

Università degli Studi di Padova

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "GALILEO GALILEI"
Corso di Laurea Triennale in Astronomia

TESI DI LAUREA TRIENNALE IN ASTRONOMIA

La reazione nucleare $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$: rilevanza astrofisica e grado di incertezza

Laureando:
Riccardo Biasissi – Matricola 1143078

Relatrice:
Prof.ssa Paola Marigo

Anno accademico 2019/2020

Indice

1	Introduzione	2
2	Proprietà fisiche delle reazioni nucleari	3
3	Fasi evolutive	5
3.1	Bruciamento del nucleo di idrogeno	5
3.2	Bruciamento della shell di idrogeno	9
3.3	Bruciamento del nucleo di elio	11
3.4	Fasi successive	13
4	Misura del tasso della reazione $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$	16
5	Conseguenze in astrofisica	18
5.1	Influenza della reazione $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ sul rapporto C/O	18
5.1.1	Modello di massa intermedia	18
5.1.2	Modelli stellari massicci	19
5.2	Influenza della $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ sulla struttura interna delle stelle massicce	20
5.3	Influenza della $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ sulla componente debole del processo-s nelle stelle massicce	22

1 Introduzione

Durante il loro ciclo vitale, le stelle stanno in equilibrio sul bilancio tra la forza di gravità e il gradiente di pressione. Quando queste due quantità si bilanciano, si verifica quello che viene chiamato equilibrio idrostatico. In base a questa condizione, la pressione aumenta dall'esterno verso l'interno. In condizioni di equilibrio idrostatico, un gas deve soddisfare la condizione:

$$\frac{dP}{dm} = -\frac{Gm}{4\pi r^4}$$

La conseguenza più importante dell'equilibrio idrostatico è il teorema del viriale. Per un gas ideale assume l'espressione $E_{\text{int}} = -\frac{1}{2}E_{\text{gr}}$, dove E_{int} rappresenta l'energia interna mentre E_{gr} è il potenziale gravitazionale. Segue che:

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{int}} + E_{\text{gr}} = -E_{\text{int}} = \frac{1}{2}E_{\text{gr}} < 0$$

Sulla base di questa espressione si hanno due importanti conseguenze:

- una nube di gas in equilibrio idrostatico deve essere sufficientemente calda da generare la pressione necessaria a bilanciare la gravità
- poiché qualunque oggetto a temperatura superiore allo zero assoluto irradia energia dalla sua superficie, il teorema del viriale predice che la condizione di equilibrio idrostatico nelle stelle, prive di fonti energetiche interne, comporta una contrazione e un riscaldamento della struttura stellare. La luminosità è pari alla variazione dell'energia interna:

$$L = \frac{dE_{\text{int}}}{dt} = -\frac{dE_{\text{tot}}}{dt} > 0$$

Per l'ultimo punto si ha che, in presenza di una sorgente interna tale da bilanciare la perdita di energia, l' E_{tot} è conservata e dunque, dal teorema del viriale, anche E_{gr} e E_{int} sono costanti. In tale situazione la stella è detta essere in equilibrio termico ed irradia energia dalla sua superficie alla stessa velocità con cui la produce. Una conseguenza di questa situazione è che la stella non si contrarrà né espanderà.

L'energia per soddisfare l'equilibrio termico proviene dalle reazioni nucleari. Questi processi si verificano nella zona più interna della stella, il nucleo, e la precisa interpretazione fisica di tali reazioni è alla base per sviluppare modelli stellari consistenti con le osservazioni.

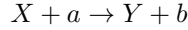
Tra le possibili reazioni che avvengono nei nuclei stellari, ve ne sono alcune che hanno un forte impatto sui profili dell'abbondanza degli elementi prodotti durante la nucleosintesi e sull'evoluzione. La $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, insieme al processo 3α , ne è un'esempio, infatti influenza direttamente la produzione degli elementi più pesanti del ^{12}C e la struttura interna delle stelle.

Le prime misurazioni su questa reazione risalgono al 1955 ma soffrivano particolarmente dei limiti strumentali di quegli anni. In questo primo periodo si svilupparono molti dei metodi indiretti tutt'oggi utilizzati nell'analisi di questa reazione. Negli anni '70, si spinse l'analisi a energie più basse e di interesse astrofisico (~ 300 keV) sfruttando nuovi metodi diretti. In questa seconda fase è fondamentale la scoperta del sostanziale contributo di quadrupolo nella determinazione della sezione d'urto della reazione. Nonostante l'iniziale successo, presto ci si accorse dei limiti di queste tecniche e, dagli anni '90 ad oggi, ci si è concentrati su metodi indiretti. I miglioramenti fatti nel campo computazionale hanno permesso inoltre l'utilizzo di simulazioni Monte Carlo per ridurre ulteriormente le incertezze sperimentali.

Ad oggi, la reazione $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ sembra essere fortemente influenzata da contributi sia risonanti che non risonanti e dalle interferenze tra queste componenti, la cui forza è legata alla struttura energetica dell'atomo di O [3]. Per tali motivi è tuttora molto difficile indagare la fisica dietro di essa e determinare con sufficiente precisione la sezione d'urto di tale reazione.

2 Proprietà fisiche delle reazioni nucleari

Si abbia la reazione nucleare in cui dei nuclei X vengono bombardati da delle particelle a :



si indichino con i i nuclei di X e j quelli di a , allora il flusso di particelle incidenti è dato dal prodotto $n_j v$ mentre il numero di reazioni per unità di tempo con un solo nucleo bersaglio è pari a $n_j v \cdot \sigma$, per cui il numero di reazioni totali in unità di volume per unità di tempo è:

$$r_{ij} = n_i n_j v \cdot \sigma$$

dove n_i, n_j rappresentano rispettivamente le densità numeriche dei nuclei bersaglio e proiettile mentre σ è la sezione d'urto. Se queste due specie atomiche fossero identiche e in gran numero allora vale $n_i n_j = \frac{1}{2} n_i (n_i - 1) \approx \frac{1}{2} n_i^2$, per cui si può riscrivere:

$$r_{ij} = \frac{1}{1 + \delta_{ij}} n_i n_j v \cdot \sigma \quad \text{con } \delta_{ij} = \begin{cases} 0 & i \neq j \\ 1 & i = j \end{cases}$$

Poiché la sezione d'urto σ in generale dipende dall'energia delle particelle allora dipenderà dalla loro velocità, inoltre la quest'ultima quantità non è uguale per tutti i nuclei ma avrà una certa distribuzione $\phi(v)$ allora:

$$r_{ij} = \frac{1}{1 + \delta_{ij}} n_i n_j \int_0^\infty \phi(v) \sigma(v) dv \Rightarrow r_{ij} = \frac{1}{1 + \delta_{ij}} n_i n_j \langle \sigma v \rangle$$

Per i gas ideali in equilibrio termodinamico locale si può approssimare la distribuzione di velocità $\phi(v)$ con quella di Maxwell-Boltzmann dunque:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} (k_B T)^{-3/2} \int_0^\infty \sigma(E) \cdot E \cdot \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) dE$$

dove è stato usato che $E = \mu v^2/2$ con μ la massa ridotta delle particelle nel riferimento del centro di massa.

Per determinare il tasso di reazione è quindi fondamentale conoscere la sezione d'urto $\sigma(E)$. Essa rappresenta la probabilità che una certa reazione nucleare avvenga. I nuclei sono carichi positivamente ed esercitano tra di loro forze elettrostatiche repulsive dette forze di Coulomb. Non appena sono sufficientemente vicini, l'interazione nucleare forte li lega. La forza di Coulomb genera una barriera di potenziale che è direttamente proporzionale alle cariche nucleari e inversamente proporzionale alla distanza inter-nucleare:

$$V = \frac{q_1 \cdot q_2}{r} = \frac{Z_i Z_j e^2}{r}$$

Dal punto di vista classico sappiamo che l'energia cinetica delle particelle deve superare quella potenziale repulsiva, ovvero $E_k = E_T \geq V$ dove E_T rappresenta l'energia termica. Segue che:

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} k_B T \geq \frac{Z_i Z_j e^2}{r}$$

dunque la fusione dell'H, $Z_i = Z_j = 1$ e $r \sim 1 \times 10^{-13}$ cm, richiederebbe temperature superiori a:

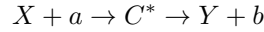
$$T \geq \frac{2 Z_i Z_j e^2}{3 k_B r} \sim 1 \times 10^{10} \text{ K}$$

valore che eccede le temperature tipiche nel nucleo solare. Una soluzione arriva dalla fisica quantistica con l'effetto tunnel: i nuclei che non sono abbastanza energetici per superare la barriera di potenziale hanno una probabilità non nulla di superarla. L'andamento di questo effetto è simile a $P \sim \exp(-\eta/\sqrt{E})$ dove η è il parametro di Sommerfield il quale contiene informazioni sulla barriera di potenziale:

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{2E}} Z_i Z_j \frac{e^2}{\hbar^2} \rightarrow P(E) \sim \exp\left(-\sqrt{\frac{\mu}{2}} \frac{Z_i Z_j e^2}{\hbar^2 E}\right) \sim 31.29 Z_i Z_j \sqrt{\tilde{\mu}}$$

dove $\tilde{\mu}$ rappresenta la massa ridotta in termini di unità di massa atomica mentre le Z_i e Z_j sono le cariche dei due atomi interagenti. Dunque la probabilità cresce all'aumentare dell'energia e diminuisce al crescere della

barriera di potenziale. Una volta che il nucleo j ha attraversato la barriera di Coulomb, i due nuclei formano un composto nucleare eccitato che decade dopo poco tempo nei prodotti:



La formazione dei prodotti dipende interamente dalla struttura energetica del composto C^* . Se l'energia della particella incidente è simile a quella di un livello quasi stazionario di C^* (risonanza) allora a può superare la barriera di potenziale e generare con X il composto C^* . Quindi decade spontaneamente in uno dei suoi livelli energetici per formare Y liberando b .

Dall'espressione per $P(E)$ appena ricavata si osserva che solo le particelle più leggere (dunque con piccoli $Z_i Z_j$) hanno probabilità non nulle di compiere la reazione. In virtù di queste nuove considerazioni, è possibile ricalcolare il valore di T per la collisione tra protoni nel caso quantistico, assumendo che la separazione tra i nuclei interagenti sia la lunghezza d'onda di De Broglie λ :

$$\begin{cases} E_k = V \rightarrow \frac{1}{2}mv^2 = \frac{p^2}{2m} = \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 \frac{1}{2m} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\lambda} \rightarrow \lambda = \frac{h^2}{2m Z_1 Z_2 e^2} \\ E_T \geq V \rightarrow \frac{3}{2}k_B T \geq \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\lambda} = \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4 2m}{h^2} \rightarrow T \geq \frac{4}{3} \frac{m Z_1^2 Z_2^2 e^4}{k_B h^2} \approx 10^7 \text{K} \end{cases}$$

valore consistente con quello stimato del nucleo solare.

Questa trattazione quantistica permette di esprimere la sezione d'urto come prodotto di tre termini $\sigma(E) \sim \lambda^2 \cdot P(E) \cdot S(E) \sim 1/E \cdot \exp(-\eta/\sqrt{E}) \cdot S(E)$ dove $S(E)$ è il fattore astrofisico S che contiene informazioni sulla barriera di potenziale ed η è il parametro di Sommerfeld. Il calcolo della sezione d'urto di una reazione si traduce quindi nella determinazione della $S(E)$:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi m}\right)^{1/2} (k_B T)^{-3/2} \int_0^\infty S(E) \cdot \exp\left(-\frac{E}{k_B T} - \frac{\eta}{\sqrt{E}}\right) dE \quad (1)$$

In prima analisi, una misura della sezione d'urto può essere fatta direttamente in laboratorio. Tuttavia procedendo verso valori sempre più piccoli di energia, tipicamente sotto i 100 keV, essa diventa troppo piccola per essere misurata. Generalmente l'espressione dell' $S(E)$ è una funzione quasi costante o che varia debolmente con l'energia, ma in presenza di risonanze questo non è necessariamente vero.

In generale, la funzione integranda che compare nell'espressione per $\langle \sigma v \rangle$ è una curva, simile ad una gaussiana, concentrata intorno ad un valore massimo detto picco di Gamow. Questo punto è estremamente sensibile alla temperatura. Un'analisi della derivata di questa funzione restituisce il valore del picco di Gamow E_0 :

$$\frac{d}{dE} \left(\exp\left(-\frac{E}{k_B T} - \frac{\eta}{\sqrt{E}}\right) \right) = 0 \rightarrow E_0 = \left(\frac{1}{2} \eta k_B T\right)^{2/3} = 0.122 (Z_i^2 Z_j^2 \tilde{\mu} T_9^2)^{1/3}$$

dove T_9 è la temperatura espressa in GK. La lunghezza a metà altezza in questo valore E_0 della curva gaussiana rappresenta la finestra di energia in cui sono più probabili le reazioni nucleari:

$$\Delta E = 0.236 (Z_i^2 Z_j^2 \tilde{\mu} T_9^2)^{1/6}$$

3 Fasi evolutive

3.1 Bruciamento del nucleo di idrogeno

A seguito del collasso gravitazionale di una nube di gas e la formazione di una protostella, la stella entra nella fase di sequenza principale. Durante questo periodo l'H viene convertito in He nel nucleo.

Come ci si aspetterebbe, stelle più massicce hanno pressioni e temperature maggiori, ciò comporta una fusione più rapida rispetto a stelle meno massicce. La massa di H bruciata durante la sequenza principale può essere espressa come:

$$\Delta M_{\text{MS}} = \frac{1}{q_H} \int_0^{t_{\text{MS}}} L dt \approx \frac{\langle L \rangle}{q_H} t_{\text{MS}}$$

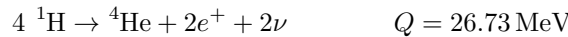
dove q_H è l'energia specifica rilasciata durante il bruciamento di idrogeno. La ΔM_{MS} può essere espressa anche attraverso il tempo scala nucleare t_{nuc} :

$$\Delta M_{\text{MS}} \sim f_{\text{nuc}} \cdot M \rightarrow t_{\text{MS}} \sim f_{\text{nuc}} \cdot \frac{q_H}{\langle L \rangle} M$$

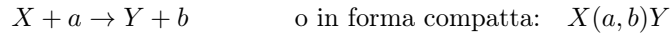
e dalle relazioni di omologia $\langle L \rangle \sim M^3 \Rightarrow t_{\text{MS}} \sim M^{-2}$. Calcoli più precisi restituiscono:

$$t_{\text{MS}} \approx 10^{10} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-2.5} \text{ yr}$$

La reazione che converte H in He si innesca a temperature di 1×10^7 K e può avvenire con due meccanismi differenti. Indipendentemente dal tipo di processo si ha la fusione di quattro nuclei di H in uno di He e la liberazione di due coppie di positroni e^+ e neutrini ν :



Dal valore del Q-value è possibile ricavare la quantità di energia rilasciata mentre dal suo segno si può fare una prima distinzione sul meccanismo nucleare della reazione. In generale una reazione nucleare può essere scritta come:



dove X, Y sono dei nuclei, a è la particella proiettile che colpisce X e b può essere una particella o un fotone rilasciato. Il Q-value di questa reazione è definito nel modo seguente:

$$Q = (m_X + m_a - m_Y - m_b)c^2$$

dove m_u è la massa in unità atomiche. Poiché la massa di un nucleo atomico è sempre inferiore della somma delle sue componenti, allora definito il difetto in massa come la differenza della massa del nucleo con quella dei suoi costituenti e ricordando l'equazione di Einstein, si può riscrivere l'ultima espressione in termini dell'energia di legame E_B :

$$\Delta M_i = m_i - A_i m_u \rightarrow -E_{B,i} = \Delta M_i c^2 = (m_i - A_i m_u)c^2 \rightarrow m_i = -\frac{E_{B,i}}{c^2} + A_i m_u$$

da cui il Q-value diventa:

$$Q = -E_{B,X} - E_{B,a} + E_{B,Y} + E_{B,b} + m_u c^2 (A_X + A_a - A_Y - A_b)$$

poiché nelle reazioni nucleari vige la conservazione del numero di massa ($A_X + A_a = A_Y + A_b$) allora:

$$Q = -E_{B,X} - E_{B,a} + E_{B,Y} + E_{B,b}$$

Tale valore sarà positivo se l'energia di legame dei prodotti è maggiore di quella dei reagenti, caso in cui si passa ad una configurazione più stabile da una meno stabile. Se $Q > 0$ la reazione è esotermica, se $Q < 0$ la reazione è endotermica e richiederà energia per avvenire.

È possibile prevedere il meccanismo di reazione esprimendo l'energia di legame per nucleone $E_{B,i}/A_i$ come funzione del numero di massa A_i :

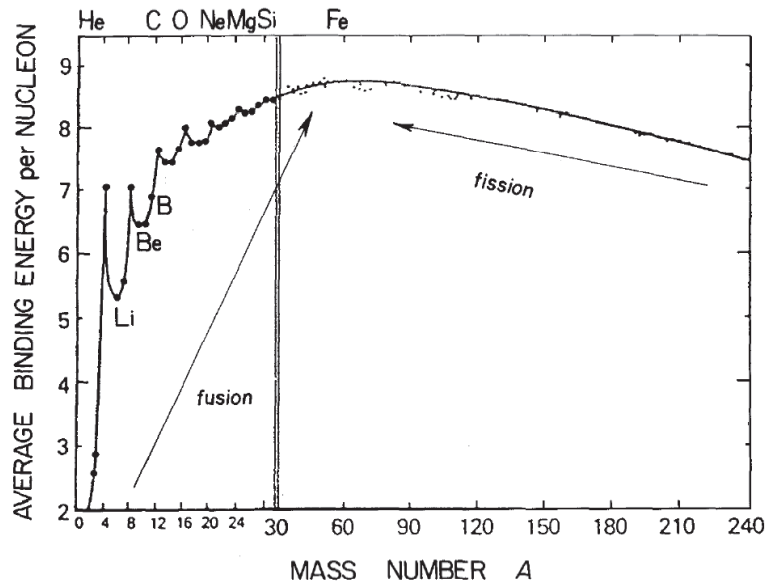


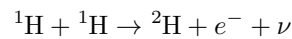
Figura 1: Energia di legame per nucleone E_B/A in funzione del numero di massa atomica A [12]

L'energia di legame per nucleone cresce fino ad un massimo di 8.79 MeV nel Fe. Questo indica che reazioni riguardanti elementi fino al Fe si verificano attraverso il processo di fusione nucleare.

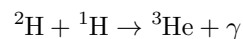
Nella reazione che converte l'H in He si ha un $Q = 26.73$ MeV, tuttavia il valore effettivo dipende dal meccanismo con cui vengono rilasciati i due neutrini ν .

Poiché è improbabile che quattro protoni si incontrino contemporaneamente, è necessaria una catena di reazioni. Vi sono due meccanismi di reazione che convertono H in He: catena protone-protone (p-p) e ciclo CNO.

Catena p-p Il primo passo è la fusione di due protoni ^1H :

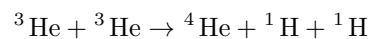


il deuterio ^2H così prodotto reagisce con un protone per creare ^3He :

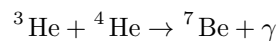


A questo punto si hanno due possibili reazioni:

- due ^3He reagiscono per formare ^4He e due protoni, catena pp1:

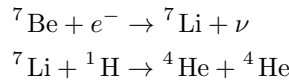


- l' ^3He reagisce con l' ^4He per formare ^7Be :

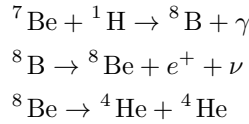


Il berillio appena formato può seguire due strade:

– catturare un elettrone, catena pp2:



– catturare un protone, catena pp3:



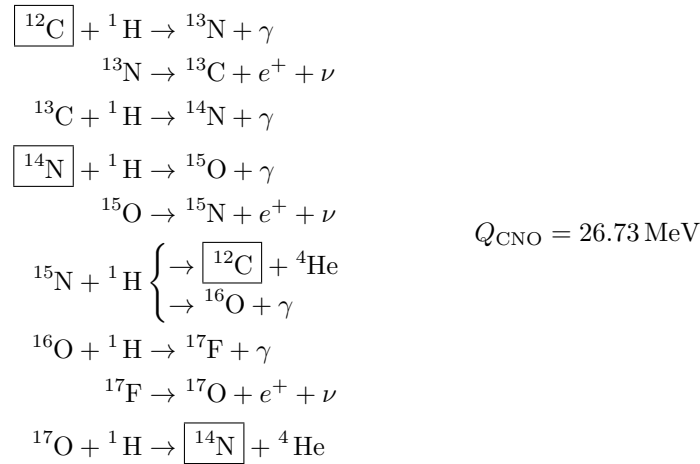
Le tre catene hanno in comune il primo step, dunque l'elemento che limita il loro svolgersi è il deuterio ${}^2\text{H}$. Ciò che favorisce una catena piuttosto che un'altra è la temperatura del nucleo stellare, generalmente la pp1 domina a $1.5 \times 10^7 \text{ K} < T < 2 \times 10^7 \text{ K}$, la pp2 a $2 \times 10^7 \text{ K} < T < 3 \times 10^7 \text{ K}$ e la pp3 a $T > 3 \times 10^7 \text{ K}$. Nel Sole ($T \sim 1.5 \times 10^7 \text{ K}$) il 70% è pp1, il 30% è pp2 e $< 1\%$ è pp3.

Nelle tre catene si ha la perdita di neutrini in modi diversi e questo comporta un differente Q-value:

$$\begin{aligned} Q_{pp1} &= 26.20 \text{ MeV} \\ Q_{pp2} &= 25.66 \text{ MeV} \\ Q_{pp3} &= 19.76 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Questo tipo di meccanismo domina nelle stelle in sequenza principale con $M < 1.2 M_{\odot}$.

Ciclo CNO Si tratta di tre gruppi interconnessi di reazioni cicliche in cui gli elementi C, N e O compaiono sia tra i reagenti che tra i prodotti. La sequenza di reazioni cicliche è rappresentata come segue:



dove sono stati riquadrati gli elementi che vengono riciclati nel ciclo di reazioni. Il risultato netto è la conversione di ${}^1\text{H}$ in ${}^4\text{He}$ a partire dai nuclei di C, N e O. Il ciclo CNO può avvenire solo in stelle con $M > 1.2 M_{\odot}$. Tra le varie reazioni, quella con la sezione d'urto più piccola è la ${}^{14}\text{N}(p, \gamma){}^{15}\text{O}$ e rallenta tutta la catena.

Comparando il tasso di generazione dell'energia del ciclo CNO con quello della catena p-p si osservano dipendenze molto diverse con la temperatura, rispettivamente $\varepsilon_{pp} \sim T^4$ e $\varepsilon_{CNO} \sim T^{18}$. Di conseguenza il ciclo CNO dominerà a temperature $T \gtrsim 1.5 \times 10^7$ K.

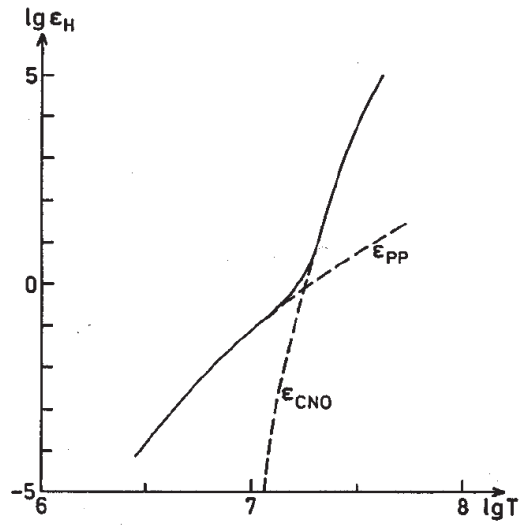


Figura 2: Tasso di generazione dell'energia ε per il bruciamento dell'H in funzione della temperatura. Le curve tratteggiate rappresentano i contributi della catena p-p e del ciclo CNO [8]

3.2 Bruciamento della shell di idrogeno

Non appena l'H nel nucleo è esaurito, questo si contrae mentre l'involuppo, per il principio dello specchio, si espande. A questo punto la stella ha abbandonato la sequenza principale e l'H continua ad eseguire la fusione nucleare in una shell intorno al nucleo stesso mentre questo è costituito prevalentemente da He e tracce di C, N e O. La contrazione del nucleo si fermerà quando verranno raggiunte condizioni di temperatura e pressione tali da innescare la fusione nucleare dell'He (tipicamente $T \gtrsim 1 \times 10^8$ K e nuclei stellari di $0.3 M_{\odot}$ o $0.45 M_{\odot}$ rispettivamente per stelle di massa piccola o media/grande).

Durante la transizione dalla fase in cui il nucleo brucia H a quella in cui viene convertito l'He in C, le stelle seguono due percorsi evolutivi differenti dove la massa gioca un ruolo fondamentale. Stelle con $M \lesssim 2 M_{\odot}$ (piccola massa) avranno un'evoluzione diversa da quelle con massa superiore a $2 M_{\odot}$ (massa media e grande).

Stelle di piccola massa

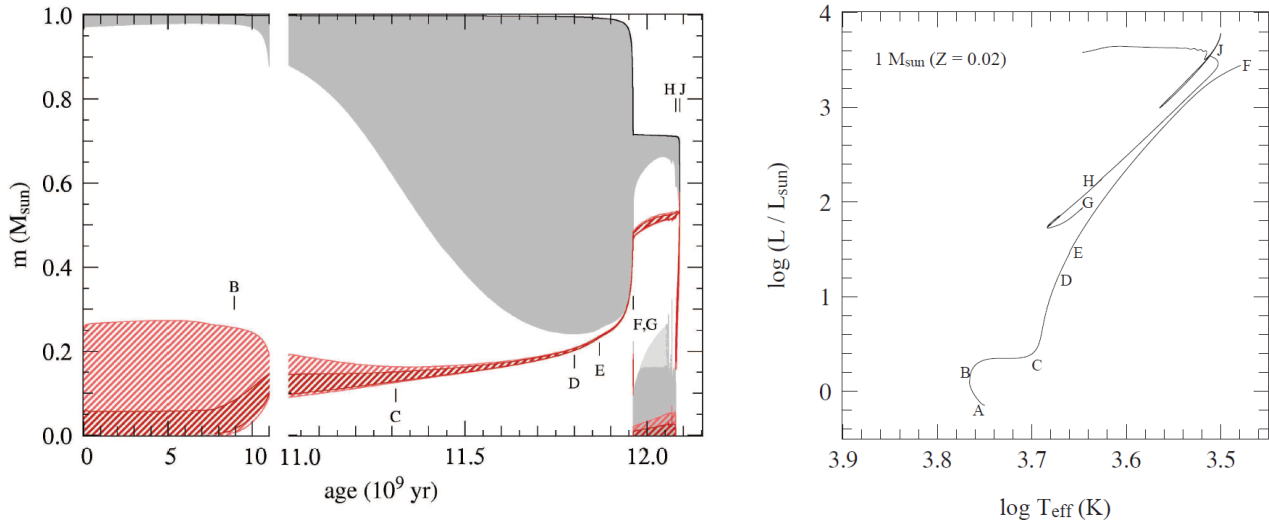


Figura 3: Evoluzione di un modello stellare con $M = 1 M_{\odot}$ e composizione iniziale $X = 0.7$ e $Z = 0.02$. Pannello di sinistra: evoluzione della struttura interna in funzione della coordinata di massa m , l'area grigia rappresenta la zona convettiva mentre quelle rosse sono le area di generazione dell'energia nucleare. Pannello di destra: evoluzione sul diagramma H-R [12]

Quando la stella lascia la sequenza principale (punto B), viene a mancare l'energia generata dal bruciamento dell'H nel nucleo. In risposta, quest'ultimo si contrae mentre l'involuppo si espande (per il principio dello specchio) e raffredda. La contrazione causa un aumento della densità e la degenerazione del nucleo (punto C). Il passaggio tra questi due punti è chiamato subgiant branch, a seguito di questo la stella diventa una gigante rossa e si trova all'inizio della fase di RGB (red giant branch). Durante questo periodo il nucleo continua a contrarsi, il raggio e la luminosità superficiale aumentano mentre la shell di idrogeno continua a bruciare a ritmi sempre maggiori. La fase di RGB è compresa tra i punti C e F.

Stelle di piccola massa sono caratterizzate da un involucro convettivo, la cui profondità raggiunge la shell di bruciamento dell'idrogeno nella fase di gigante rossa (punto D). Questo fenomeno è detto primo dredge-up del nucleo e il suo effetto è quello di portare in superficie una sensibile quantità di He e immettere H nel nucleo.

La luminosità continua a crescere e quando raggiunge valori $L \sim 2000 L_{\odot}$, il nucleo ha temperature prossime a $T \sim 1 \times 10^8$ K e una massa $M \sim 0.45 M_{\odot}$, valore minimo per innescare il bruciamento dell'He in un gas degenere (punto F).

Stelle di media e grande massa

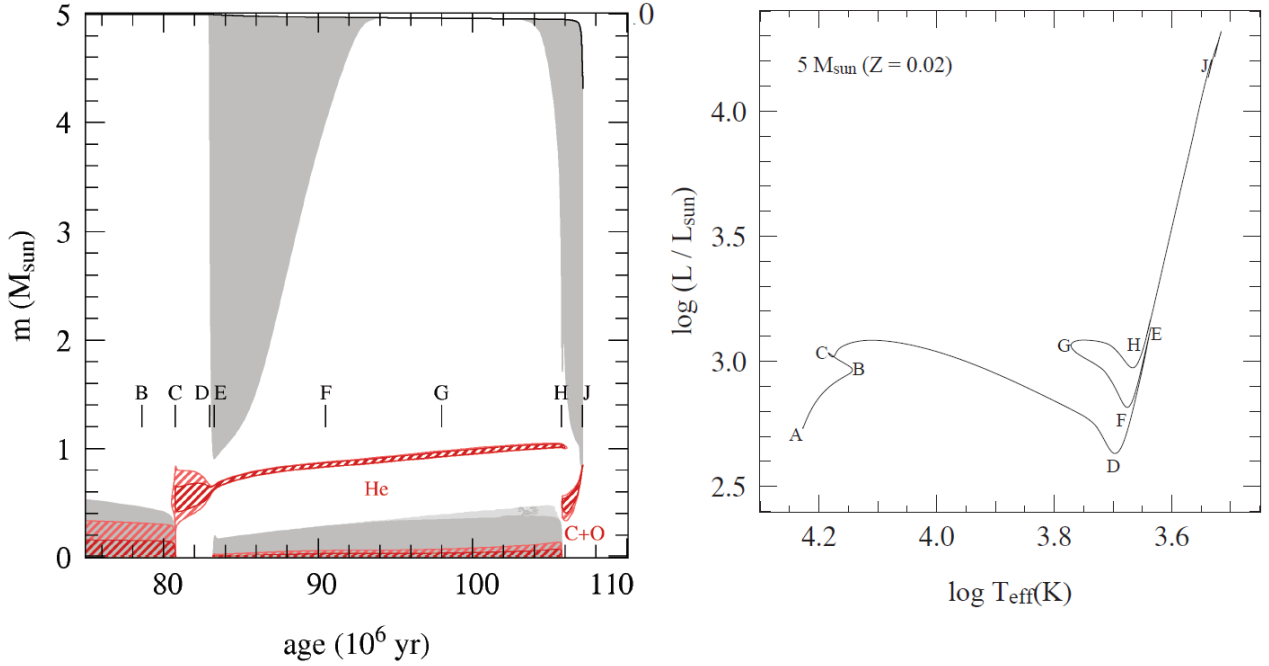


Figura 4: Evoluzione di un modello stellare con $M = 5 M_{\odot}$ e composizione iniziale $X = 0.7$ e $Z = 0.02$. Pannello di sinistra: evoluzione della struttura interna in funzione della coordinata di massa m , l'area grigia rappresenta la zona convettiva mentre quelle rosse sono le area di generazione dell'energia nucleare. Pannello di destra: evoluzione sul diagramma H-R [12]

Per le stelle di massa $M \gtrsim 2 M_{\odot}$, la situazione è diversa in quanto non subiscono in questa fase iniziale la degenerazione del nucleo. Analogamente a quanto avviene per le stelle di piccola massa, il nucleo si contrae mentre l'H continua a bruciare in una shell intorno ad essa. Nella fase tra i punti C e D la stella passa dall'essere in equilibrio termico a non esserlo più. Questo è dovuto al fatto che, all'inizio di questa sezione del diagramma H-R, il nucleo ha una massa inferiore al limite di Schönberg-Chandrasekhar:

$$\frac{M_C}{M} < 0.37 \left(\frac{\mu_{\text{env}}}{\mu_C} \right) \sim 0.10$$

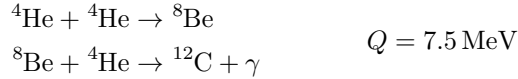
in particolare, per stelle di $5 M_{\odot}$ il nucleo è di circa $0.4 M_{\odot}$. Tuttavia, avvicinandosi al punto D, la massa del nucleo aumenta per effetto delle reazioni nucleari nella shell di idrogeno sovrastante. Quando $M_C/M \gtrsim 0.10$ viene a mancare l'equilibrio termico e la contrazione accelera.

Per il principio dello specchio, l'involuppo si espande e raffredda sempre più velocemente. La diminuzione della temperatura superficiale T_{eff} comporta un aumento dell'opacità, ciò previene il trasporto radiativo e favorisce profondi moti convettivi. Al punto E avviene il primo dredge-up del nucleo. Questo porta in superficie non solo He ma anche gli elementi tipici del ciclo CNO.

In tutta la fase di bruciamento della shell di idrogeno, il nucleo delle stelle di media e grande massa rimane non degenere. Il valore minimo per innescare la fusione dell'He è di circa $0.3 M_{\odot}$ e viene raggiunto al punto E.

3.3 Bruciamento del nucleo di elio

Il meccanismo con cui avviene il bruciamento dell'He è il processo 3α . Ci si aspetterebbe che l'elio prodotto dall'idrogeno bruci subito per formare ${}^8\text{Be}$ e da qui ${}^{12}\text{C}$. Tuttavia il berillio risulta essere instabile e avere un tempo di vita tanto breve da decadere prima che possa compiere reazioni nucleari. Tuttavia nel 1952 Edwin Salpeter riuscì a provare che, a temperature dell'ordine $T \sim 1 \times 10^8$ K, questo tempo di vita è comunque superiore al tempo di collisione medio dei nuclei di He [14]. Inoltre bisogna considerare che vi sono delle risonanze nella reazione $\text{Be}(\alpha, \gamma)\text{C}$ che facilitano la cattura del un nucleo di elio da parte del berillio [4]. La sequenza di reazioni è rappresentata come segue:



L'evoluzione delle stelle durante il bruciamento dell'He segue, come nella fase precedente, due percorsi diversi a seconda della massa.

Stelle di piccola massa

Poiché il nucleo è sottoposto alla degenerazione allora la sua temperatura e densità sono disaccoppiate, pertanto il bruciamento di elio avviene in maniera instabile. L'energia generata dal processo 3α causa un aumento della temperatura ma non della pressione poiché, per gas degeneri, questa è indipendente dalla temperatura:

$$\begin{aligned} P_e &\sim \left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{5/3} && \text{nel limite relativistico} \\ P_e &\sim \left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{4/3} && \text{nel limite ultra-relativistico} \end{aligned}$$

Poiché tutta l'energia liberata dal bruciamento dell'He va ad aumentare quella interna, si ha una produzione incontrollata di energia. Questa sovrapproduzione, in realtà, dura solo qualche secondo e decresce molto velocemente al raggiungimento di temperature prossime a 3×10^8 K, tale fenomeno è il flash dell'He. Infatti, l'aumento dell'energia interna causa la crescita della temperatura del nucleo ma, poiché questo è degenero, essa sale quasi verticalmente nel diagramma $\rho_C - T_C$ riportando il gas in condizioni ideali:

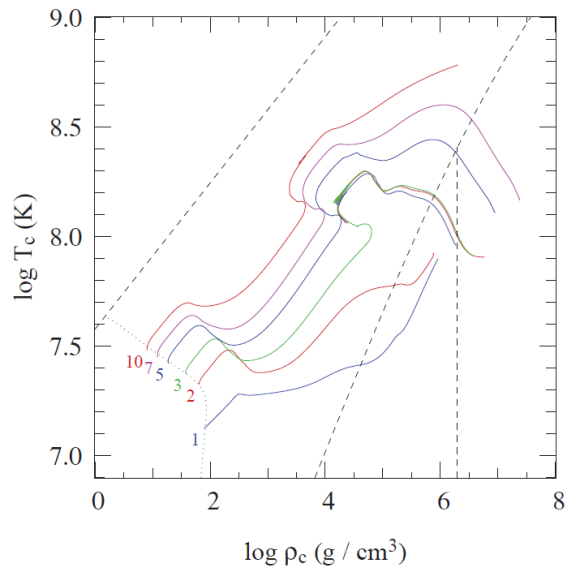


Figura 5: Percorso evolutivo per modelli stellari con massa pari a 1, 2, 3, 5, 7 e $10 M_{\odot}$ e composizione iniziale $X = 0.7$ e $Z = 0.02$ nel grafico temperatura-densità centrali [12]

A seguito di questo, il nucleo si espande e contrae fino a che la degenerazione del gas è completamente eliminata. Questa fase è compresa tra i punti F e G.

Tra i punti G e H si trova l'horizontal branch, fase in cui la stella brucia stabilmente He fino a trovarsi con un nucleo di C e O racchiuso all'interno di due gusci rispettivamente di He e H.

Stelle di media e grande massa

Questa categoria di oggetti inizia a bruciare He nel punto E, poiché il nucleo non è degenere il bruciamento è stabile e non è presente il fenomeno del flash dell'He. Oltre al processo 3α che converte He in C, si innesca anche la $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ la quale gioca un ruolo fondamentale nel definire il rapporto C/O alla fine di questa fase.

Quando si è formata una quantità sufficiente di C dal processo 3α , segue la cattura di un'altro nucleo di He da parte del C:



La $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ compete con il processo 3α consumando man mano il C formato da quest'ultimo a ritmi sempre maggiori.

Le frazioni in massa di C e O possono essere espresse come funzioni della frazione in massa dell'He, la quale varia col tempo. Questa dipendenza può essere espressa con equazioni differenziali in cui compaiono le frazioni in massa $Y(^4\text{He})$, $Y(^{12}\text{C})$, $Y(^{16}\text{O})$, la densità ρ e i tassi di reazione λ :

$$\frac{dY(^{12}\text{C})}{dt} = \frac{1}{3!} [Y(^4\text{He})]^3 \cdot \rho^2 \cdot \lambda_{(3\alpha)} - Y(^4\text{He}) \cdot Y(^{12}\text{C}) \cdot \rho \cdot \lambda_{^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}}$$

$$\frac{dY(^{16}\text{O})}{dt} = Y(^4\text{He}) \cdot Y(^{12}\text{C}) \cdot \rho \cdot \lambda_{^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}} - Y(^4\text{He}) \cdot Y(^{16}\text{O}) \cdot \rho \cdot \lambda_{^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}}$$

una volta risolte, si possono rappresentare le soluzioni nel grafico:

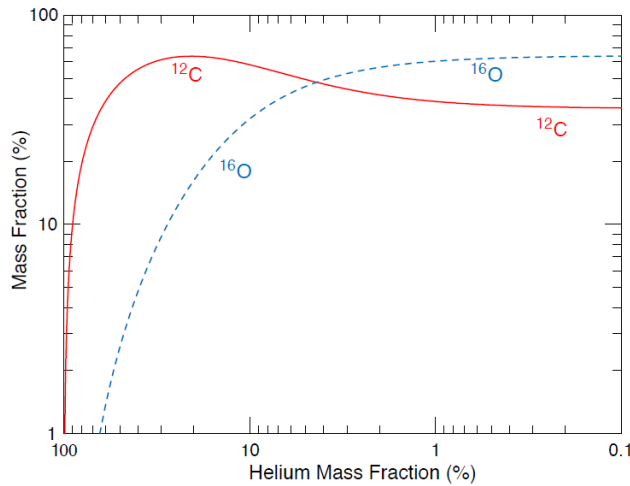


Figura 6: Evoluzione delle frazioni in massa di C e O in funzione della frazione in massa di He a temperatura e densità costanti [3]

Come si vede, nelle equazioni differenziali compare anche il tasso della reazione $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$, tuttavia in ambienti in cui si verifica la fusione dell'He, questo tasso di reazione è sensibilmente inferiore di quello della $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ [2]. Sempre dalla figura, si osserva che appena l'He scende sotto la frazione in massa di circa l'1%, il rapporto C/O si fissa e potrà essere modificato solo a temperature maggiori di $T \gtrsim 4 \times 10^8 \text{ K}$.

Sempre dal grafico, si può osservare che solo l'ultima frazione del combustibile di He influisce significativamente sul rapporto C/O. Durante le fasi finali del bruciamento di He si verificano tre importanti reazioni: $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ e $\text{O}(\alpha, \gamma)\text{Ne}$. Tra queste, la $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ rappresenta la principale fonte di neutroni, fondamentali nel processo-s per la formazione di elementi più pesanti del Fe. Queste reazioni competono tra loro per gli ultimi nuclei di He, di conseguenza la $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ inficia direttamente sulla produzione di neutroni e quindi sul processo-s [16] [13] [7].

Proseguendo l'evoluzione nel diagramma H-R, so osserva che, tra i punti E ed H, stelle di media e grande massa descrivono quello che viene chiamato blue loop, la cui durata è regolata dalla composizione chimica, dalla massa del nucleo di elio rispetto all'inviluppo e dal profilo di abbondanza dell'H nell'inviluppo stesso.

Al punto H, le stelle con $M \gtrsim 2 M_{\odot}$ hanno sviluppato un nucleo di C e O.

3.4 Fasi successive

Successivamente alla formazione del nucleo di C e O, si hanno due percorsi evolutivi molto differenti.

Stelle di piccola e media massa

Stelle con massa fino a $8 M_{\odot}$ subiscono la degenerazione del nucleo nelle ultime fasi e per questo hanno un percorso evolutivo simile. A seguito del bruciamento di He nel nucleo (punto H) inizia la fase di AGB (asymptotic giant branch). Essa è composta da due stadi.

La prima parte di questo tratto, sezione H-K, è chiamata fase di giovane AGB. Come succede nella transizione dal bruciamento di H ad He, si ha la formazione di una shell dove l'elio compie ancora reazioni di fusione nucleare. Il nucleo si contrae e, per il principio dello specchio, la shell di elio si espande. Ciò diminuisce la temperatura della shell sovrastante di H, che si estingue. Dunque durante la contrazione del nucleo la shell di elio, quella di H e l'involuppo si espandono. Nel frattempo il bruciamento dell'He accresce il nucleo aumentandone la densità e portandolo in condizioni di degeneri (punto K).

In stelle sufficientemente massicce ($M \gtrsim 4 M_{\odot}$) può verificarsi un secondo dredge-up del nucleo (punto K). Questo è dovuto alla diminuzione della temperatura superficiale la quale comporta una crescita dell'opacità e l'instaurarsi di moti convettivi sempre più profondi. La quantità di materiale portato in superficie è molto maggiore di quella trasportata durante il primo dredge-up.

Il secondo stadio, sezione K-J, è detta fase dei puls termici. A seguito del secondo dredge-up, l'involuppo si contrae e questo permette all'H più interno di bruciare ancora: ciò riforma la shell di fusione dell'idrogeno. Ci saranno dunque due gusci molto sottili che compiono la fusione, quello di elio e quello di idrogeno. Tale situazione è termicamente instabile e genera dei peculiari puls termici ciclici. Le fasi di un pulso termico sono:

- la shell di idrogeno arricchisce quella di elio sottostante fino a farle raggiungere un valore critico di massa che ne attiva la fusione
- l'energia prodotta nella shell di elio crea un gradiente di T che genera una regione convettiva tra questo strato e quello di bruciamento dell'idrogeno sovrastante detta inter-shell. Questi moti convettivi mescolano i prodotti di fusione dell'He nella regione dell'H
- prima o poi l'instabilità termica è schiacciata per cui l'inter-shell recede sempre più facendo espandere la shell di idrogeno e causandone un raffreddamento che blocca momentaneamente la fusione
- l'involuppo convettivo raggiunge la shell di fusione dell'elio e si verifica il terzo dredge-up
- dopo aver raggiunto la profondità massima, l'involuppo si contrae e questo riattiva la fusione dell'H intorno alla shell di elio riavviando il ciclo

Durante questa fase si ha un intenso fenomeno di perdita di massa a causa della polvere che si viene a formare nell'involuppo stellare. L'intensità di questo effetto può arrivare fino a valori massimi di $1 \times 10^{-4} M_{\odot}/\text{yr}$.

A seguito di questo processo, rimane il nucleo di C e O degenere che costituisce la nana bianca circondato dal gas emesso durante i puls termici che invece forma la nebulosa planetaria. Il rapporto finale C/O è fortemente influenzato dal tasso di reazione della $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$.

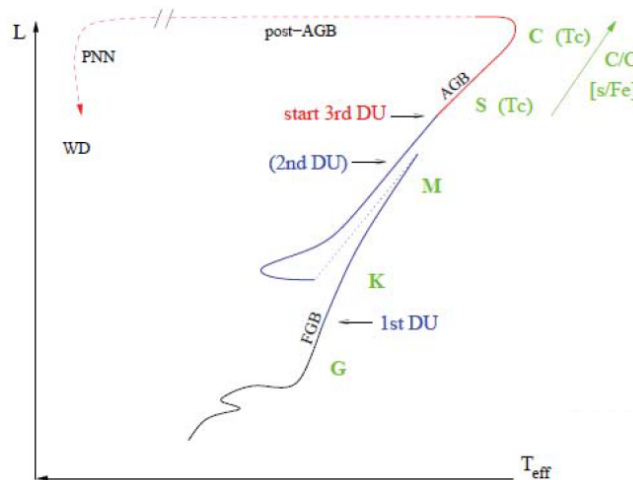


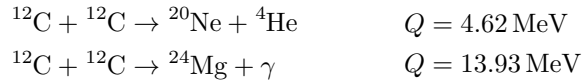
Figura 7: Percorso evolutivo per stelle di piccola massa nel diagramma H-R [12]

Una variazione del tasso della $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ influisce sulla durata del bruciamento del nucleo di He e quindi sulla massa del nucleo all'inizio della fase di AGB il quale ha conseguenze dirette sia durante che successivamente a tale stadio, ad esempio sull'abbondanza delle specie atomiche espulse e sui profili della frazione in massa di C e O nella nana bianca rimanente. Ciò è convalidato da modelli stellari ottenuti con simulazioni Monte Carlo, i quali hanno mostrato una variazione fino al 50% delle frazioni in massa di C e O per modifiche del tasso di reazione entro il limite sperimentale.

Il rapporto C/O ha un'impatto anche sul meccanismo con cui avviene l'esplosione di supernova Ia in quanto la frazione in massa del C influisce sull'energia rilasciata e sulla velocità di espansione [5] sia nel caso a degenerazione singola che in quello a degenerazione doppia.

Stelle di grande massa

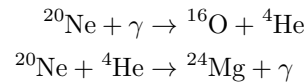
Le stelle con massa $M \gtrsim 8 M_{\odot}$ seguono un percorso evolutivo differente da quelle meno massive, ciò è dovuto al fatto che il nucleo non degenere raggiunge temperature sufficienti ad innescare la fusione del C. Il bruciamento del carbonio inizia a temperature circa di $5 - 8 \times 10^8$ K, durante il quale vengono prodotti prevalentemente ^{20}Ne e ^{24}Mg tramite reazioni del tipo:



È importante notare che la durata di questa fase è direttamente legata all'abbondanza di C nel nucleo stellare e quindi all'incertezza del tasso di reazione della $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, la quale rappresenta la principale fonte di carbonio nelle fasi precedenti. Generalmente questo periodo ha una durata dell'ordine di 1×10^3 yr. Durante le fasi di bruciamento successive a quella del C, si ripercuotono a cascata le incertezze del tasso di reazione della $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ [6]. Successivamente al bruciamento del C, il nucleo è costituito prevalentemente da O e Ne.

Il nucleo di stelle con $M \lesssim 11 M_{\odot}$ subisce la degenerazione parziale e va incontro ad un fenomeno simile a quello dei puls termici delle stelle AGB. Se il nucleo riesce a superare la massa di Chandrasekhar allora collassa e si ha l'esplosione di supernova, in caso contrario i venti stellari sono capaci di spazzare via l'involuppo lasciandosi dietro una nana bianca di O e Ne.

Stelle con $M \gtrsim 11 M_{\odot}$ sono capaci di innescare la fusione di elementi anche più pesanti del C fino a formare un nucleo di Fe. A seguito della fase di bruciamento appena illustrata, il nucleo si contrae e raggiunge temperature di circa 1.5×10^9 K che permettono la fusione del Ne. Il neon nel nucleo stellare è quindi convertito, nel giro di qualche anno, in ossigeno e magnesio da reazioni del tipo:



Segue un'altra contrazione fino a temperature di 2×10^9 K in cui si innesca il bruciamento dell'O, con formazione di Si e S. Infine a 3×10^9 K fonde il Si per trasformarsi in Fe. Quest'ultima fase di bruciamento ha una durata brevissima, si stima che per nuclei stellari con massa $\sim 1 M_{\odot}$ sia inferiore a 1×10^{-2} yr.

Successivamente a queste brevi fasi di fusione nucleare, le stelle con $M \gtrsim 11 M_{\odot}$ hanno una struttura a cipolla con strati concentrici costituiti da elementi sempre più pesanti a mano a mano che ci si muove verso il nucleo, la quale rappresenta la struttura pre-supernova.

Una caratteristica delle stelle massicce è la forte perdita di massa a causa di venti stellari a cui sono soggette quelle con $M \gtrsim 15 M_{\odot}$. Una formula empirica che descrive con sufficiente precisione questo effetto per stelle con metallicità simile a quella solare e con $L \gtrsim 1 \times 10^3 L_{\odot}$ fu derivata da De Jager nel 1988:

$$\log(-\dot{M}) = -8.16 + 1.77 \log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right) - 1.68 \log\left(\frac{T_{\text{eff}}}{K}\right)$$

Complessivamente, la loro evoluzione tra la sequenza principale e il bruciamento del carbonio segue un percorso a luminosità costante e temperatura decrescente senza mai subire la degenerazione elettronica, come riportato nel grafico:

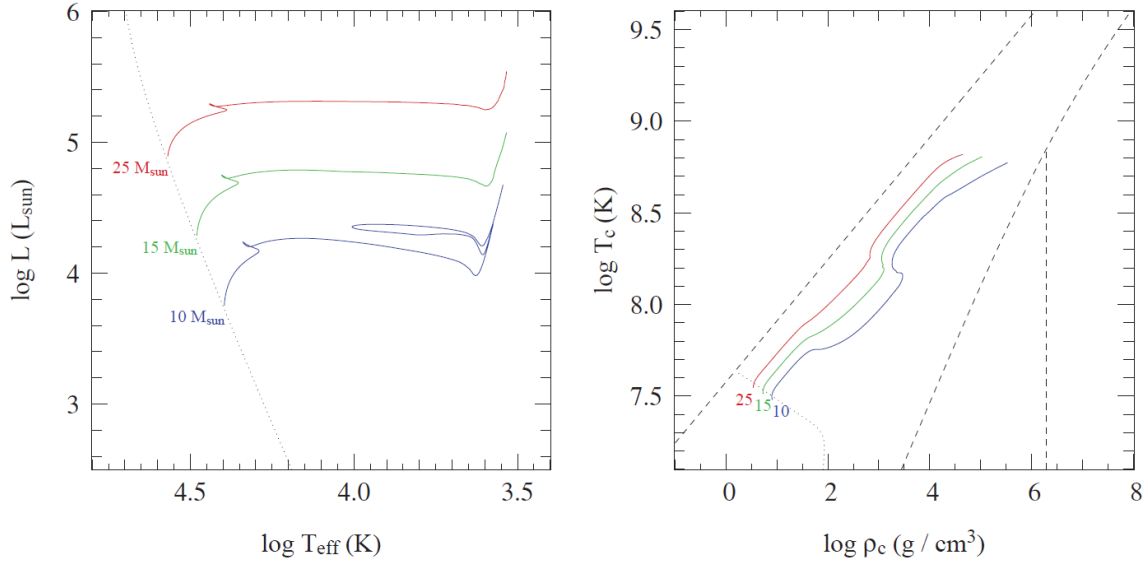


Figura 8: Percorso evolutivo nel diagramma H-R (pannello di sinistra) e nel grafico temperatura-densità centrali (pannello di destra) per tre modelli stellari con massa pari a 10, 15 e 25 M_{\odot} e composizione iniziale $Z = 0.02$ [12]

Prima di illustrare il percorso evolutivo, è necessario introdurre due classi di oggetti: le supergiganti blu/rosse e le stelle di Wolf-Rayet.

Le supergiganti blu (BSG) sono soggette a venti stellari generati dalla pressione di radiazione a frequenze corrispondenti alle righe di assorbimento che causa l'accelerazione delle particelle di materia. Le supergiganti rosse (RSG) sono caratterizzate da venti più lenti ma molto abbondanti probabilmente dovuti ad un meccanismo simile a quello delle AGB.

Le stelle di Wolf-Rayet rappresentano la penultima fase evolutiva delle stelle massicce. Si tratta di oggetti caldi, luminosi e caratterizzati da peculiari righe di emissione. Si riconoscono quattro tipologie:

- WNL: poco H in superficie, presenza di He e N
- WNE: simili alle WNL ma totale assenza di idrogeno
- WC: forte presenza di elio, carbonio e ossigeno
- WO: minore elio e maggiore abbondanza di ossigeno

Questa suddivisione rappresenta una sequenza evolutiva (WNL \rightarrow WNE \rightarrow WC \rightarrow WO) e la presenza di righe di emissione relative ad elementi sempre più pesanti si ritiene sia dovuto a venti via via più forti che espongono strati più interni.

Dal punto di vista evolutivo si hanno quattro sequenze in base alla massa:

- $11 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 15 M_{\odot}$: sequenza principale \rightarrow RSG \rightarrow SN II, perdita di massa trascurabile
- $15 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 25 M_{\odot}$: sequenza principale \rightarrow BSG \rightarrow RSG \rightarrow SN II, perdita di massa molto ridotta
- $25 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 40 M_{\odot}$: sequenza principale \rightarrow BSG \rightarrow RSG \rightarrow WNL \rightarrow WNE \rightarrow WC \rightarrow SN Ib, viene espulso l'involuppo durante la fase di RSG
- $M \gtrsim 40 M_{\odot}$: sequenza principale \rightarrow BSG \rightarrow variabile luminosa blu (LBV) \rightarrow WNL \rightarrow WNE \rightarrow WC \rightarrow SN Ib/c, viene perso tutto l'involuppo durante la fase di variabile luminosa blu

Il destino finale delle stelle con $M \gtrsim 11 M_{\odot}$ è quello di dare luogo a supernove di tipo Ib, Ic o II.

4 Misura del tasso della reazione $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$

La sezione d'urto della reazione di $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, e in definitiva il tasso di reazione, è fortemente influenzata sia da strette che larghe risonanze la cui intensità è legata direttamente alla struttura dell'O [3]. Le difficoltà crescono spingendosi ad energie sempre più basse, le quali tuttavia sono anche le più rilevanti in astrofisica (tipicamente ~ 300 keV). Recentemente deBoer et al. hanno svolto un'analisi della reazione $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, con gli ultimi dati disponibili anche a basse energie, attraverso la teoria della R-matrice al fine di ottenere una misurazione più precisa della sezione d'urto. Per trattare in modo preciso questi effetti a energie così basse, si ricorre a metodi come quello della R-matrice. A seguito di questa analisi si ricava un'interpolazione del fattore $S(E)$:

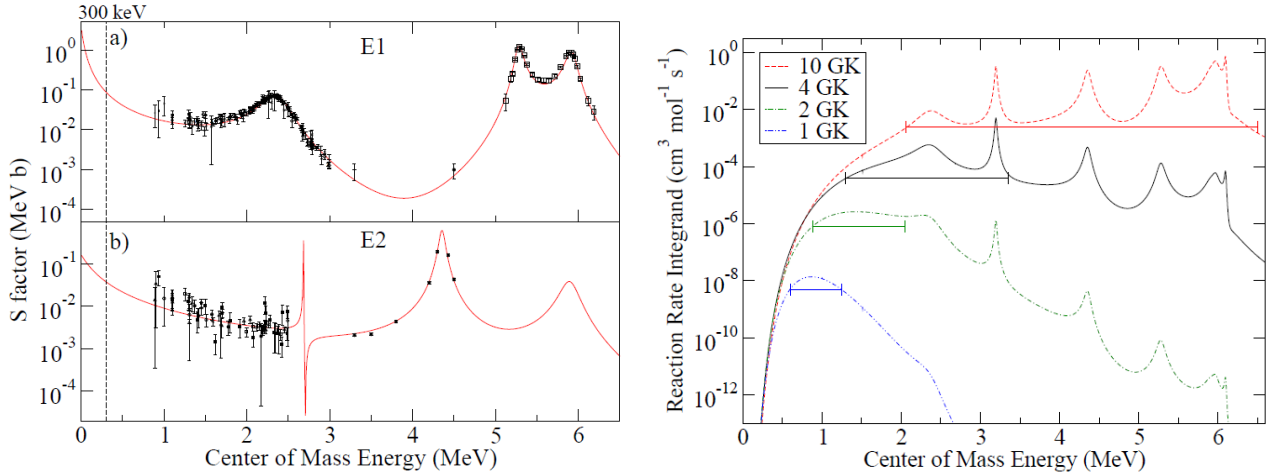


Figura 9: Pennello di sinistra: interpolazione della sezione d'urto per la reazione $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. Pannello di destra: rappresentazione della funzione integranda in eq. (1) per temperature di 1, 2, 4 e 10 GK

Nel grafico a sinistra sono stati distinti i contributi di dipolo $E1$ e quadrupolo $E2$, la cui somma restituisce il valore di $S(E)$ cercato. Una rappresentazione dell'argomento che compare nell'integrale dell'equazione (1) a varie temperature è dato dal grafico a destra. Noto il valore di $S(E)$, è possibile calcolare l'integrale per certi valori di temperatura T , ottenendo questi risultati:

$T(\text{GK})$	$\langle\sigma v\rangle$	$\langle\sigma v\rangle_{\min}$	$\langle\sigma v\rangle_{\max}$	$T(\text{GK})$	$\langle\sigma v\rangle$	$\langle\sigma v\rangle_{\min}$	$\langle\sigma v\rangle_{\max}$
0.06	6.78×10^{-26}	5.69×10^{-26}	7.90×10^{-26}	0.60	2.70×10^{-8}	2.23×10^{-8}	3.23×10^{-8}
0.07	3.28×10^{-24}	2.76×10^{-24}	3.83×10^{-24}	0.70	1.47×10^{-7}	1.21×10^{-7}	1.76×10^{-7}
0.08	8.00×10^{-23}	6.71×10^{-23}	9.35×10^{-23}	0.80	5.92×10^{-7}	4.90×10^{-7}	7.11×10^{-7}
0.09	1.18×10^{-21}	9.91×10^{-22}	1.38×10^{-21}	0.90	1.92×10^{-6}	1.59×10^{-6}	2.31×10^{-6}
0.10	1.20×10^{-20}	1.00×10^{-20}	1.40×10^{-20}	1.00	5.30×10^{-6}	4.40×10^{-6}	6.38×10^{-6}
0.11	9.03×10^{-19}	7.55×10^{-20}	1.06×10^{-19}	1.25	4.10×10^{-5}	3.42×10^{-5}	4.93×10^{-5}
0.12	5.38×10^{-18}	4.50×10^{-19}	6.31×10^{-19}	1.50	2.03×10^{-4}	1.70×10^{-4}	2.43×10^{-4}
0.13	2.65×10^{-17}	2.21×10^{-18}	3.11×10^{-18}	1.75	7.65×10^{-4}	6.46×10^{-4}	9.14×10^{-4}
0.14	1.11×10^{-17}	9.28×10^{-18}	1.30×10^{-17}	2.00	2.40×10^{-3}	2.04×10^{-3}	2.86×10^{-3}
0.15	4.08×10^{-17}	3.41×10^{-17}	4.80×10^{-17}	2.50	1.57×10^{-2}	1.32×10^{-2}	1.88×10^{-2}
0.16	1.34×10^{-16}	1.12×10^{-16}	1.58×10^{-16}	3.00	6.66×10^{-2}	5.51×10^{-2}	8.10×10^{-2}
0.18	1.09×10^{-15}	9.11×10^{-16}	1.29×10^{-15}	3.50	2.09×10^{-1}	1.71×10^{-1}	2.55×10^{-1}
0.20	6.64×10^{-15}	5.53×10^{-15}	7.83×10^{-15}	4.00	5.31×10^{-1}	4.37×10^{-1}	6.48×10^{-1}
0.25	2.43×10^{-13}	2.02×10^{-13}	2.87×10^{-13}	5.00	2.38×10^0	2.02×10^0	2.84×10^0
0.30	3.73×10^{-12}	3.10×10^{-12}	4.43×10^{-12}	6.00	7.93×10^0	6.96×10^0	9.22×10^0
0.35	3.28×10^{-11}	2.72×10^{-11}	3.90×10^{-11}	7.00	2.11×10^1	1.89×10^1	2.41×10^1
0.40	1.96×10^{-10}	1.62×10^{-10}	2.33×10^{-10}	8.00	4.64×10^1	4.20×10^1	5.26×10^1
0.45	8.82×10^{-10}	7.30×10^{-10}	1.05×10^{-9}	9.00	8.75×10^1	7.96×10^1	9.86×10^1
0.50	3.22×10^{-9}	2.66×10^{-9}	3.85×10^{-9}	10.00	1.46×10^2	1.33×10^2	1.64×10^2

Tabella 1: Tasso di reazione della $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ misurato da deBoer et al. [3] per diverse scelte di T

L'incertezza nel tasso di reazione ricavato da deBoer et al. risulta essere sempre inferiore al 20%, in particolare si ha:

Temperatura [GK]	Incetezza tasso deBoer [%]	Incetezza tasso Kunz [%]	Fenomeno di bruciamento
0.1	16.67	32.94	He
0.5	18.48	33.56	C
1.5	17.98	31.15	Ne
3.0	19.44	20.41	Si

Tabella 2: Incertezza percentuale dei tassi di reazione della $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ ricavati da deBoer et al. [3] e da Kunz et al. [9] per valori di temperatura rilevanti nelle fasi di nucleosintesi

Il tasso di reazione viene quindi comparato con uno di riferimento come quello ricavato da Kunz et al. [9] (2002).

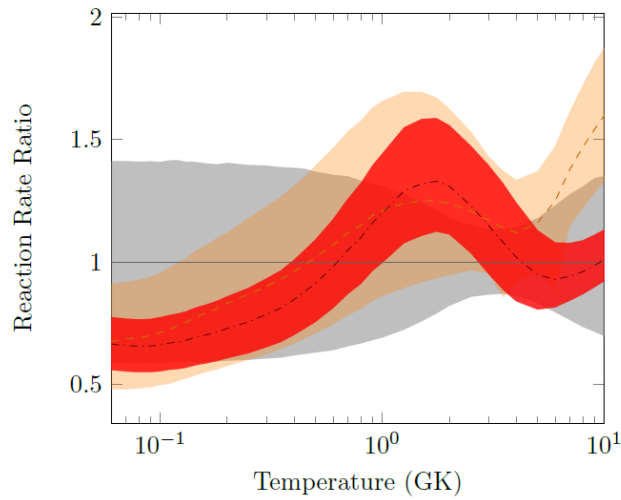


Figura 10: Comparazione dei tassi di reazione in funzione della temperatura espressa in GK di deBoer et al. [3] (rosso) con quello di Kunz et al. [9] (arancione), entrambi sono normalizzati con i valori ricavati da Angulo et al. [1] (grigio)

Confrontando i tassi di reazione centrali ricavati da deBoer et al. [3] con quelli di Kunz et al. [9], si osserva un andamento simile fino a valori di circa 3×10^9 K. Per temperature maggiori, il tasso di deBoer et al. risulta inferiore.

A temperature di 1×10^8 K, tipiche del bruciamento dell'elio, i tassi di reazione centrali di Angulo et al. [1] e Kunz et al. [9] risultano rispettivamente pari a 1.81×10^{-20} e 1.29×10^{-20} . Tali valori differiscono di 50.83% e 7.5% rispetto alle più recenti misure effettuate da deBoer et al. [3].

Inoltre si nota come il grado di incertezza si sia ridotto. Ad esempio, alla stessa temperatura il tasso di reazione misurato da Angulo et al. mostrava un'incertezza pari a circa il 40.61%, mentre con i nuovi dati ricavati da deBoer et al. si è scesi al 16.67%.

Nel rilevamento di deBoer et al. vi è stato un netto miglioramento nell'incertezza del tasso della reazione $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. Nel range di temperature $1 \times 10^8 - 1 \times 10^9$ K, le misurazioni di Kunz et al. risultano avere un'incertezza quasi doppia rispetto a quelli ricavati da deBoer et al.

5 Conseguenze in astrofisica

5.1 Influenza della reazione $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ sul rapporto C/O

La reazione $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ ha importanti ripercussioni sul profilo del carbonio e dell'ossigeno all'interno delle stelle e per questo anche sulla loro evoluzione successiva. Per illustrare precisamente come pesa in tali effetti, è necessario restringere l'analisi ad alcuni modelli stellari con diverse masse. Nella trattazione che segue ci si limiterà a stelle con metallicità solare, all'inizio della fase di sequenza principale e con masse rispettivamente di $3 M_{\odot}$, $15 M_{\odot}$ e $25 M_{\odot}$. Il modello con $3 M_{\odot}$ è stato scelto in quanto dà luogo a nane bianche di C e O, mentre gli altri due modelli in quanto diventano delle supernove e sono rappresentative per la nucleosintesi avanzata in stelle di grande massa.

Questi modelli sono fatti evolvere usando il software MESA (Modules for Experiments in Stellar Astrophysics) dalla fase pre-sequenza principale a quella di AGB (modello $3 M_{\odot}$) o fino all'esaurimento dell'He nel nucleo ($X_C(\text{He}) < 10^{-5}$, modelli $15 M_{\odot}$ e $25 M_{\odot}$). A seguito di questa analisi si ottengono questi valori:

$M_{\text{ini}} [M_{\odot}]$	Tasso di reazione	$M_{\text{CO}} [M_{\odot}]$	$X_C(\text{C})$	$X_C(\text{O})$
3	$\langle \sigma v \rangle_{\text{min}}$	0.189	0.35	0.62
3	$\langle \sigma v \rangle$	0.180	0.34	0.64
3	$\langle \sigma v \rangle_{\text{max}}$	0.190	0.27	0.71
15	$\langle \sigma v \rangle_{\text{min}}$	3.07	0.30	0.67
15	$\langle \sigma v \rangle$	3.03	0.25	0.72
15	$\langle \sigma v \rangle_{\text{max}}$	3.08	0.22	0.75
25	$\langle \sigma v \rangle_{\text{min}}$	6.40	0.25	0.72
25	$\langle \sigma v \rangle$	6.45	0.20	0.76
25	$\langle \sigma v \rangle_{\text{max}}$	6.45	0.16	0.80

Tabella 3: Panoramica dei principali parametri stellari in funzione della massa iniziale M_{ini} nei tre modelli discussi e del tasso di reazione ricavato da deBoer et al. [3]

Per rendere più significativi i risultati ottenuti, questi verranno confrontati con quelli ricavati adottato il tasso di reazione ottenuto da Kunz et al. [9] (2002) in quanto quest'ultimo lavoro è considerato quello più accurato nella determinazione del tasso di reazione della $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$.

5.1.1 Modello di massa intermedia

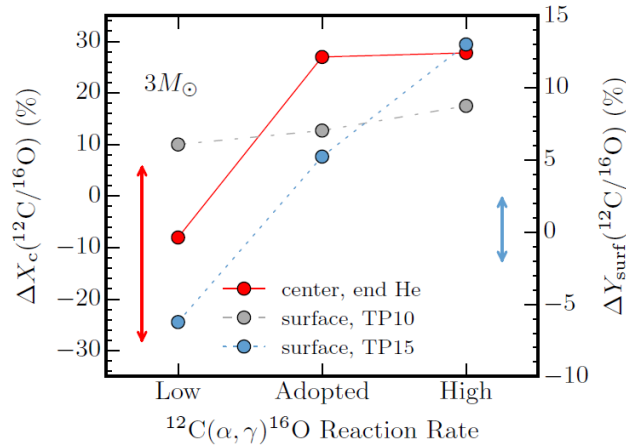


Figura 11: Rappresentazione della frazione in massa di C e O rispettivamente nel nucleo e in superficie per il modello di $3 M_{\odot}$ espressi come differenza percentuale

Il grafico riporta le differenze sostanziali tra il tasso ottenuto da deBoer et al. (2017) e da Kunz et al. [9] (2002) In ascissa è riportata la scelta del tasso di reazione inferiore, adottato e superiore scelto per far evolvere il modello a $3 M_{\odot}$. Nella scala sinistra delle ordinate c'è la differenza percentuale del rapporto C/O nel nucleo alla fine del bruciamento dell'He, mentre nella parte destra è illustrata la stessa quantità in riferimento alla superficie stellare. Le due differenze sono relative a Kunz et al. [9] e sono da intendersi come:

$$\Delta A = 100 \cdot \frac{A_{\text{deBoer}} - A_{\text{Kunz}}}{A_{\text{Kunz}}}$$

Nel nucleo si osserva che la differenza è marcata ($\sim +30\%$) per i tassi adottato e superiore, ciò è spiegato dal fatto che i tassi di reazione di Kunz et al. [9] sono superiori a quelli di deBoer et al. nell'intervallo di temperature. Questo implica una più efficiente conversione del carbonio e quindi un rapporto $(C/O)_{\text{deBoer}} > (C/O)_{\text{Kunz}}$ e quindi una differenza percentuale positiva. Ragionamento opposto può essere fatto per il valore inferiore dove la differenza è $\sim -10\%$. La freccia rossa rappresenta l'incertezza nel rapporto delle frazioni in massa di C e O usando il tasso riportato in tabella 1.

Nel grafico sono anche rappresentate le abbondanze superficiali Y_{surf} a seguito di due serie differenti di puls termici, infatti successivamente a questi fenomeni si innescano dei processi convettivi che portano in superficie i prodotti della fusione dell'He e della reazione $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, ciò sarebbe comprovato da osservazioni spettroscopiche [15]. Un tasso maggiore di quest'ultima implica una maggiore quantità di O in superficie e una diminuzione del rapporto C/O. Rispetto al lavoro di Kunz et al. [9], si ha una differenza compresa tra 5 e 9% per il ciclo di 10 puls termici e tra -5 e 13% per quello di 15.

5.1.2 Modelli stellari massicci

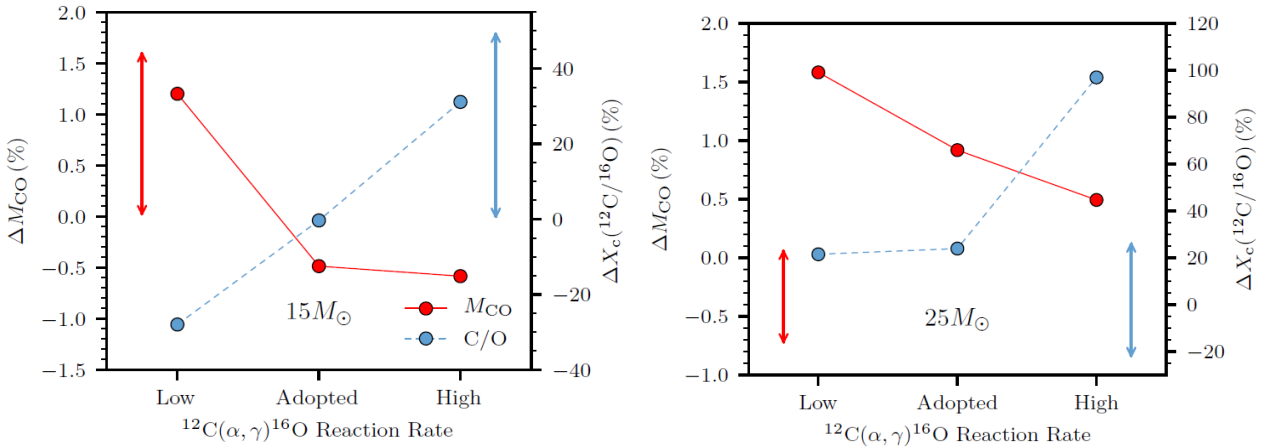


Figura 12: Rappresentazione della differenza in termini di massa del nucleo (rosso, scala a sinistra) e del rapporto della frazione in massa del C e O al suo interno (blu, scala a destra) per i modelli di $15 M_{\odot}$ e $25 M_{\odot}$

Rispetto al grafico per il modello con $3 M_{\odot}$, nelle ordinate sono riportati rispettivamente a sinistra la differenza percentuale della massa del nucleo di C e O una volta che l'He è esaurito e a destra la differenza percentuale del rapporto C/O nel nucleo. Entrambe le differenze sono rapportate all'evoluzione ottenuta utilizzando il tasso ricavato da Kunz et al. [9].

Dal punto di vista del rapporto C/O, il modello con $15 M_{\odot}$ oscilla tra -30% e $+30\%$ mentre quello con $25 M_{\odot}$ tra il $+20\%$ e $+100\%$. La freccia blu rappresenta anche qui l'incertezza nel rapporto delle frazioni in massa di C e O usando il tasso riportato in tabella 1.

Rispetto al primo modello, la reazione $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ ha una rilevanza ancora maggiore poiché l'abbondanza di C nel nucleo influisce sulla quantità di combustibile disponibile durante la

successiva fase di bruciamento. Ciò si ripercuote non solo sulla durata di tale episodio ma anche di quelli successivi.

5.2 Influenza della $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ sulla struttura interna delle stelle massicce

La $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ incide sulla struttura interna delle stelle massicce. In questa classe di oggetti, vi sono prevalentemente tre modi per trasportare l'energia: il trasporto radiativo, quello conduttivo e infine quello convettivo. Il trasporto conduttivo è particolarmente rilevante nelle ultime fasi evolutive di stelle che sviluppano nuclei sottoposti alla degenerazione elettronica come ad esempio le nane bianche. Nel caso di stelle massicce invece si riconoscono prevalentemente il trasporto radiativo e conduttivo.

Il trasporto radiativo può essere assimilato alla diffusione di particelle: il mezzo che permette il trasporto dell'energia è dato dai fotoni, i quali vengono assorbiti e riemessi dai nuclei atomici fino a raggiungere la fotosfera e abbandonare la stella. Ne consegue che l'efficienza di questo processo sarà legato alla capacità del gas di assorbire tali fotoni. Per esso si definisce il gradiente di temperatura radiativo ∇T_{rad} come:

$$\nabla T_{\text{rad}} = \frac{3}{16\pi acG} \frac{k\ell P}{mT^4}$$

dove k è l'opacità, ℓ è la luminosità locale ed m è la coordinata in massa.

Nel caso di trasporto convettivo, l'energia è trasportata, ad esempio, da bolle di gas più calde dell'ambiente in cui si trovano. A causa della differenza di temperatura, la bolla si muoverà verso l'alto compiendo trasformazioni adiabatiche (senza quindi scambiare calore con l'esterno) fino ad avere la stessa temperatura dell'ambiente esterno. A questo punto, la bolla smetterà di salire e si dissolverà liberando la sua energia termica. Le bolle più fredde compiranno il percorso inverso.

Il criterio che regola il verificarsi di un meccanismo di trasporto o dell'altro è il criterio di Schwarzschild:

$$\nabla T_{\text{rad}} = \frac{3}{16\pi acG} \frac{k\ell P}{mT^4} > \nabla T_{\text{ad}}$$

dunque la convezione avviene se:

- k è molto grande
- $\frac{\ell}{m}$ è molto grande, ad esempio le regioni in cui c'è un grande flusso di energia uscente
- ∇T_{ad} è piccolo, condizione tipica della superficie di stelle massicce

Per quanto riguarda le stelle massicce, le differenze sostanziali si hanno all'interno della sfera più interna pari a $7 M_{\odot}$.

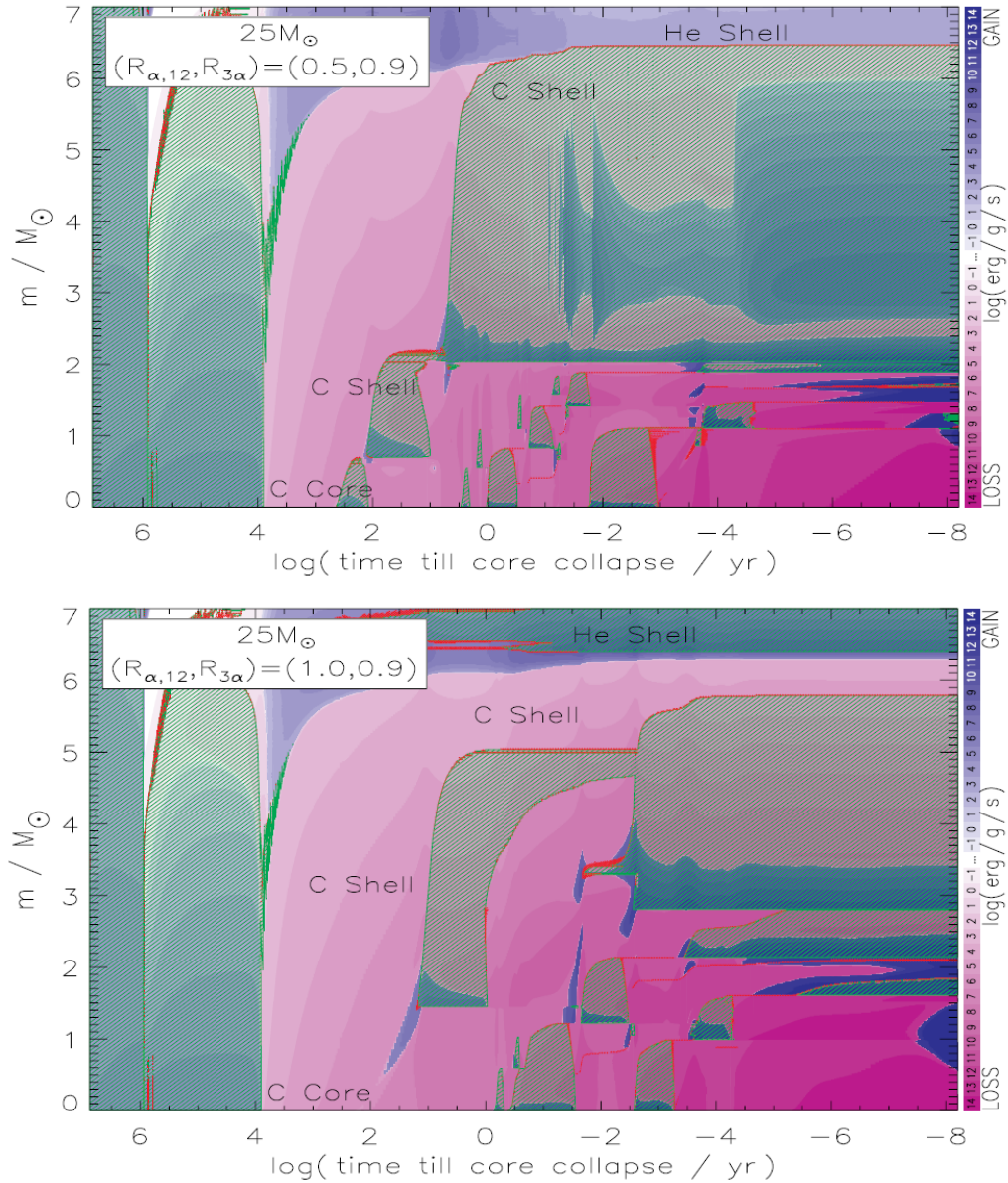


Figura 13: Grafico evolutivo della struttura interna per la sfera interna di $7 M_{\odot}$ e con moltiplicatori del tasso della reazione $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ pari a 0.5 (in alto) e 1.0 (in basso) [17]. L'evoluzione rappresentata va dall'entrata in sequenza principale al collasso del nucleo

I grafici riportati rappresentano la struttura interna di un modello stellare di $25 M_{\odot}$ e metallicità solare [11] a seguito dell'evoluzione con due differenti tassi di reazione per la $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. La zona convettiva è evidenziata con un tratteggio.

Si osserva che a tassi di reazione inferiori si sviluppa una larga regione convettiva nella shell di bruciamento del carbonio la quale arriva a toccare la shell sovrastante di elio. Per via di questo fenomeno, è lecito aspettarsi l'iniezione di nuclei di elio in quello sottostante. Non si può dire lo stesso per quanto riguarda il modello con un tasso di reazione superiore, dove la regione convettiva rimane confinata all'interno della shell di carbonio. Tuttavia, nel secondo modello si sviluppa una shell di elio convettiva.

Si può dire dunque che maggiori abbondanze di C, dovute a tassi di reazione inferiori nella $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, comportano un bruciamento del carbonio più lungo ed energetico.

5.3 Influenza della $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ sulla componente debole del processo-s nelle stelle massicce

La reazione $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ gioca un importante ruolo anche nelle quantità prodotte dalla componente debole del processo-s nelle stelle massicce ($M \gtrsim 8 M_{\odot}$). Questo tipo di meccanismo di nucleosintesi va distinto dal noto processo-s principale, tipico delle stelle di massa piccola e intermedia il quale si innesca durante la fase di AGB e spiega la produzione di elementi più pesanti dello Sr in questa classe di stelle.

La componente debole del processo-s si verifica tra la fase di bruciamento della shell di elio e del nucleo di C nelle stelle massicce ed è responsabile della formazione degli elementi compresi tra il C e lo Zr. Tale meccanismo consiste in catture neutroniche e decadimenti β^{-} , le sorgenti di neutroni sono reazioni come $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ o $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ durante la fase di bruciamento della shell di elio.

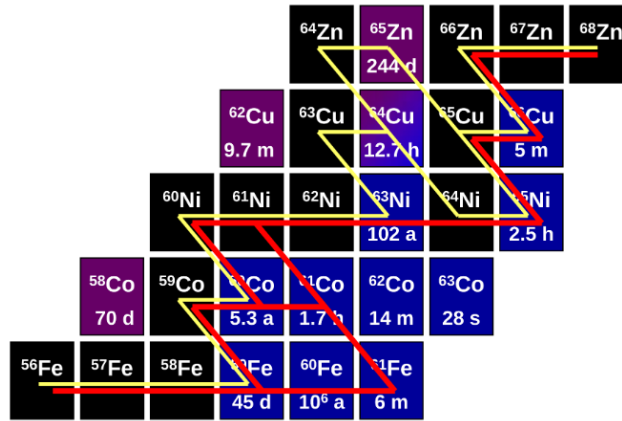


Figura 14: Percorso tipico degli elementi coinvolti nella componente debole del processo-s [10]

L'efficienza di questo processo è influenzata sia dal tasso delle reazioni che fungono da sorgenti di neutroni che dalla sezione d'urto dei nuclei che tendono ad assorbire tali particelle, questi ultimi sono noti col nome di veleni neutronici e sono rappresentati da elementi come il ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne , ^{22}Ne , ^{23}Na , ^{24}Mg e ^{25}Mg . Segue che una diversa concentrazione di questi ultimi comporta una differente produzione di elementi ad opera della componente debole del processo-s. Per questo motivo è di fondamentale importanza definire in modo preciso i tassi di reazione come il processo 3α e la $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$.

È possibile simulare l'evoluzione dal bruciamento dell'H al collasso del nucleo di Fe di tre modelli stellari con masse rispettivamente di 15, 20 e 25 M_{\odot} e uguale metallicità [11] con l'utilizzo del codice KEPLER [16], al variare del tasso di reazione della $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. In figura 15 le abbondanze degli isotopi illustrati sono espresse tramite il fattore di produzione (production factor), esso è il rapporto tra le frazioni in massa di un elemento a seguito dell'esplosione di supernova e quella iniziale.

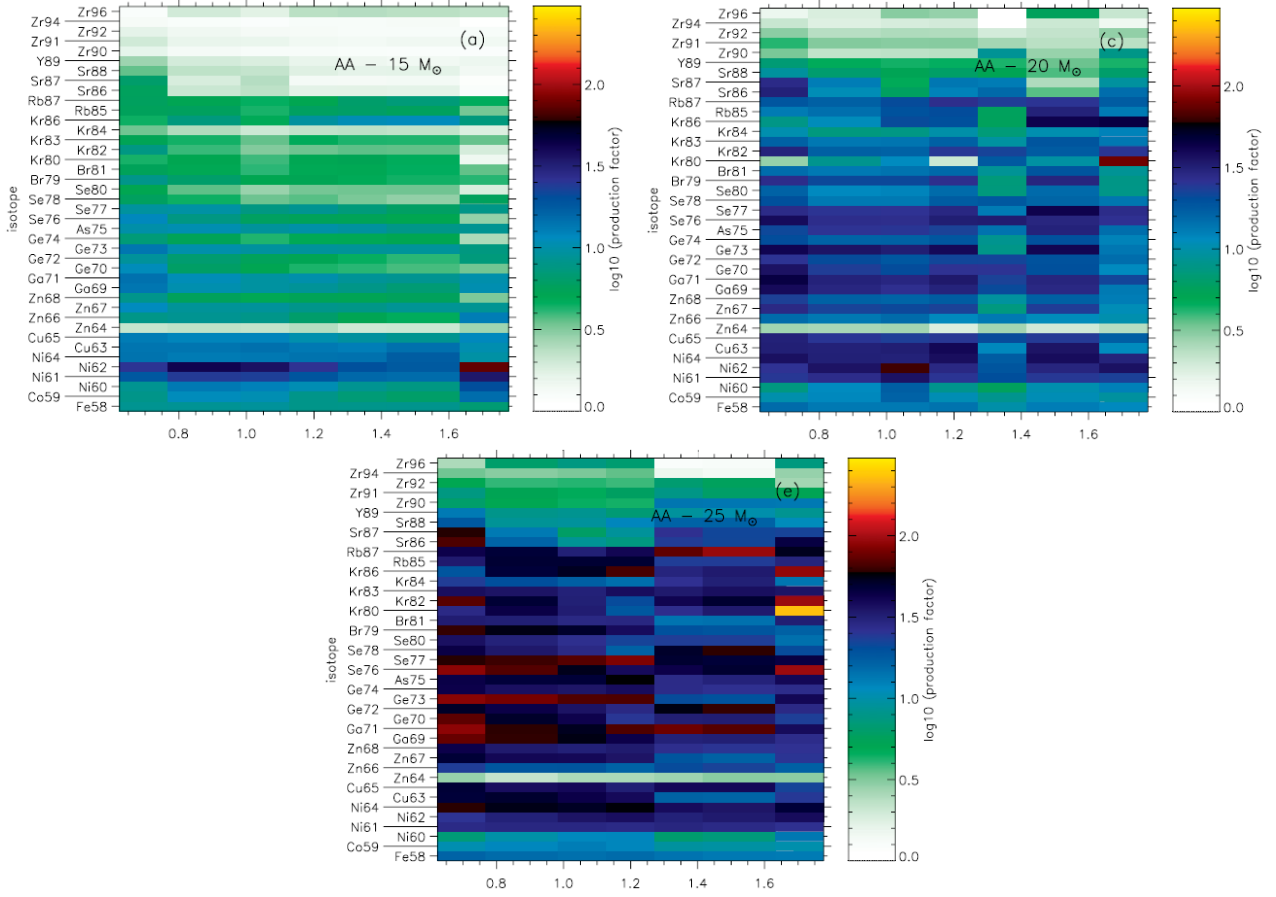


Figura 15: Fattore di produzione degli isotopi coinvolti nella componente debole del processo-s al variare del tasso della reazione $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ per i tre modelli stellari, a seguito dell'esplosione di supernova [16]

Si osservano due trend rilevanti:

- la massa ha un ruolo non indifferente: gli elementi più pesanti interessati dalla componente debole del processo-s nelle stelle meno massicce non subiranno variazioni troppo significative (tranne qualche rara eccezione) rimanendo spesso con un fattore di produzione inferiore a 12-13. Al contrario, nelle stelle con masse superiori, questi stessi elementi saranno convertiti più efficacemente e a volte in misura anche maggiore di quelli più leggeri
- al variare del tasso della reazione, si hanno forti oscillazioni del fattore di produzione per tutti gli elementi rappresentati. Ciò testimonia la forte dipendenza della produzione degli elementi coinvolti nella componente debole del processo-s dai tassi delle reazioni precedenti, quali la $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$

Vi sono alcune eccezioni: gli isotopi del Ni vengono spesso sovrapprodotti, ciò è da imputare al tasso di reazione della $^{62}\text{Ni}(n, \gamma)^{63}\text{Ni}$ usata nei modelli [16].

Riferimenti bibliografici

- [1] C. Angulo, M. Arnould, M. Rayet, P. Descouvemont, D. Baye, C. Leclercq-Willain, A. Coc, S. Barhoumi, P. Aguer, C. Rolfs, R. Kunz, J.W. Hammer, A. Mayer, T. Paradellis, S. Kossionides, C. Chronidou, K. Spyrou, S. Degl’Innocenti, G. Fiorentini, B. Ricci, S. Zavatarelli, C. Providencia, H. Wolters, J. Soares, C. Grama, J. Rahighi, A. Shotton, and M. Laméhi Rachti. A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates. *Nuclear Physics A*, 656(1):3 – 183, 1999.
- [2] H. Costantini, R. J. deBoer, R. E. Azuma, M. Couder, J. Görres, J. W. Hammer, P. J. LeBlanc, H. Y. Lee, S. O’Brien, A. Palumbo, E. C. Simpson, E. Stech, W. Tan, E. Uberseder, and M. Wiescher. $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$ s factor: Measurements and r-matrix analysis. *Phys. Rev. C*, 82:035802, Sep 2010.
- [3] R. J. deBoer, J. Görres, M. Wiescher, R. E. Azuma, A. Best, C. R. Brune, C. E. Fields, S. Jones, M. Pignatari, D. Sayre, K. Smith, F. X. Timmes, and E. Uberseder. The $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ reaction and its implications for stellar helium burning. *Rev. Mod. Phys.*, 89:035007, Sep 2017.
- [4] F. Hoyle. On nuclear reactions occurring in very hot stars.i. the synthesis of elements from carbon to nickel. *The Astrophysical Journal Supplement*, 1:121, September 1954.
- [5] P. Höflich, J. C. Wheeler, and F. K. Thielemann. Type ia supernovae: Influence of the initial composition on the nucleosynthesis, light curves, and spectra and consequences for the determination of ω and λ . *The Astrophysical Journal*, 495(2):617–629, mar 1998.
- [6] Gianluca Imbriani, Marco Limongi, Lucio Gialanella, Filippo Terrasi, Oscar Straniero, and Alessandro Chieffi. The $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ reaction rate and the evolution of stars in the mass range $0.8 \leq m/m_{\odot} \leq 25$. *The Astrophysical Journal*, 558(2):903–915, Sep 2001.
- [7] F. Kaeppeler, M. Wiescher, U. Giesen, J. Goerres, I. Baraffe, M. El Eid, C. M. Raiteri, M. Busso, R. Gallino, M. Limongi, and A. Chieffi. Reaction rates for $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$, $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ and $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ in stellar helium burning and s-process nucleosynthesis in massive stars. *The Astrophysical Journal*, 437:396, December 1994.
- [8] R. Kippenhahn and A. Weigert. *Stellar structure and evolution*. 1990.
- [9] R. Kunz, M. Fey, M. Jaeger, A. Mayer, J. W. Hammer, G. Staudt, S. Harissopulos, and T. Paradellis. Astrophysical reaction rate of $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. *The Astrophysical Journal*, 567(1):643–650, mar 2002.
- [10] Claudia Lederer, S Altstadt, S Andriamonje, J Andrzejewski, Laura Barbagallo, V Bécarrés, Frantisek Becvar, Francesca Belloni, B Berthier, E Berthoumieux, J Billowes, Vittorio Boccone, D Bosnar, Markus Brugger, Marco Calviani, F. Calviño, Daniel Ott, C. Carrapico, Francesco Cerutti, and Petar Žugec. Neutron-induced reactions for the s-process and the case of fe and ni isotopes. *Proceedings of Science*, 01 2012.
- [11] Katharina Lodders. Solar system abundances of the elements. *Astrophysics and Space Science Proceedings*, 16:379, January 2010.
- [12] P. Marigo. *Theoretical astrophysics*. pages 65–182.
- [13] M. Pignatari, R. Gallino, M. Heil, M. Wiescher, F. Käppeler, F. Herwig, and S. Bisterzo. THE WEAKs-PROCESS IN MASSIVE STARS AND ITS DEPENDENCE ON THE NEUTRON CAPTURE CROSS SECTIONS. *The Astrophysical Journal*, 710(2):1557–1577, feb 2010.
- [14] E. E. Salpeter. Nuclear reactions in stars without hydrogen. *The Astrophysical Journal Supplement*, 115:326–328, March 1952.

- [15] Verne V. Smith and David L. Lambert. The chemical composition of red giants. iii. further cno isotopic and s-process abundances in thermally pulsing asymptotic giant branch stars. *The Astrophysical Journal Supplement*, 72:387, February 1990.
- [16] Clarisse Tur, Alexander Heger, and Sam M. Austin. Dependence of s-process nucleosynthesis in massive stars on 3α and $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ reaction rate uncertainties. *The Astrophysical Journal*, 702(2):1068–1077, Aug 2009.
- [17] Christopher West, Alexander Heger, and Sam M. Austin. The Impact of Helium-burning Reaction Rates on Massive Star Evolution and Nucleosynthesis. *The Astrophysical Journal*, 769(1):2, May 2013.