che dipende principalmente dalla sezione d'urto delle particelle $\sigma(E)$, e dalle loro *densità numeriche* N_A e N_b , espresse in cm^{-3} .

Le particelle non si muovono però chiaramente tutte alla stessa velocità, bensì si distribuiscono in base alla loro energia cinetica su uno spettro in funzione del numero di esse che hanno quel determinato quantitativo di energia. Questa funzione, facendo ricorso ad un caso ideale, viene definita perfettamente tramite la distribuzione di Maxwell-Boltzmann, che in termini di energia cinetica appare come:

$$\Pi(E)dE = 2\pi \left(\frac{1}{\pi k_b T}\right)^{3/2} e^{-\frac{E}{k_b T}} E^{1/2} dE \quad (4)$$

Dove $\Pi(E)dE$ prende la forma di una probabilità di valore di energia, *Fonte: Venturi, Appunti di Astrofisica Stellare, [3]*. Nonostante il fatto che per una comprensione soddisfacente del fenomeno fisico avremmo bisogno di considerare tutti gli aspetti quantistici (soprattutto riguardo al parametro d'urto $\sigma(E)$) nel dettaglio, possiamo comunque mantenere un approccio classico e minimalista attraverso una trattazione grafica della distribuzione Maxwelliana delle particelle in un plasma ideale.

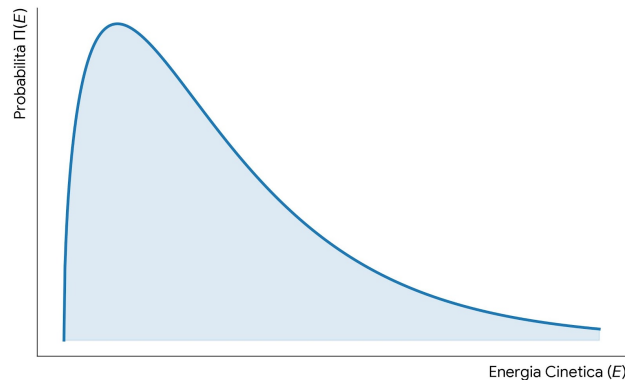


Figura 5: Andamento generale della funzione $\Pi(E)$

Notiamo quindi che, in modo abbastanza intuitivo, all'interno di un plasma denso come quello stellare le particelle subiscono urti continui, trasferendosi reciprocamente energia cinetica. Questo processo porta a un sistema in cui la stragrande maggioranza di esse possiede un'energia limitata (essendo distribuita in modo omogeneo tra tutti i corpi), e solo una piccolissima frazione riesce a conservare velocità, e quindi energia cinetica elevata.

Di conseguenza, sebbene l'effetto tunnel favorisca il processo di fusione rendendo la barriera di potenziale meno efficace, la popolazione di particelle in grado di superarla resta comunque molto ridotta.

L'unione tra questi due fenomeni fisici può essere confrontata ed è proprio ciò che porta alla realizzazione che la fusione si innesca efficacemente solo in una sezione di equilibrio tra queste due curve. Il valore massimo di questa combinazione risultante indica l'energia cinetica ottimale per ottenere la massima efficienza del processo e viene definito come *Picco di Gamow*:

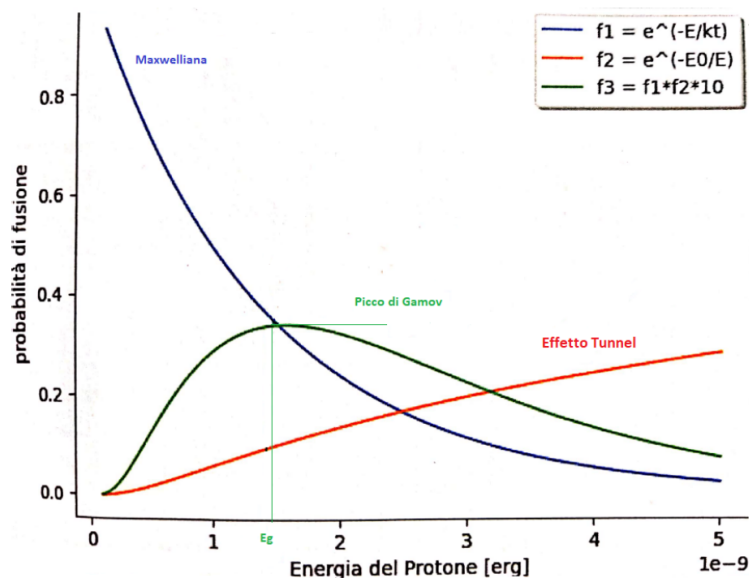


Figura 6: Andamento della Maxwelliana a confronto con l'efficienza dell'effetto tunnel, con il picco di Gamow all'equilibrio massimo fra le due; *Fonte: Venturi, Appunti di Astrofisica Stellare, [3].*

Come possiamo notare dalla figura, il confronto avviene tramite un'analisi, perlopiù grafica, della probabilità di fusione in funzione dell'energia delle particelle, in cui per attuare un confronto diretto abbiamo ridotto la distribuzione di Maxwell-Boltzmann alla sua funzione esponenziale più fondamentale $f_1 = e^{-\frac{E}{kT}}$; mentre l'effetto tunnel $f_2 = e^{-\frac{E_0}{E}}$ come descritto in precedenza assume un comportamento quasi opposto, con un andamento leggermente meno estremo.

Risultato fondamentale per la comprensione dell'efficacia di un plasma stellare nell'avvio della fusione è dunque E_g , che prende appunto il nome di *Picco di Gamow*, valore di energia non massimo ma più efficiente al fine della buona riuscita della fusione nucleare.

2 Main sequence: La Fusione dell'Idrogeno

La fase più duratura e stabile nella vita di una stella, che corrisponde a circa il 90% della sua intera esistenza, è definita Main Sequence. In questo stadio la stella si mantiene in equilibrio per tempi astronomici tra collasso gravitazionale ed espansione del nucleo per fusione nucleare.

In generale il processo di combustione dell'idrogeno può essere riassunto da una singola reazione, ottenuta comunque in diversi modi, ma tutti con lo stesso risultato finale, nella quale quattro protoni si uniscono per formare un nucleo di Elio-4 (${}^4\text{He}$), accompagnati dall'emissione di due positroni (e^+) e due neutrini (ν) per conservare la carica elettrica e il numero leptonico L :



Confrontando le masse dei reagenti e dei prodotti, si osserva che il nucleo di Elio è inferiore di circa lo 0.7% rispetto alla somma dei quattro protoni originari. Il difetto di massa si converte dunque in energia liberando un Q -value totale di circa 26.73 MeV per ogni nucleo di elio formato (condiviso in parti diverse a seconda del tipo di reazione tra energia cinetica, fotoni gamma e neutrini).

Tuttavia la probabilità che quattro protoni collidano simultaneamente nello stesso punto è bassissima. Difatti per ottenere questo risultato esistono varie sequenze di reazioni. A seconda delle condizioni di temperatura e massa della stella, la sintesi dell'elio avviene prevalentemente attraverso due meccanismi distinti: la catena Protone-Protone e il ciclo CNO, a loro volta divise in alcune varianti.

2.1 La Catena Protone-Protone (PP)

La catena Protone-Protone (o catena PP) è il processo dominante per la produzione di energia nelle stelle di massa simile o inferiore a quella del Sole, le cui temperature centrali sono inferiori a circa 1.8×10^7 K. L'intero processo si basa su una sequenza di reazioni che converte idrogeno in elio, ma a differenza del ciclo CNO che vedremo in seguito, non richiede la presenza di elementi pesanti (e dunque temperature più elevate, per superare la barriera di potenziale più alta) per poter avvenire in maniera efficiente e prevalente.

Il primo passo della catena PP è la formazione di un nucleo di deuterio a partire da due protoni, descritta dalla seguente formula:



Affinché questa fusione vada a buon fine uno dei protoni deve trasformarsi in un neutrone tramite un *decadimento* β^+ (ovvero il processo: $p^+ \rightarrow n + e^+ + \nu$).

I neutrini sono particelle che non interagiscono quasi per niente con la materia e che quindi escono immediatamente dalla stella comportando una perdita di energia. Nonostante il decadimento β^+ avvenga interno al nucleo e sia quindi più probabile rispetto ad un protone libero, rimane comunque estremamente lenta, con un tempo di reazione medio di $1,4 \times 10^9$ yr, spiegando di fatto come le stelle abbiano aspettative di vita così lunghe.

A seconda di come si sviluppa, la catena PP si dirama in tre percorsi principali: PP-I, PP-II e PP-III.

2.1.1 Il ramo PP-I

Il ramo principale, che all'interno del Sole contribuisce a circa l'85% della produzione di energia, è il ramo PP-I. La catena procede attraverso la seguente sequenza di reazioni:

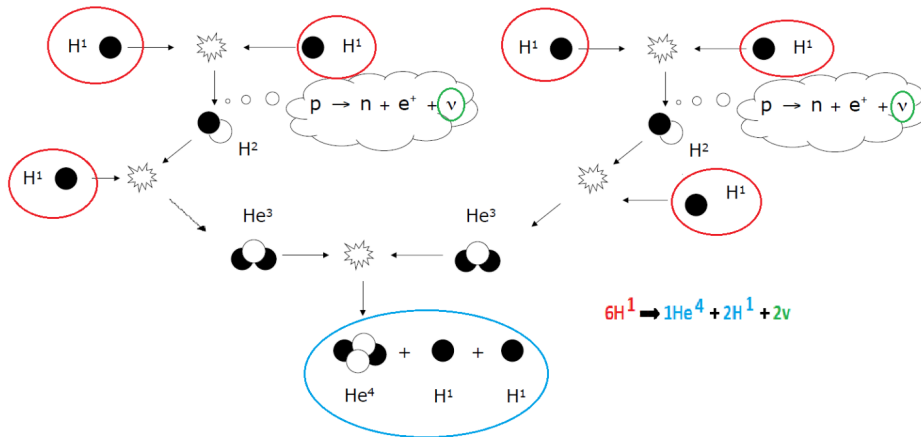


Figura 7: Catena PPI.

Composta da due rami speculari che formano un atomo di He^3 , in questo caso vengono prodotti due neutrini di uguale energia, che fuggendo causano un $\Delta E = 0.52$ MeV, ovvero il 2% dell'energia totale. Difatti la produzione di energia finale è pari a $\Delta E = 26.2$ MeV e la temperatura di regime per la PP-I $T \approx 10^7$ K.

2.1.2 Il ramo PP-II

Nelle regioni del nucleo stellare in cui è già presente una sufficiente abbondanza di Elio-4 (principalmente generato precedentemente dal PP-I) e le temperature superano

i 1.4×10^7 K, l'Elio-3 preferisce interagire direttamente con l'Elio-4 anziché attendere l'urto con un altro Elio-3. Questa reazione apre le porte alle altre due ramificazioni, prima vediamo la PP-II:

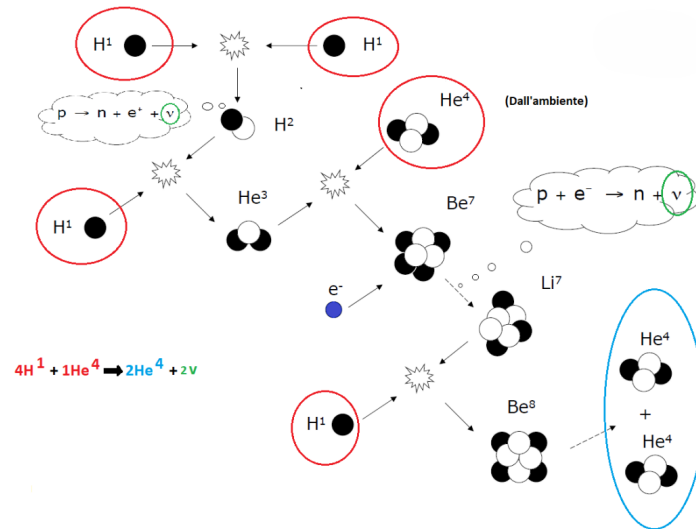


Figura 8: Catena PPII.

Se il Be^7 cattura un elettrone libero del plasma (processo favorito a temperature intorno a 1.4×10^7 K), si innesca il ramo PP-II: Il Litio-7 instabile cattura un protone e si scinde in due nuclei di He^4 . L'energia dispersa dai due neutrini in questo caso è di 1.06 MeV, che comporta una produzione di energia finale di $\Delta E = 25.67$ MeV. Per fare un esempio, nel Sole questo ramo produce circa il 15% dell'energia totale.

2.1.3 Il ramo PP-III

Se la temperatura è sufficientemente elevata ($T \approx 2.3 \times 10^7$ K), il Be^7 tenderà a reagire direttamente con un atomo di H^1 , innescando così il ramo PP-III:

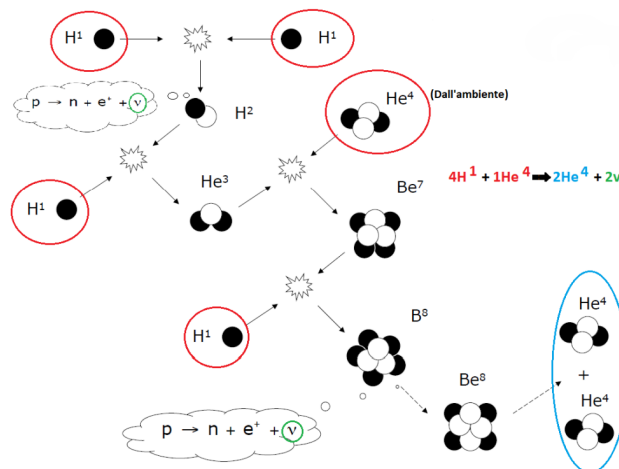


Figura 9: Catena PPIII.

In questo percorso, il nucleo di Boro-8 (B^8) decade spontaneamente in Berillio-8, emettendo un positrone e un neutrino elettronico ad **alta energia**. Infine il Be^8 , poiché estremamente instabile, si scinde in una frazione di secondo in due atomi di He^4 . La PP-III è di gran lunga la reazione fra le tre che produce meno energia di tutte ($\Delta E = 19.3$ MeV), questo per via del neutrino molto energetico che, unito al primo presente in tutte le catene PP, tolgono dall'ambiente ben 7.46 MeV.

2.2 Il Ciclo CNO

Il ciclo CNO consiste in una sequenza di catture protoniche e decadimenti β^+ il cui risultato, analogamente alla catena PP, è la conversione di quattro nuclei di idrogeno in uno di elio. La peculiarità di questo meccanismo però sta nell'utilizzo di Carbonio, Azoto e Ossigeno come step intermedi, che vengono poi ripristinati del tutto alla chiusura del ciclo. Affinché una stella possa attivare tale processo, è tuttavia indispensabile che questi tre elementi siano già presenti all'interno del plasma stellare, essendo stati precedentemente sintetizzati e dispersi nello spazio da generazioni di stelle più antiche.

2.2.1 ciclo Primario e Secondario

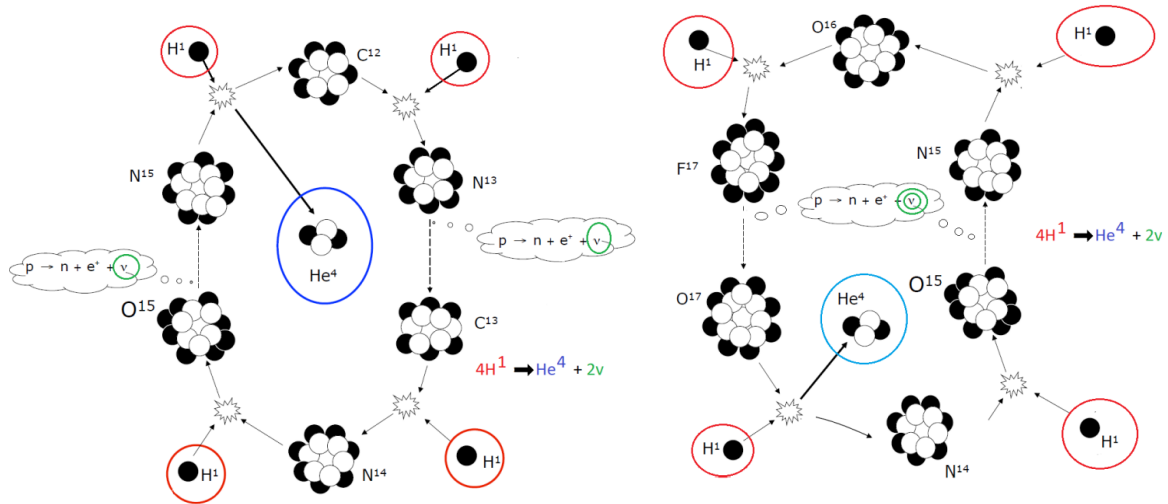


Figura 10: Schema del ciclo principale CNO-I. Figura 11: Schema del ciclo secondario CNO-II.

Il CNO primario vede utilizzati come catalizzatori proprio C , N e O , mentre esiste una piccola probabilità che la cattura protonica su N^{15} inneschi invece un ciclo secondario basato sulla sintesi del Fluoro F cambiando leggermente i ruoli e lasciando inutilizzato C , ma con lo stesso risultato. Il ciclo CNO principale entra a pieno regime intorno a temperature $T \approx 1.7 \times 10^7$ K, mentre il secondario per $T \approx 2 \times 10^7$ K. Sebbene tutte le catture protoniche del ciclo richiedano tempi lunghi, la reazione più limitante è: $N^{14} + H^1 \rightarrow O^{15} + \gamma$ (in particolare: $t \approx 3.2 \times 10^8$ anni), rallentata dalla

transizione da un isotopo stabile (^{14}N) a uno molto più instabile (^{15}O). Questa lentezza provoca un accumulo temporaneo di Azoto-14 e un netto consumo di Carbonio-12, cambiando di fatto drasticamente la chimica interna nel tempo. La produzione di energia nel caso primario ammonta a $\Delta E = 25$ MeV, quasi del tutto analogo al secondario con $\Delta E = 24.9$ MeV.

3 Combustione dell'Elio e fasi successive

Quando l'idrogeno nel nucleo stellare è prossimo all'esaurimento la fusione tramite i processi visti finora cala drasticamente, la struttura viene dunque sopraffatta dalla forza gravitazionale e collassa su se stessa. Con la contrazione la temperatura sale fino a raggiungere circa $T = 1.5 \times 10^8$ K, l'energia cinetica dei nuclei di elio (definiti da adesso in poi come particelle α) allora diventa sufficiente per superare la barriera coulombiana: si innesca così il bruciamento dell'elio.

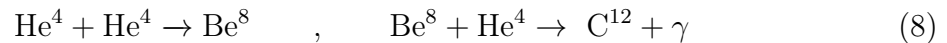
3.1 Il processo 3α

Il processo 3α consiste nella formazione di C^{12} a partire da tre molecole di elio:



La reazione si sviluppa in due fasi: la prima di queste è la fusione di due nuclei di He^4 per formare Be^8 , un isotopo molto instabile con un'emivita di appena 7×10^{-17} s (reazione endotermica). Di conseguenza, il secondo step è la reazione limitante della 3α , poiché è qui che necessitiamo della contrazione stellare e di una temperatura di $T \approx 1.5 \times 10^8$ K. Solamente in queste condizioni estreme il Be^8 riesce, nel suo brevissimo istante di vita, a interagire con un ulteriore He^4 per completare la formazione del Carbonio-12.

La reazione completa è dunque descritta come segue:



L'energia liberata in questo processo corrisponde a $\Delta E = 7.275$ MeV, un valore ben inferiore rispetto a quello della fusione dell'idrogeno.

4 Confronto e Dipendenza dalla Temperatura

Ciascuno dei processi analizzati (PP, CNO e 3α) è caratterizzato da uno specifico tasso di produzione di energia ϵ . Questa grandezza fisica, che riveste un ruolo fondamentale nell'astrofisica stellare, esprime l'energia liberata per unità di massa e di tempo e assume valori differenti in base alle variazioni delle condizioni termodinamiche locali del plasma. In particolare, la dipendenza di ϵ dalla densità ρ e dalla temperatura T può essere formalizzata attraverso una relazione a legge di potenza del tipo:

$$\epsilon \propto \rho T^\nu \quad (9)$$

Legge graficabile in un diagramma che confronta ϵ con la sua variabile più importante, ovvero T (quest'ultima in forma logaritmica, per comodità). Difatti il parametro fondamentale di questa equazione è l'esponente termico ν , il cui valore varia drasticamente a seconda del processo di fusione considerato:

Per temperature tipiche agli interni stellari, l'esponente ν assume difatti valori molto differenti per i due processi:

- **Catena PP:** $\nu \approx 3.5 - 6$. Dipendenza dalla temperatura relativamente debole, dando luogo ad una dolce curva energetica in funzione di T .
- **Ciclo CNO:** $\nu \approx 13 - 20$. La dipendenza dalla temperatura è molto più marcata, traducendosi in una curva ben più inclinata all'aumentare di T .
- **Processo 3α :** $\nu \approx 20 - 30$. La dipendenza raggiunge valori estremi, disegnando una curva ripidissima.

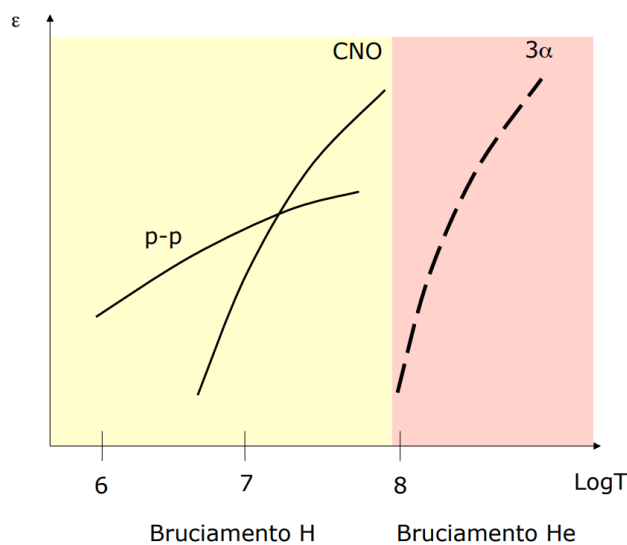


Figura 12: Confronto della dominanza delle diverse catene di nucleosintesi in funzione della temperatura, *Fonte: Ferraro, Astrofisica Stellare, [2]*.

4.1 Conseguenze

Come illustrato in Figura 12, tracciando i tassi di produzione di energia delle due catene in funzione della temperatura centrale, le due curve della PP e CNO si intersecano in un punto critico, definendo una temperatura di transizione (a parità di ϵ) di circa $1.7 - 1.8 \times 10^7$ K, leggermente spostato rispetto al Sole.

Al di sotto di questa soglia (come nel caso del nostro Sole, la cui temperatura si trova intorno a 1.5×10^7 K), la catena PP rimane più efficiente; mentre al di sopra di essa la maggiore sensibilità termica del ciclo CNO fa sì che quest'ultimo prenda rapidamente il sopravvento, diventando difatti il processo termodinamico quasi esclusivo delle stelle con massa superiore al Sole.

La dominanza di un processo rispetto all'altro ha conseguenze macroscopiche sulla struttura interna della stella. Ad esempio nelle stelle massicce dominate dal ciclo CNO, la forte dipendenza da T fa sì che la quasi totalità dell'energia venga prodotta in un volume molto ridotto al centro del nucleo. Questa enorme concentrazione di energia genera un gradiente termico locale talmente ripido che si innescano di conseguenza moti di materia più calda verso l'esterno, lasciando scendere invece quella più fredda e dunque originando un **nucleo convettivo**. Al contrario, nelle stelle di piccola massa dominate dalla catena PP, la produzione di energia dipende meno dalla temperatura che risulta quindi distribuita più uniformemente. I gradienti termici più dolci permettono all'energia di fluire stabilmente verso gli strati esterni tramite puro irraggiamento, caratterizzando le stelle con **nucleo radiativo**.

Conclusioni

In questo elaborato abbiamo rivolto uno sguardo generale ai meccanismi fondamentali che alimentano e caratterizzano le stelle dal punto di vista termodinamico. In particolare, abbiamo esplorato le condizioni estreme e i limiti fisici affinché la fusione nucleare possa innescarsi. Ne abbiamo analizzato i tempi scala, le immense energie liberate e l'impatto profondo che queste reazioni a catena hanno sull'intera struttura e sull'evoluzione della stella.

Per quanto servirebbero ancora innumerevoli parole (ed equazioni) per descrivere con precisione ogni sfumatura di questi importanti fenomeni, siamo comunque riusciti a dare una soddisfacente introduzione a questa estremamente interessante branca della fisica, che si occupa di uno dei fenomeni più affascinanti del nostro Universo.

Quando solleviamo lo sguardo verso la volta celeste, ciò che cogliamo è solitamente un'infinita distesa di flebili puntini luminosi. È una visione che da sempre trasmette all'umanità un messaggio universale di pace e di ispirazione. Eppure, l'osservatore disattento spesso si ferma a questa placida apparenza, rimanendo ignaro della meravigliosa complessità nascosta tra le pieghe del cosmo. Al termine di questo breve percorso, adesso sappiamo qualcosa in più riguardo a questi giganti mozzafiato, che costituiscono in assoluto la parte più rumorosa ed impressionante dell'Universo. Aver sciolto i nodi della meravigliosa fisica che li governa non toglie nulla alla loro poesia, ma anzi la amplifica. Ed è forse questo il messaggio più prezioso che ci consegna l'astronomia: la profonda gratitudine per il privilegio di possedere occhi capaci di ammirare lo spettacolo della realtà, e una mente in grado di decifrarne l'immenso mistero.

Riferimenti bibliografici

- [1] Vittorio Castellani. *Astrofisica Stellare, I fondamenti fisici dell'interpretazione evolutiva di stelle e galassie*. Zanichelli, 1985.
- [2] Francesco Rosario Ferraro. *Astrofisica stellare, struttura delle stelle*, 2025. Slide del corso di Astrofisica Stellare.
- [3] Simone Venturi. *Appunti di astrofisica stellare*. Appunti universitari del corso, documento PDF, 2022.