

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:
Favoino Marco

Relatore:
Chiar.mo Prof. Daniele Dallacasa

Anno accademico [2019-2020]

Sommario

L'elaborato si prefigge di dare una sommaria descrizione dei processi termonucleari che avvengono nelle strutture stellari, mostrandone le principali differenze e le condizioni in cui essi diventano rilevanti. Il primo capitolo si presenta come un'introduzione all'argomento, dando una definizione di stella e descrivendone in breve il ciclo vitale. Il secondo capitolo tratta i vari processi, partendo dall'analisi delle singole reazioni e passando a descrivere poi la catena protone-protone ed il ciclo CNO, nelle loro forme principali e nei loro rami secondari. Segue un'analisi del rate energetico ed una disamina dei processi successivi alla fase di sequenza principale. Il terzo capitolo conclude l'elaborato esaminando il caso delle supernovae, descrivendone sommariamente l'evento ed in processi termonucleari in esso rilevanti.

Indice

1	Introduzione	2
1.1	Ciclo vitale di una stella	2
2	Processi termonucleari	4
2.1	Processi termonucleari di base	4
2.2	Reazioni di pre-sequenza	7
2.3	Catena protone-protone	7
2.3.1	Catena PPI	7
2.3.2	Catena PPII	8
2.3.3	Catena PPIII	9
2.4	Ciclo CNO	9
2.5	Processo 3- α	11
2.6	Confronto energetico	11
2.7	Processi successivi	12
2.7.1	Catture α	12
2.7.2	Catture neutroniche	13
3	Supernovae	15

Capitolo 1

Introduzione

Definiamo stella una sfera di gas in equilibrio idrostatico che produce energia per effetto di fenomeni termonucleari in cui l'idrogeno viene convertito, con il passare del tempo, in elementi sempre più pesanti. Le stelle rappresentano dunque delle "fornaci", che generano energia in processi di fusione nucleare, localizzati principalmente nel suo nucleo. Una stella è una struttura che, per la maggior parte della sua esistenza, permane in uno stato di *quasi-equilibrio*, ove la componente compressiva e centripeta della forza di gravità viene bilanciata dalla componente espansiva e centrifuga della pressione del gas. Tale stato è ben espresso dall'equazione dell'**equilibrio idrostatico**, facilmente ricavabile dalla fluidodinamica, secondo cui in ogni punto della stella la risultante delle forze applicate su un elemento di materia è nulla. In termini matematici:

$$\frac{1}{\rho} \nabla p = -\nabla \phi$$

(ove abbiamo indicato con p la pressione, ρ la densità e ϕ la componente gravitazionale). Sebbene la stella possa generare energia anche per mezzo di fenomeni di contrazione (**meccanismo di Kelvin-Helmholtz**), essi non sono sufficienti da soli a giustificare il lungo permanere delle stelle in una condizione di stazionarietà, necessitando di una produzione energetica nettamente maggiore. Nel corso del presente elaborato andremo a seguire l'evoluzione di una stella, analizzandone i principali processi termonucleari e come essi variano durante il suo ciclo vitale, in accordo con le modifiche alle caratteristiche fisiche che caratterizzano le fasi dell'astro.

1.1 Ciclo vitale di una stella

Le stelle si generano a partire da regioni di idrogeno molecolari, presenti nel cosiddetto mezzo interstellare freddo (**CNM**). Tali regioni hanno temperature molto basse, nell'ordine di $10K$, alte densità, circa $n > 10^3 cm^{-3}$, e sono costituite principalmente da idrogeno, con tracce di elio e metalli. Sono tenute assieme da interazioni gravitazionali, e permangono in equilibrio in ossequio al **Teorema del Viriale**, che mette in relazione energia termica T ed energia gravitazionale V

$$2T + V = 0$$

Questo equilibrio può però venir perturbato da fenomeni esterni alla regione, quali ad esempio le shock-waves di una supernova vicina, turbolenze interne o collisioni tra nubi. In tal caso, la componente gravitazionale risulta favorita e, al raggiungimento di una certa massa critica detta **massa di Jeans**, la nube va incontro ad un collasso. Tale valore è direttamente proporzionale alla temperatura ed inversamente proporzionale alla densità, il

che spiega perché regioni simili sono favorite nel processo di formazione stellare. La nube segue dunque un processo di frammentazione, e i vari frammenti si contraggono attorno a nuclei che raggiungono un equilibrio idrostatico, ove la contrazione causa l'aumento della temperatura e l'energia gravitazionale viene dissipata per irraggiamento. L'aumento di temperatura causa la dissociazione delle molecole e la ionizzazione dell'idrogeno, mentre il gas si accumula in un disco di accrescimento, formando quella che viene definita protostella. Il primo processo termonucleare ad attivarsi è la fusione del deuterio, innescato quando la pressione generata dall'accrescimento permette all'astro in formazione di raggiungere la temperatura di 2 milioni di gradi Kelvin nel suo nucleo. A seconda della massa raggiunta durante la fase di accrescimento, la stella seguirà un destino differente, sia in termini di reazioni nucleari che di durata del ciclo vitale. La fase di accrescimento termina nel momento in cui si raggiungono le condizioni tali da innescare il processo di fusione dell'idrogeno, che entra a regime a temperature nell'ordine di $10^7 K$, portando la stella ad entrare nella fase di **sequenza principale**. Tale fase, la più lunga della vita della stella, permane finché tutto l'idrogeno presente nel nucleo non viene trasformato in elio. Poiché, in questa fase di equilibrio, l'energia generata nel nucleo eguaglia quella irradiata in superficie (e dunque la sua luminosità), la durata di tale fase dipenderà dal rapporto tra massa e luminosità, correlate per le stelle di sequenza principale secondo la seguente legge di potenza

$$L = M^\alpha$$

(Con α , all'incirca fra 3 e 4, dipendente dalla massa) Da cui risulta che la durata della fase di sequenza principale è inversamente proporzionale alla massa della stella. Nella sequenza principale le stelle producono energia tramite due processi, che verranno trattati con maggior cura nel seguente capitolo: la **catena protone-protone** ed il **ciclo CNO**. Quando una stella ha esaurito tutto l'idrogeno nel nucleo, evolve in uno stadio successivo determinato, come già detto in precedenza, dalla massa dell'astro. Stelle tra 0,08 e 0,4 masse solari sono incapaci di dar inizio a nuove reazioni nucleari, e dunque accelerano la bruciatura del poco idrogeno residuo, per poi contrarsi lentamente generando **nane bianche** (vale la pena far notare che, secondo la legge di potenza citata in precedenza, il tempo della fase di sequenza principale di una stella di piccola massa supera di gran lunga l'età dell'universo; il suo processo d'evoluzione si basa dunque solamente su modelli teorici). Stelle di massa superiore, ma comunque inferiore a 8 masse solari, invece, subiscono un collasso del proprio nucleo, che permette al guscio immediatamente esterno di innescare a sua volta la fusione dell'idrogeno residuo, mentre la superficie della stella si espande e si raffredda, divenendo una **gigante rossa**. Via via che la temperatura nel nucleo aumenta, si innescano processi di sintesi di elementi più pesanti, quali la **catena 3α** e le **catture α** . Per tali stelle, quando il processo di nucleosintesi si arresta, le contrazioni ed i collassi nel nucleo generano una stella degenera, che spazza via la sua struttura superficiale ed espone il suo nucleo, divenuto una piccola e calda nana bianca, che continua ad irraggiare l'energia residua "spegnendosi" lentamente. Per stelle di massa ancor superiore, invece, la sintesi nucleare giunge fino al ferro, ed il nucleo dell'astro giunge ad un **limite** (detto **di Chandrasekhar**) ove non può più opporsi al collasso gravitazionale, che si realizza in una rapida "esplosione" denominata **supernova**. L'energia liberata è tale da generare processi di nucleosintesi di elementi più pesanti, e lascia dietro di sé, a seconda della massa della stella di partenza, una **stella di neutroni** o un **buco nero stellare**.

Capitolo 2

Processi termonucleari

2.1 Processi termonucleari di base

Un processo termonucleare si realizza per **fissione**, ove un singolo nucleo pesante viene scisso in nuclei più leggeri, e per **fusione**, ove due nuclei leggeri si uniscono a formarne uno più pesante. Un nucleo atomico viene indicato secondo i seguenti numeri, che ne definiscono stabilità, caratteristiche e posto nella tavola periodica: Z , numero atomico, che indica il numero di protoni; N , che indica il numero di neutroni; A , detto numero atomico di massa, che si definisce dalla relazione

$$A = Z + N$$

La fusione nucleare, processo cardine nella produzione energetica stellare, avviene quando due nuclei, che sono allontanati da una barriera repulsiva determinata dal **potenziale elettrostatico** (sono, infatti, entrambi positivi), si avvicinano a sufficienza da attivare la **forza nucleare forte**, attrattiva [Figura 2.1]. Tale fenomeno avviene a circa $r = 10^{-13}cm$. Perché la fusione nucleare possa avvenire è dunque necessario avere determinate condizioni di densità e pressione, proprie del nucleo stellare. Inoltre, dal punto di vista quantistico, la probabilità d'innescio della fusione nucleare è maggiore grazie all'**effetto tunnel**, che determina la possibilità di un atomo di attraversare una barriera di potenziale, pur non possedendone l'energia sufficiente per farlo.

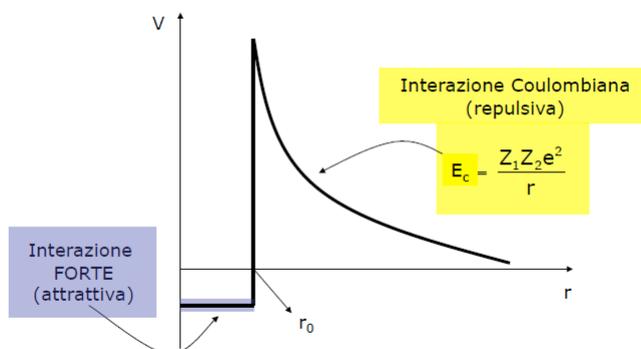


Figura 2.1: Barriera di potenziale

Il processo che genera un nuovo nucleo porta in sé un difetto di massa, identificato dalla nota relazione $\Delta E = \Delta mc^2$. Tale massa mancante è convertita in energia, detta di legame, definita come

$$E(Z, N) = [ZM_p + NM_n - m(Z, N)]c^2$$

ove si è indicato con M_p la massa del protone, M_n la massa del neutrone e $m(Z, N)$ la massa del nucleo. Questa energia di legame indica la quantità di energia prodotta nel processo di sintesi del nuovo nucleo e, al contempo, l'energia necessaria per scinderlo tramite fissione. Nella Figura 2.2 è indicato il valore dell'energia di legame in relazione al numero atomico. Si osserva come tale curva presenti una crescita molto rapida per elementi leggeri, raggiungendo il suo picco in corrispondenza del Fe^{56} . Per elementi leggeri, dunque, l'atomo è stabile, e la fusione nucleare si rivela favorevole, risultando un processo **esotermico** (che libera energia). Per elementi successivi al Fe^{56} , invece, la forza elettrostatica, repulsiva, diviene rilevante, ed il processo favorito diviene la fissione nucleare. Tale curva, dunque, giustifica il processo di nucleosintesi quale efficiente metodo di produzione d'energia, essendo favorevole l'innescò di fusione dell'idrogeno, ed al contempo mostra come il Fe^{56} possa essere l'elemento più pesante generabile con processo esoergonico nelle stelle più massicce.

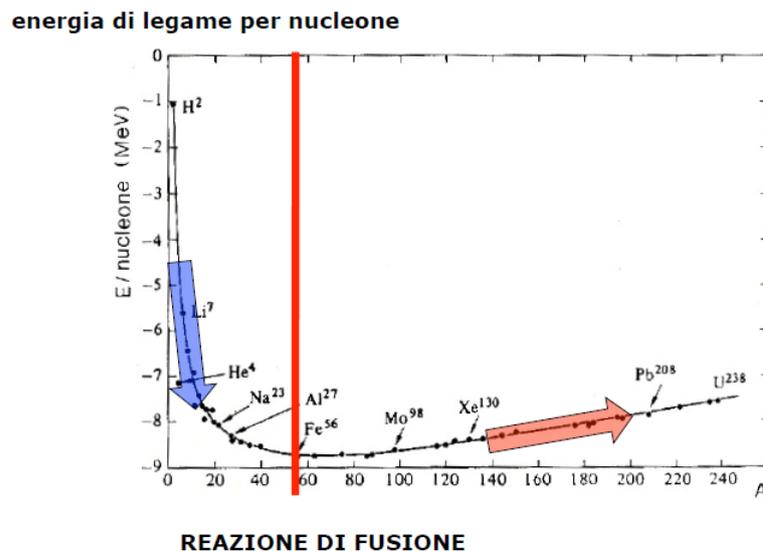
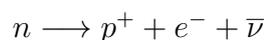


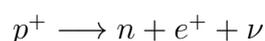
Figura 2.2: Grafico dell'energia di legame per nucleone

È possibile schematizzare i processi che sono alla base dei cicli di produzione energetica stellare in singoli passaggi, che andiamo ad illustrare brevemente:

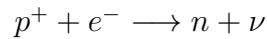
- **Decadimento β^-** Reazione spontanea (esoergonica) in cui un neutrone decade, generando un protone, un elettrone ed un antineutrino



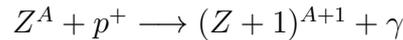
- **Decadimento β^+** Reazione non spontanea (endoergonica) in cui un protone decade, generando un neutrone, un positrone ed un neutrino



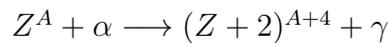
- **Decadimento β^- inverso** (*cattura elettronica*) Reazione autoalimentata (la produzione di neutroni e neutrini causa contrazione della stella, che a sua volta rende favorevole la cattura elettronica) in cui un protone, tramite la cattura di un elettrone, decade in un neutrone ed un neutrino



- **Cattura protonica – Processo (p, γ)** L'interazione di un protone con un nucleo atomico Z genera un nucleo atomico Z+1, con conseguente rilascio di energia



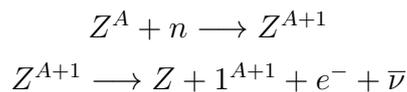
- **Cattura α – Processo (α , γ)** L'interazione di un nucleo atomico Z con una particella α (nucleo di He^4) genera un elemento più pesante, con conseguente rilascio di energia



- **Fotodisintegrazione - Processo (γ , α)** L'interazione di un fotone disintegra un nucleo atomico Z in un certo numero di particelle alfa e neutroni

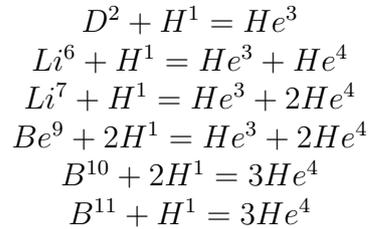


- **Cattura neutronica – Processo (n, γ)** L'interazione di un nucleo atomico Z con un neutrone, che forma una particella più pesante. Tale processo è generalmente seguito da un Decadimento β^- , ed è alla base della formazione di elementi più pesanti del ferro



2.2 Reazioni di pre-sequenza

Il bruciamento dell'idrogeno, pur definendo l'inizio della fase di sequenza principale che rappresenta il periodo di maggior stabilità della vita di una stella, non è il primo processo di nucleosintesi ad innescarsi in un astro. A temperature inferiori, infatti, interazioni tra atomi leggeri già presenti nel nucleo stellare e protoni causano la scissione dei primi in isotopi dell'elio. Qui sotto sono riportati alcuni esempi



Tali processi si definiscono di pre-sequenza, in quanto avvengono in un periodo precedente all'innescò dell'idrogeno e si realizzano in stelle molto giovani oppure in stelle nane brune, dalla massa vicina alle 80 masse gioviane, in cui non sussistono le condizioni per i processi principali. L'abbondanza di elementi quali il deuterio ed il litio nell'interno stellare sono indice di un'età giovane, in quanto vengono rapidamente consumati nelle prime fasi della vita di un astro.

2.3 Catena protone-protone

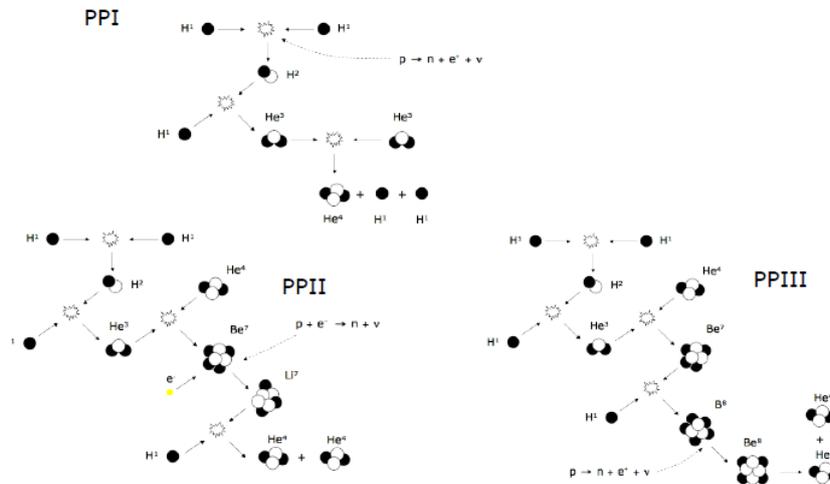


Figura 2.3: Rappresentazione grafica della catena protone-protone

La catena protone-protone rappresenta uno dei due cicli fondamentali con cui le stelle “bruciano” idrogeno nel proprio nucleo, producendo atomi di elio ed energia. Essa può realizzarsi in tre differenti “rami” che pur iniziando e concludendosi egualmente, giungono al risultato finale tramite passaggi intermedi diversi tra loro.

2.3.1 Catena PPI

La catena PPI è la prima ad attivarsi nel nucleo stellare, non richiedendo elementi intermedi e ad una temperatura leggermente inferiore agli altri due rami. Il processo utilizza sei atomi di idrogeno per generare un atomo di elio e due protoni, giungendo al bilancio netto



La catena si articola di tre passaggi, riportati nella tabella sottostante assieme all'energia liberata da ognuno di essi ed il tempo di attivazione.

	E (MeV)	t
$H^1 + H^1 \longrightarrow H^2 + e^+ + \nu$	+1,44 - 0,26	$1,4 \cdot 10^9$ yr
$H^2 + H^1 \longrightarrow He^3 + \gamma$	+ 5,49	6 sec
$He^3 + He^3 \longrightarrow He^4 + H^1 + H^1$	+ 12,85	10^6 yr

Nel primo passaggio, due atomi di idrogeno interagiscono per decadimento β^+ , generando un deuterio (isotopo dell'idrogeno), un positrone ed un neutrino, la cui componente energetica va sottratta all'intero computo (il neutrino è una particella che ha bassissima interazione con la materia, e di fatto trasporta energia all'esterno della stella). Tale processo è il più lungo dell'intero ciclo: la fusione nucleare, infatti, può avvenire solo per effetto tunnel, ed inoltre il decadimento β^+ è una reazione endoergonica, che richiede energia. Da tale passaggio dipenderà dunque il tempo caratteristico dell'intera catena. Man mano che atomi di deuterio iniziano ad accumularsi nel nucleo, si realizza il secondo passaggio, dove una cattura protonica produce un atomo di He^3 . Il tempo caratteristico del secondo passaggio è brevissimo, e due atomi di He^3 interagiscono per generare un atomo di elio e due protoni, liberando energia. Il computo energetico del processo completo è $E = 26,2 MeV$.

2.3.2 Catena PPII

La seconda catena entra a regime in un tempo successivo, a temperature leggermente maggiori ($T = 1,4 \cdot 10^7 K$) e richiede un numero sufficiente di atomi di elio, prodotti dalla PPI. Nella seguente tabella sono riportati, come nel caso precedente, i vari passaggi della catena PPII

	E (MeV)	t
$H^1 + H^1 \longrightarrow H^2 + e^+ + \nu$	+1,44 - 0,26	$1,4 \cdot 10^9 y$
$H^2 + H^1 \longrightarrow He^3 + \gamma$	+ 5,49	6 sec
$He^3 + He^4 \longrightarrow Be^7 + \gamma$	+ 12,85	$10^6 y$
$Be^7 + e^- \longrightarrow Li^7 + \nu$	+ 0,86 - 0,80	0,4 y
$Li^7 + H^1 \longrightarrow 2He^4 + \gamma$	17,35	6 min

E' possibile notare come i due passaggi iniziali risultino identici alla PPI, di cui questa catena è una variazione. Gli atomi di He^3 , anziché legarsi tra loro, interagiscono con atomi di elio, generando un atomo di berillio, il quale diviene Litio per fenomeno di cattura elettronica. A ciò segue una cattura protonica che genera Be^8 , che è però molto instabile, e decade rapidamente ($t = 6$ min) in due atomi di elio. Il computo energetico del processo completo è $E = 25,67$ MeV, inferiore a quello della PPI in quanto circa 1 MeV (4 %) è perso a causa dei neutrini.

2.3.3 Catena PPIII

La catena PPIII domina a temperature di $2,3 \cdot 10^7 K$ e, così come la PPII, richiede una certa abbondanza di elio. Riportiamo qui sotto, in tabella, i passaggi della catena

	E (MeV)	t
$H^1 + H^1 \longrightarrow H^2 + e^+ + \nu$	+1,44 - 0,26	$1,4 \cdot 10^9 y$
$H^2 + H^1 \longrightarrow He^3 + \gamma$	+ 5,49	6 sec
$He^3 + He^4 \longrightarrow Be^7 + \gamma$	+ 12,85	$10^6 y$
$Be^7 + H^1 \longrightarrow B^8 + \gamma$	+ 0,135	66 y
$B^8 \longrightarrow Be^8 + e^+ + \nu$	+18,07	1 sec
$Be^8 \longrightarrow 2He^4 + \gamma$	-7,20	1 sec

Vediamo che, esattamente come nel caso precedente, la cattura α genera un atomo di Berillio. Quest'ultimo però effettua una cattura protonica, generando un atomo di Boro. Tale atomo subisce un decadimento β^+ , producendo del Be^8 che, come sappiamo, è altamente instabile e decade in due atomi di elio, producendo energia. Il computo energetico del processo completo è $E = 19,3$ MeV, a causa dell'energia persa sotto forma di neutrini durante il decadimento β^+ , circa $7.5 MeV$ (28%)

2.4 Ciclo CNO

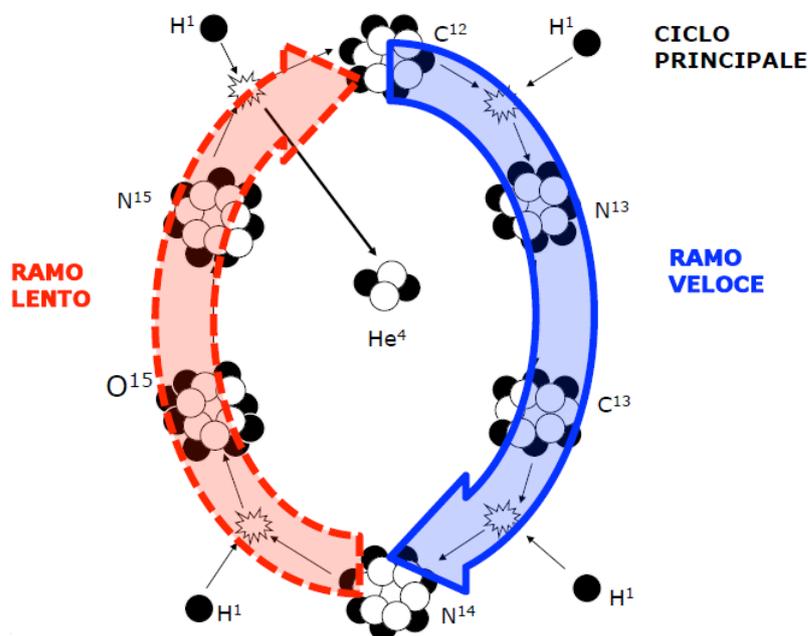


Figura 2.4: Rappresentazione grafica del ciclo CNO principale. Si noti la distinzione tra ramo lento e ramo veloce

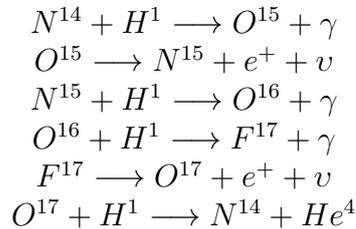
Il ciclo carbonio-azoto-ossigeno è un canale di combustione dell'idrogeno alternativo alla catena protone-protone, che utilizza elementi più pesanti come "catalizzatori" per la produzione dell'elio, tramite una serie di decadimenti β^+ e catture protoniche. Tali elementi non sono prodotti della catena stessa, ma sono già presenti nel plasma stellare: da ciò è possibile dedurre che il ciclo CNO sia prerogativa di stelle giovani di popolazione

I, che presentano un mezzo ricco di metalli. Il processo è a regime per $T = 1,5 \cdot 10^7 K$, ed il bilancio complessivo della reazione sarà lo stesso della catena protone-protone, con quattro atomi di idrogeno utilizzati per produrre un atomo di elio. Nella seguente tabella sono riportati i passaggi del ciclo

	E (MeV)	t
$C^{12} + H^1 \longrightarrow N^{13} + \gamma$	+ 1,94	$1,3 \cdot 10^7 y$
$N^{13} \longrightarrow C^{13} + e^+ + \nu$	+ 2,2 (- 0,7)	7 min
$C^{13} + H^1 \longrightarrow N^{14} + \gamma$	+ 7,55	$2,7 \cdot 10^6 y$
$N^{14} + H^1 \longrightarrow O^{15} + \gamma$	+ 7,29	$3,2 \cdot 10^8 y$
$O^{15} \longrightarrow N^{15} + e^+ + \nu$	+ 2,7 (- 1,0)	82 sec
$N^{15} + H^1 \longrightarrow C^{12} + He^4$	4,96	$1,1 \cdot 10^5 yr$

Osserviamo come la reazione più lenta, che definisce il tempo caratteristico della reazione, è la cattura protonica che genera O^{15} . Si genererà dunque un surplus di azoto, che va a modificare le abbondanze relative a svantaggio di ossigeno e carbonio, e sarà possibile dividere l'intero ciclo in due parti: un ramo "veloce", che parte dal carbonio e si ferma all'azoto, che è elemento stabile; ed un ramo "lento", che prosegue fino alla produzione dell'elio. Il computo energetico del processo è $E = 25$ MeV, con 1,7 MeV persi tramite neutrini, ed oltre all'elio produce un atomo di carbonio, da cui il ciclo ricomincia.

All'aumentare della temperatura possono innescarsi **rami secondari** del ciclo CNO, che includono la produzione di altri elementi pesanti, quali O^{16} e F^{17} , che agiscono come anch'essi come catalizzatori della reazione. A seguire è riportato un possibile ciclo secondario



Che rilascia 24.9 MeV di energia. Altri rami secondari sono efficienti solo in stelle molto massive, o richiedono alte temperature (*HCNO* o *beta-limited CNO*).

2.5 Processo 3- α

Quando l'astro ha consumato la quasi totalità dell'idrogeno presente nel suo nucleo, che diviene formato per il 98% da elio, esce dalla fase di sequenza principale. Attraversa dunque un periodo d'instabilità (*ramo delle giganti rosse*), in cui non vi sono reazioni termonucleari e dunque il collasso gravitazionale prevale, comprimendo la stella. L'effetto di tale compressione è l'aumento della temperatura nel nucleo che, raggiunta $T = 1,5 \cdot 10^8 K$, permette il bruciamento dell'elio ("flash" dell'elio e passaggio nel *ramo orizzontale*) e la produzione di carbonio tramite un ciclo definito processo 3- α , in quanto richiede l'utilizzo di tre particelle α (nuclei di elio). Tale processo segue i seguenti passaggi

	E (MeV)
$He^4 + He^4 \longleftrightarrow Be^8$	- 0,1
$Be^8 + He^4 \longrightarrow C^{12} + \gamma$	+ 7,4

Si evidenzia come il primo passaggio, che utilizza due particelle α per produrre Be^8 , sia *endoergonico*: come sappiamo, infatti, il Be^8 è molto instabile e decade rapidamente. Tale instabilità del Be^8 , ed in generale l'assenza di isotopi stabili tra $A = 5$ e $A = 8$, è la causa dell'assenza di elementi più pesanti dell'elio come frutto della nucleosintesi primordiale. Ma, in un interno stellare post sequenza principale, il rapporto $Be^8 - He$ è di circa una particella ogni 10^{10} , ed in tali condizioni il Be^8 riesce ad interagire con un'altra particella α ed a produrre un atomo di carbonio, rilasciando $E=7,3$ MeV

2.6 Confronto energetico

Per poter confrontare al meglio i contributi della catena protone-protone, del ciclo CNO e del processo 3- α , è conveniente introdurre un termine definito **tasso di produzione energetica termonucleare** $\varepsilon = \varepsilon(\rho, T, X, Y, Z)$. Tale valore indica l' *energia prodotta in ogni ciclo rispetto alla massa ed al tempo*, ed è dipendente dalla temperatura, dalla densità e dalla composizione chimica del gas. Per la catena protone-protone, sarà espresso in termini di

$$\varepsilon_{pp} = \varepsilon_1 \rho X^2 T_6^{v_{pp}}$$

(Dove per X si intende l'abbondanza dell'idrogeno, $T_6 = \frac{T}{10^6 K}$ e $v_{pp} = [3,5 - 6]$).

Per il ciclo CNO, invece, si definirà come

$$\varepsilon_{cn} = \varepsilon_2 \rho X X_{cn} T_6^{v_{cn}}$$

(Ove si è indicato con X_{cn} l'abbondanza dei "catalizzatori" necessari per il ciclo CNO, e dove $v_{cn} = [13 - 20]$.)

E' facile osservare come, fino a temperature nell'ordine di $17 \cdot 10^6 K$, la catena protone-protone prevalga, producendo un rate energetico maggiore. E' questo il caso del nostro Sole, ove la catena pp è prevalente. All'aumentare della temperatura, il ciclo CNO diventa più efficiente, in quanto il suo rate energetico è molto influenzato da variazioni di temperatura. Al variare delle condizioni fisiche, è possibile dunque definire quale processo è prevalente in una determinata struttura stellare. Inoltre, poiché ε è proporzionale al flusso F e dunque al gradiente radiativo, è possibile sapere se, tramite il **criterio di Schwarzschild**, se si innescano moti convettivi all'interno della struttura.

Per quanto riguarda la $3\text{-}\alpha$, il suo rate energetico è dato da

$$\varepsilon_{3\alpha} = \varepsilon_3 \rho^2 Y^3 T_8^{v_{3\alpha}}$$

in cui si è indicata con Y l'abbondanza dell'elio, da cui il processo è fortemente dipendente, e $v_{3\alpha} = [20 - 30]$. Nella figura successiva sono graficati i rate energetici dei tre processi al variare di T .

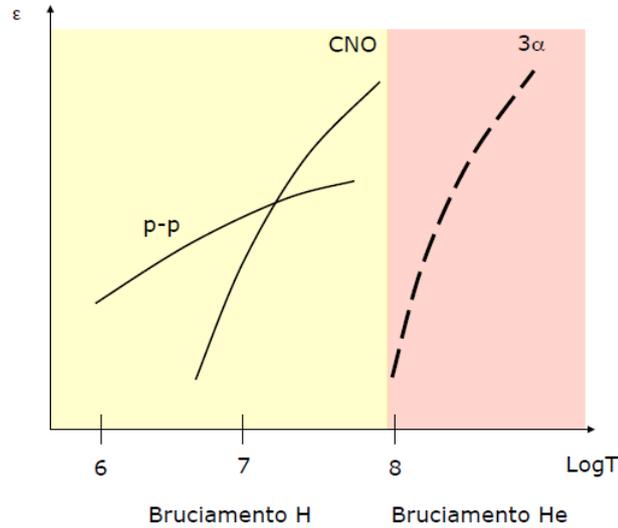


Figura 2.5: Grafico dei rate energetici dei tre processi sopraindicati, in funzione di $\log T$

2.7 Processi successivi

2.7.1 Catture α

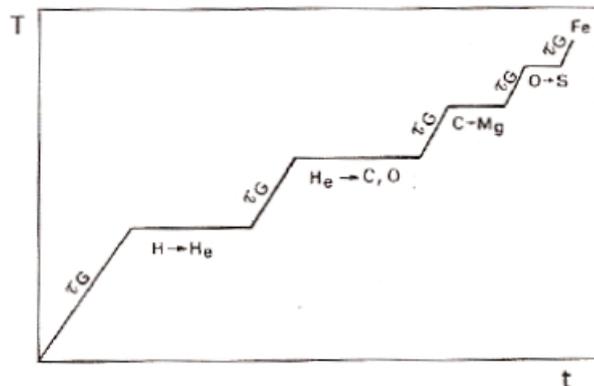
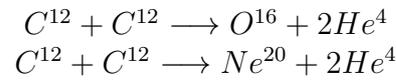


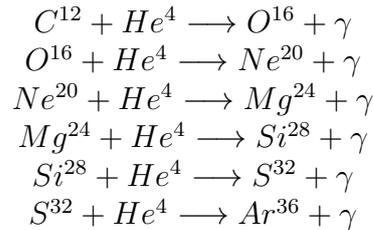
Figura 2.6: Andamento schematico dell'evoluzione interna di una stella massiccia in funzione del tempo. Sono indicati i tempi di contrazione τ_g ed i processi prevalenti

Esattamente come accaduto con la fase di sequenza principale, il termine del processo $3\text{-}\alpha$ lascia un nucleo inerte, composto principalmente da carbonio, che inizia a contrarsi, mentre nelle shell esterne si innescano le reazioni di bruciatura di idrogeno ed elio residuo. Qualora la stella sia di piccola massa (inferiore ad 8 masse solari), questo rappresenta uno degli ultimi stadi evolutivi: gli strati più esterni finiranno per venir spazzati via per

vento stellare, mentre il nucleo continuerà a contrarsi divenendo una **nana bianca al carbonio-ossigeno**. Qualora invece le condizioni permettano al nucleo di raggiungere la temperatura di $T = 6 \cdot 10^8 K$, si innescherà il processo di fusione del carbonio, qui sotto riportato.



A temperature ancor maggiori si innescheranno processi di sintesi di elementi più pesanti, definite catture alfa: l'atomo Z interagisce con una particella alfa, generando un atomo $Z+2$ e rilasciando energia.



Tali processi terminano, come già accennato in precedenza, con la sintesi del ferro. E' possibile notare [Figura 2.7] come i tempi caratteristici delle reazioni vadano a decrescere all'aumentare del numero atomico dell'elemento prodotto, in quanto oltre $10^9 K$ la produzione di neutrini diviene sempre più rilevante, portando ad un raffreddamento e ad una contrazione della struttura stellare.

Bruciamento	t
H \rightarrow He	10^7 yr
He \rightarrow C	10^6 yr
C \rightarrow O	1000 yr
O	200 giorni
Si	7 giorni

Figura 2.7: Processi termodinamici e relativi tempi in scala per $M \sim 20 M_{\odot}$

2.7.2 Catture neutroniche

Gli elementi più pesanti del ferro vengono prodotti all'interno di una stella massiccia tramite fenomeni di cattura neutronica, ove un atomo interagisce con un neutrone per formare un isotopo più pesante. Se tale isotopo è instabile, decadrà tramite decadimento β^- , divenendo l'elemento del peso atomico successivo. Poiché un neutrone libero decade spontaneamente in tempi rapidi (circa 10 minuti), sono necessari processi che ne producano un'abbondanza tale da poter interagire. Le già citate catture alfa, ad esempio, hanno

la produzione di neutroni liberi tra i loro risultati, come la fotodisintegrazione del ferro (possibile a $T = 10^{10} K$). I fenomeni di cattura neutronica si dividono in due tipologie, differenziate dai tempi caratteristici della loro prima fase.

- **Processo s, “slow”**, in cui il tasso di cattura neutronica è più lento del decadimento beta. Si realizza in condizioni di bassa densità neutronica, all’interno di stelle del *ramo asintotico delle giganti*, a circa $10^8 K$.
- **Processo r, “rapid”**, in cui il tasso di cattura neutronica è più veloce del decadimento beta. L’atomo cattura molti neutroni prima di decadere, e dunque richiede condizioni di alta densità neutronica, presenti in eventi di *supernova core-collapse*, a circa $10^{10} K$.

Capitolo 3

Supernovae

La supernova rappresenta lo stadio finale della vita di una stella di massa superiore a 8 masse solari (e di alcuni sistemi binari): tale catastrofico evento porta il nucleo dell'astro a collassare incontrollabilmente su sé stesso, raggiungendo temperature nell'ordine di $10^{11}K$ ed emettendo tanta energia in pochi secondi quanta una stella come il Sole ne emette nell'arco di tutta la sua esistenza, mentre la maggior parte del materiale stellare viene espulso ad altissime velocità ($0,1 c$), producendo un'onda d'urto ed arricchendo il mezzo interstellare di elementi pesanti. La classificazione delle supernovae è data dall'analisi delle loro righe spettrali, secondo l'immagine in figura

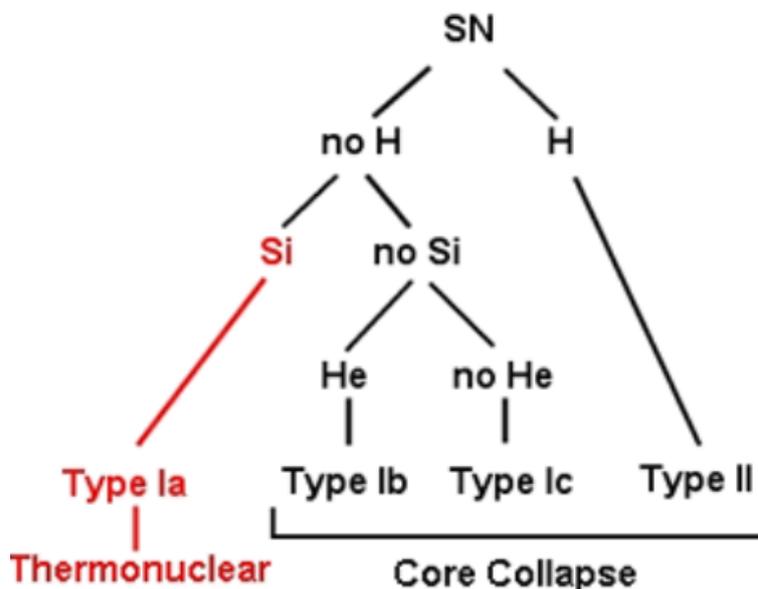


Figura 3.1: Classificazione delle supernovae, in relazione alle loro righe spettrali e agli eventi che le hanno generate

E' possibile però effettuare un'ulteriore distinzione, legata all'evento che l'ha generata. **Supernovae di tipo termonucleare** (Ia) sono formate da sistemi binari, in cui una nana bianca accresce la sua massa sottraendone parte alla sua compagna, tipicamente una gigante rossa, fino a raggiungere l'innesco. **Supernovae a collasso del nucleo** (Ib/Ic, se priva d'involuppo, o II) rappresentano invece lo stadio conclusivo di stelle molto massicce.

In entrambi i casi, nel momento in cui il nucleo dell'astro giunge alla **massa di Chandrasekhar** ($1,44M_{\odot}$) la pressione di degenerazione degli elettroni non è più sufficiente a contrastare la forza gravitazionale. Nelle supernovae termonucleari, il collasso causa l'accensione di processi di bruciamento del carbonio a densità di $10^9 gcm^{-3}$ in ambiente degenere, che dà il via al processo esplosivo e che non lascia residuo. Nelle supernovae core-collapse, invece, il nucleo di ferro degenere generato dai già citati processi di nucleosintesi collassa a causa di eventi di cattura elettronica, che sottraggono all'astro la pressione di degenerazione che era necessaria per mantenere l'equilibrio idrostatico. Tali eventi dipendono dal fatto che, a $T = 10^{10} K$, i fotoni danno inizio a processi (endotermici) di fotodisintegrazione che producono i neutroni necessari per le catture neutroniche r. Quest'evoluzione viene bilanciata dalla cattura elettronica, che si autoalimenta a causa del **processo URCA**, che è un efficiente metodo di raffreddamento della materia degenere: il raffreddamento causa una contrazione, che permette a protoni ed elettroni di interagire maggiormente e, dunque, di produrre ancor più neutroni e neutrini. Quando il nucleo è quasi totalmente composto di neutroni, il collasso rallenta, in quanto i neutroni riescono a resistere maggiormente alla forza gravitazionale. Se, in questa fase, il nucleo non ha raggiunto una massa sufficiente, la contrazione si arresterà e il risultato della supernova sarà una **stella di neutroni**. In caso contrario (stelle di $M > 25M_{\odot}$), invece, si genererà un **buco nero**. L'esplosione di supernova causa, come già accennato, l'espansione degli strati esterni della stella, che avviene a velocità costante di circa $10^4 km/s$, dando origine ad un'onda d'urto ed una discontinuità di contatto, instabile. Quando la massa del mezzo interstellare diventa comparabile con quella espulsa dalla supernova, l'espansione si arresta e lo shock rallenta, causando una diminuzione della temperatura del materiale. In questa fase, l'energia totale si conserva. Quando la temperatura scende sotto i $10^6 K$, le perdite radiative divengono rilevanti e l'espansione continua per conservazione dell'impulso. La materia eiettata si accumula in un piccolo strato successivo all'onda d'urto (*fase spazzaneve*) e la temperatura si abbassa molto rapidamente, ritornando ai valori precedenti all'urto (shock isoterma).

Bibliografia

- [1] Ferraro, F. R. *Appunti di Astrofisica Stellare*.
- [2] Dallacas, D. *Appunti di Processi di Radiazione e MHD*.
- [3] Castellani, V. *Astrofisica Stellare*, Ed Zanichelli.
- [4] Salaris, M e Cassisi, S. *Evolution of Stars and Stellar Populations*, Ed John Wiley and sons.