

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "GALILEO GALILEI"

Corso di Laurea Triennale in Astronomia

La produzione del carbonio nelle stelle

Relatrice:

Prof.ssa Paola Marigo

Laureanda:

Lucia Barbieri

Anno Accademico 2019/2020

Indice

1	Abstract	2
2	Introduzione	2
3	La sintesi del carbonio	3
3.1	Cenni sulle reazioni nucleari	3
3.2	Il processo tre alfa	5
4	Abbondanze chimiche e metallicità	7
5	Fasi di bruciamento nucleare	9
6	Arricchimento in carbonio della superficie stellare	10
6.1	Stelle di massa piccola e intermedia	10
6.1.1	E-AGB	11
6.1.2	TP-AGB	12
6.1.3	Parametro di dredge-up	13
6.1.4	Hot bottom burning. Rapporto C/O. Stelle al carbonio.	13
6.1.5	Perdita di massa durante la fase AGB	15
6.1.6	Yields di carbonio	16
6.2	Stelle massicce	19
6.2.1	Venti stellari	19
6.2.2	Stelle Wolf-Rayet	20
6.2.3	Yields di carbonio	21
7	Conclusioni	22

1 Abstract

Il carbonio è uno degli elementi più abbondanti ed importanti del nostro cosmo. La vita come noi la conosciamo si basa su di esso. Proprio per questo comprendere la sua origine si rivela fondamentale per avere nuove informazioni sia sullo sviluppo della vita sul nostro pianeta che sulla ricerca di forme viventi in altri ambienti cosmici.

La tesi tratta la produzione del carbonio a partire dalla reazione nucleare che lo genera all'interno delle stelle. Questa reazione, chiamata processo 3α , fu scoperta e studiata da Salpeter e Hoyle negli anni '50. Tutte le stelle che raggiungono la temperatura di 10^8K nei loro nuclei centrali ricchi di elio sono sede di questo importante processo e possono quindi giocare un ruolo fondamentale nell'arricchimento in carbonio del mezzo interstellare.

La tesi analizza successivamente i passi fondamentali della produzione dell'elemento in due categorie di stelle. Le stelle di massa piccola e intermedia ($0.8M_{\odot} < M < 8M_{\odot}$) liberano carbonio durante la fase AGB attraverso venti stellari, mentre appaiono come stelle al carbonio o nebulose planetarie. Un ruolo predominante di queste stelle, aventi tempi scala evolutivi dell'ordine di miliardi di anni, implicherebbe un ritardo nell'arricchimento in carbonio dell'Universo. D'altra parte, le stelle massicce ($M > 8M_{\odot}$) liberano carbonio grazie all'ingente perdita di massa che le accompagna per la maggior parte della loro vita, attraverso forti venti stellari radiativi. Il tempo scala dell'arricchimento è in questo caso più breve, poichè queste stelle completano il proprio ciclo evolutivo nell'arco di milioni di anni.

La domanda a cui si vorrebbe rispondere è quindi: il carbonio viene prodotto principalmente dalle stelle massicce di vita breve o dalle longeve progenitrici delle stelle AGB?

La questione, tuttavia, non appare al momento facilmente risolvibile in modo definitivo. Vi sono infatti incertezze osservative sulle abbondanze di carbonio misurate spettroscopicamente, sebbene siano stati compiuti negli anni numerosi passi avanti verso misurazioni più precise. Un'altra problematica è poi di natura teorica. I modelli evolutivi utilizzati per descrivere le fasi vitali delle stelle e calcolare le quantità dei vari elementi prodotti sono ancora fortemente legati alla nostra conoscenza ancora incompleta dei processi fisici che avvengono nelle stelle. Per rispondere alla domanda sarà quindi necessario continuare a raccogliere dati osservativi, migliorare le tecniche spettroscopiche e sviluppare modelli stellari più precisi ed affidabili.

2 Introduzione

L'arricchimento chimico del cosmo si basa su un delicato ciclo sostenuto dalle stelle e dalla loro evoluzione. Le particolari condizioni di temperatura e densità all'interno dei loro nuclei le rendono infatti fucina per la creazione della quasi totalità degli elementi che popolano la tavola periodica. Questi vengono poi emessi nello spazio circostante attraverso venti ed esplosioni, arricchendo il mezzo interstellare con nuove specie chimiche. Successivamente, nelle regioni di formazione stellare, il gas si raffredda e collassa in nubi molecolari dalle quali nasceranno poi altre stelle e sistemi planetari. In Figura 1 è riportato uno schema riassuntivo delle principali fasi di questo importante ciclo di processamento della materia barionica nel cosmo.

Il carbonio è uno degli elementi più comuni nell'Universo, di cui si trova traccia in pressoché ogni tipo di ambiente cosmico. È inoltre uno degli elementi fondamentali per la vita così come noi la conosciamo, grazie alla capacità dei suoi atomi di formare legami multipli tra loro o con altri elementi e creare così catene e strutture complesse. Comprenderne a fondo l'origine è quindi fondamentale per diversi motivi. Da una parte potrebbe fornirci la chiave per capire come la vita si sia sviluppata sul nostro pianeta, dall'altra potrebbe indicarci dove concentrare la nostra attenzione per la ricerca di altre forme di vita basate sul carbonio.

In Figura 2 sono riportate le abbondanze degli elementi della tavola periodica nel Sistema Solare. Il carbonio si trova effettivamente tra le specie chimiche più abbondanti. Gli elementi più comuni sono idrogeno ed elio, mentre litio, berillio e boro sono fra i più rari, in quanto scarsamente prodotti sia durante il Big Bang che nelle stelle. L'andamento generale mostra una decrescita di abbondanza andando verso elementi più pesanti (ad eccezione di ferro e nichel) e un'alternanza collegata alla parità del numero atomico dell'elemento.

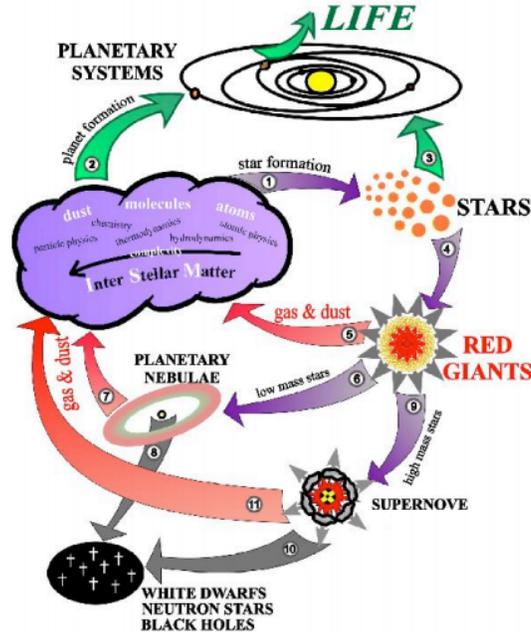


Figura 1: Schema del ciclo di arricchimento chimico dell'Universo.

Figura presa da http://cosmology.lbl.gov/talks/Conroy_09.pdf

Il carbonio ha numero atomico $Z=6$. L'isotopo stabile più comune è il carbonio-12, che contiene 6 protoni e 6 neutroni, seguito dal carbonio-13 con 7 neutroni. Il carbonio-14, il terzo in abbondanza, è un isotopo radioattivo con tempo di decadimento di 5570 anni, caratteristica che lo rende utile per la datazione di reperti archeologici di origine biologica.

La produzione di carbonio all'interno delle stelle è principalmente dovuta al Processo Tre Alfa (Salpeter 1952, Hoyle 1954). Questa reazione può avvenire sia in stelle di massa piccola o intermedia ($1M_{\odot} < M < 8M_{\odot}$), sia in stelle massicce ($M > 8M_{\odot}$). Occorre tenere in considerazione che se la produzione è essenzialmente dovuta a stelle meno massicce, che vivono più a lungo, vi sarà un certo ritardo tra la formazione del carbonio e il suo rilascio nello spazio interstellare. Al contrario, la breve vita delle stelle massicce porterebbe ad una produzione più rapida dell'elemento. Per comprendere quale tipo di stelle sia la fonte principale di carbonio dell'Universo occorre quindi capire in che quantità ciascuna classe lo produca e attraverso quali meccanismi lo immetta poi nel mezzo interstellare.

3 La sintesi del carbonio

3.1 Cenni sulle reazioni nucleari

Le reazioni nucleari vengono indicate comunemente con la scrittura

$X+a \longrightarrow Y+b$ o $X(a,b)Y$, dove X e Y rappresentano due nuclei, a un nucleo, un neutrone o un elettrone e b un nucleo, un fotone o una particella di altra natura, ad esempio un neutrino.

La differenza tra la massa totale di un nucleo atomico e la massa dei suoi componenti corrisponde secondo la famosa relazione di Einstein $\Delta E = \Delta mc^2$ ad un'energia, chiamata energia di legame. Essa rappresenta l'energia necessaria per rompere il nucleo nei suoi componenti o, viceversa, quella liberata alla sua formazione. Le reazioni nucleari evolvono sempre verso una configurazione più stabile, caratterizzata cioè da una maggiore energia di legame del sistema di particelle. Più un nucleo è stabile, più la sua energia di legame è alta.

Ad ogni reazione nucleare si associa una quantità detta Q valore, che rappresenta l'energia totale

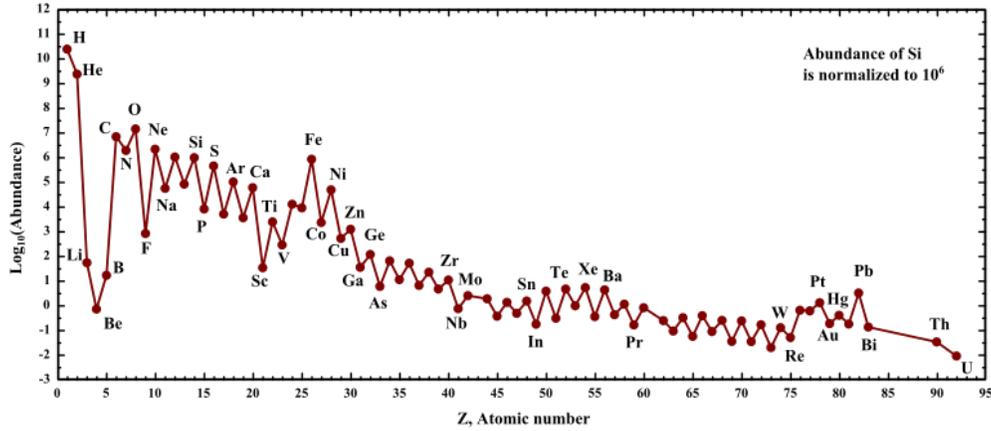


Figura 2: Abbondanze di elementi chimici nel Sistema Solare. Figura presa dal web.

assorbita o rilasciata durante la reazione. Se $Q < 0$ la reazione è endotermica e assorbe energia dall'ambiente circostante, mentre per $Q > 0$ la reazione è esotermica e libera energia. In particolare, si ha $Q = (m_x + m_a - m_y - m_b)c^2$, dove m indica la massa delle diverse particelle, oppure in funzione dell'energia di legame E_l $Q = (E_{l,y} + E_{l,b}) - (E_{l,x} + E_{l,a})$. La catena di reazioni nucleari prosegue spontaneamente verso la creazione di nuclei sempre più stabili, prediligendo reazioni esotermiche.

In una reazione nucleare $X(a, b)Y$ la particella X viene colpita dalla particella a con una certa velocità v . La probabilità che lo scontro avvenga aumenta ovviamente con l'area del bersaglio: si associa quindi ad ogni nucleo una sezione d'urto σ , la cui dimensione è legata alla probabilità che esso reagisca con a . La sezione d'urto può essere espressa come rapporto fra il numero di reazioni $X(a, b)Y$ al secondo e il flusso delle particelle incidenti. Indicando con i il bersaglio e con j la particella incidente, si può utilizzare questa espressione per ricavare la velocità di reazione r_{ij} , ossia il numero di reazioni che avvengono per unità di tempo e di volume. In particolare si ha

$$r_{ij} = \frac{1}{1 + \delta_{ij}} n_i n_j \langle \sigma v \rangle$$

con δ_{ij} delta di Dirac (pari a 1 quando $i=j$, ossia quando bersaglio e particella incidente sono nuclei dello stesso tipo), n_i e n_j le densità numeriche. $\langle \sigma v \rangle$ rappresenta la media del prodotto σv pesata con la distribuzione di velocità dei nuclei incidenti, che coincide con la distribuzione di Maxwell-Boltzmann¹ in ipotesi di gas ideale in equilibrio termodinamico locale.

La velocità di reazione è una quantità fondamentale sia per calcolare il tasso con cui i cambiamenti chimici avvengono all'interno delle stelle, sia per comprendere quanta energia per unità di tempo e di massa viene rilasciata dalla reazione stessa. Supponiamo ora di avere una reazione nucleare tra due nuclei X e Y . Affinchè essi si fondano è necessario che si scontrino avvicinandosi oltre un certo limite. Essi sono però entrambi positivamente carichi e sperimentano quindi una forza repulsiva data dalle legge di Coulomb. Si crea cioè una barriera di potenziale

$$V(r_n) = Z_X Z_Y$$

alla distanza r_n dal nucleo bersaglio a cui l'energia cinetica del nucleo incidente eguaglia l'energia potenziale elettrica. Solo se il nucleo ha sufficiente energia da superare la barriera, la forza nucleare forte, di natura attrattiva, può realmente portare alla fusione delle due particelle. Rimanendo nell'ambito della fisica classica sorge però un problema: alle condizioni di temperatura stellari l'energia termica a disposizione dei nuclei incidenti non è sufficiente ad oltrepassare la barriera, nemmeno considerando la coda maxwelliana ad alte velocità. Solo nel 1928, grazie alla scoperta da parte di

¹La distribuzione di Maxwell-Boltzmann indica il numero di particelle ad una data velocità v in funzione della loro massa m e temperatura T , secondo $\Phi(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}}$ dove k è la costante di Boltzmann

Gamow dell'effetto tunnel quantistico, si riuscì a spiegare come le reazioni nucleari potessero avvenire all'interno del plasma stellare. Grazie al Principio di Indeterminazione di Heisenberg esiste infatti una probabilità finita che un nucleo-proiettile possa superare la barriera di Coulomb, anche se la sua energia è inferiore a quella della barriera stessa. Questa probabilità cresce al crescere dell'energia del proiettile e decresce al crescere dell'altezza $Z_X Z_Y$ della barriera. Dopo che il nucleo Y è penetrato oltre la barriera di Coulomb, i due nuclei possono formare un *nucleo composto* eccitato. Questo è altamente instabile e decade dopo poco tempo nei prodotti finali, la cui natura dipende esclusivamente dall'energia del *nucleo composto*. La sezione d'urto, e quindi la velocità di reazione, è strettamente legata ai livelli energetici di quest'ultimo. In particolare, se l'energia del nucleo incidente è uguale all'energia di un livello quasi-stazionario del *composto*, la probabilità associata al processo viene amplificata notevolmente. Si parla in questo caso di *risonanza*, condizione strettamente legata alla struttura dei due nuclei che si fondono. L'energia del nuovo sistema nucleo incidente-nucleo bersaglio è data dalla somma della massa-energia e dell'energia cinetica dei componenti, diminuita dell'energia associata alla forza forte che li tiene insieme. Il *nucleo composto* tende spontaneamente a stabilizzarsi ad uno dei suoi livelli energetici caratteristici. Se l'energia del sistema non coincide con uno di questi livelli, l'eccesso viene liberato sotto forma di energia cinetica o con l'emissione di una particella. Questo processo tuttavia porta ad una decrescita della probabilità di fusione, rendendo più plausibile un semplice urto tra i nuclei. In caso contrario, se le due energie sono confrontabili, il *nucleo composto* può stabilizzarsi ad un'energia corrispondente a quella di un suo naturale livello energetico emettendo una certa quantità di fotoni. La probabilità di interazione in questo caso risonante è quindi fortemente aumentata.

Infine, focalizzandosi sulla dipendenza della velocità di reazione dalla temperatura T, si ha che la probabilità di reazione è una funzione dell'energia strettamente piccata attorno ad un certo valore E_0 , a cui corrisponde la massima velocità di reazione. Questa funzione è chiamata *Picco di Gamow* ed è legata alla temperatura e all'altezza della barriera di Coulomb. Più alta è la temperatura, più alto è il picco; più alta è la barriera, più il picco si sposta ad alte energie. Reazioni nucleari diverse avranno inoltre dipendenze diverse e più o meno marcate dalla temperatura. In generale, considerando un range piccolo di temperature attorno a quella del picco di Gamow T_0 si può scrivere

$$\langle \sigma v \rangle = \langle \sigma v \rangle_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^\nu$$

Più alto è il valore di ν , più forte è la dipendenza della velocità di reazione dalla temperatura.

3.2 Il processo tre alfa

Il processo tre alfa consiste in una reazione nucleare in cui tre nuclei di elio (particelle α) si fondono in un nucleo di ^{12}C . Questa reazione costituisce il principale mezzo di produzione di carbonio nelle stelle.

In seguito al bruciamento dell'idrogeno tramite la catena protone-protone e il ciclo CNO durante la sequenza principale, il plasma stellare risulta essere ricco di ^4He . Il passo successivo condurrebbe alla produzione di nuclei aventi numeri di massa pari ad $A=5$ o $A=8$, ma la catena di reazioni nucleari si arresta, poiché non esiste nessun nucleo stabile avente queste caratteristiche. Se anche una piccola quantità di tali nuclei venisse prodotta, come ad esempio durante la catena pp2 e pp3 tramite $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Li}$, alle temperature tipiche di bruciamento dell'idrogeno essi verrebbero immediatamente degradati in particelle α .

La reazione di fusione $^4\text{He} + ^4\text{He} \longrightarrow ^8\text{Be}$ è endotermica. Il berillio ha infatti un'energia allo stato fondamentale maggiore di 92keV rispetto a quella delle due particelle α separate. Il berillio-8, alle temperature stellari, ha quindi un tempo di vita pari a $\sim 2.6 \cdot 10^{-16}$ s. Questa instabilità è anche conosciuta come *collo di bottiglia del berillio* ed impedisce ad elementi più pesanti di formarsi dopo la creazione dell'elio-4. Affinché un nucleo di carbonio possa crearsi è quindi necessario che tre nuclei di elio si scontrino alla giusta velocità e nella giusta configurazione spaziale: la probabilità che un incontro triplo favorevole alla fusione avvenga è però bassissima e non spiegherebbe la quantità di carbonio attualmente presente nell'Universo. Una prima svolta nella comprensione di questo delicato processo fu data dal lavoro di Edwin Ernest Salpeter(1952). Egli suggerì che in condizioni

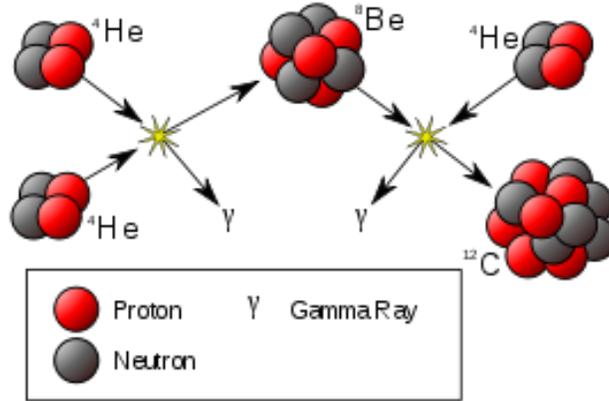
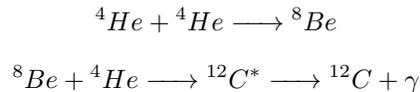


Figura 3: Semplice schema grafico del processo tre alfa.

di alta temperatura² $T \geq 10^8 K$ la reazione potesse effettivamente avvenire attraverso un intermedio metastabile. Egli ipotizzò che per quanto il tempo di vita del berillio-8 fosse breve, fosse comunque superiore al tempo medio di collisione tra due nuclei di elio-4, creando così una piccola concentrazione in equilibrio dell'elemento. Vi è allora una probabilità non trascurabile che il nucleo di berillio-8 sia colpito da una terza particella α , formando un *nucleo composto* di carbonio-12 ${}^{12}\text{C}^*$ prima che possa decadere. La reazione proposta da Salpeter avveniva in due step:



Questa reazione ha un Q valore complessivo pari a $Q \approx 7.3\text{MeV}$ e una resa energetica per unità di massa $q_{3\text{alfa}} = \frac{Q}{m({}^{12}\text{C})} = 5.9 \cdot 10^{17} \text{erg/g}$, pari a circa 1/10 dell'energia rilasciata per grammo dal bruciamento dell'idrogeno. L'ipotesi di Salpeter non era tuttavia ancora in grado di spiegare le abbondanze misurate di carbonio del cosmo. Lo scontro di una terza particella α con un nucleo già instabile, avrebbe infatti potuto facilmente portare al decadimento del *nucleo composto* nei due nuclei di elio-4 di partenza, abbassando così l'effettivo tasso di produzione dell'elemento. La comprensione completa del processo si ebbe grazie a Fred Hoyle (1954). Egli stava già da qualche anno lavorando sul problema di come nuclei pesanti potessero crearsi all'interno delle stelle. Per spiegare la formazione del carbonio, ipotizzò che vi potesse essere una risonanza al picco di Gamow del processo tre alfa, tra lo scetticismo iniziale dei colleghi. Secondo lo scienziato, nel nucleo del carbonio-12 era presente un livello eccitato non ancora individuato, caratterizzato da un'energia risonante con l'energia combinata dei due nuclei di partenza. Egli calcolò teoricamente ad hoc quale dovesse essere il valore di questo livello energetico. La sua ipotesi fu poi verificata e confermata sperimentalmente nei laboratori del Caltech circa tre anni dopo, dal fisico nucleare con cui aveva collaborato, William A. Fowler³, e da George e Margaret Burbidge. I risultati della loro ricerca furono pubblicati nel 1957 in "Synthesis of the elements in Stars". Gli scienziati mostrarono come tutti gli elementi dal carbonio fino all'uranio potessero essere sintetizzati nelle stelle tramite processi nucleari, partendo dall'idrogeno e dall'elio primordiali.

Gli studi sperimentali compiuti evidenziarono un valore di energia del livello considerato maggiore del solo 4% rispetto a quello calcolato teoricamente da Hoyle, come mostrato in Figura 4. La piccola differenza in positivo poteva essere spiegata assegnando un'energia cinetica ai nuclei di partenza. In particolare, le stime attuali sono di 7.656MeV per il livello energetico risonante del ${}^{12}\text{C}^*$ e di 7.367MeV per quello associato al sistema berillio-elio.

²Questa temperatura è sufficientemente alta da associare alle particelle α una probabilità finita di superare la barriera di Coulomb per la loro fusione

³Nel 1983 Fowler ricevette anche il premio Nobel per i suoi studi sulla nucleosintesi stellare.

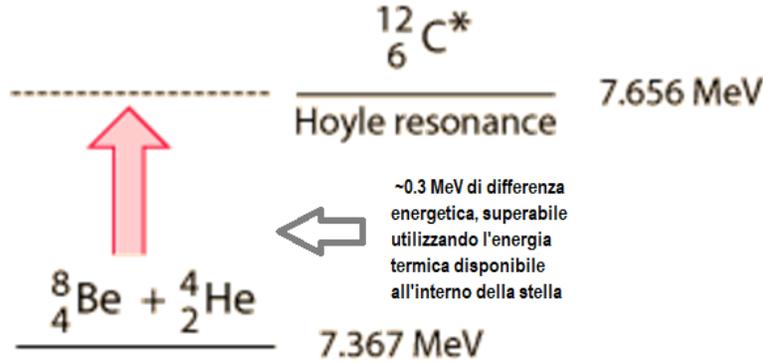
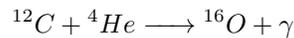


Figura 4: Risonanza di Hoyle. E' evidenziata la differenza tra il livello energetico teorizzato da Hoyle e l'energia corrispondente al sistema berillio-elio.

La portata della scoperta fu senza dubbio epocale, perchè la risonanza permetteva finalmente di spiegare l'origine della grande quantità di carbonio presente nell'Universo.

La temperatura minima di 10^8K richiesta per il processo 3α viene raggiunta all'interno delle stelle solo dopo che tutto l'idrogeno del core è stato convertito in elio. All'esaurirsi del combustibile, il nucleo inizia a contrarsi a causa della mancanza di energia nucleare che in condizioni di equilibrio termico assicura il giusto gradiente di pressione necessario per bilanciare l'autogravità della stella. Il nucleo collassando aumenta la sua densità e temperatura fino a raggiungere il valore necessario per l'innesco della nuova fase di bruciamento nucleare.

La dipendenza dalla temperatura del processo tre alfa è molto alta, con un valore di $\nu \simeq 40$. Man mano che il bruciamento avanza formando una certa concentrazione di carbonio-12, un altro processo inizia a competere con la 3α per il ^{12}C disponibile:



Questa reazione ha $Q = 7.162\text{MeV}$ e $q_{\alpha\text{C}} = 4.32 \times 10^{17} \text{erg/g}$ ed è fortemente influenzata dalle risonanze in gioco. La sua velocità di reazione è quindi abbastanza incerta. Conseguentemente anche le concentrazioni di ossigeno e carbonio al termine della fase di bruciamento dell'elio sono incerte. Ulteriori catture di particelle α da parte dell'ossigeno-16 sono teoricamente possibili, ma nelle normali condizioni di bruciamento dell'elio sono in realtà molto rare.

In Figura 5 sono riportate le velocità di reazione per il processo 3-alfa ricavate in due differenti misure sperimentali (Caughlan & Fowler 1988, Fynbo et al. 2005) e il rapporto tra i due set di dati. I dati presentati da Fynbo et al. sono stati ottenuti a partire dalla velocità della reazione inversa, ossia del decadimento di un nucleo di carbonio-12 in tre particelle alfa. Essi evidenziano velocità di reazione più alte rispetto ai valori calcolati precedentemente da Fowler e Caughlan solo per temperature inferiori a circa $4 \times 10^7\text{K}$, temperature a cui tuttavia la reazione non avviene in modo significativo.

4 Abbondanze chimiche e metallicità

In astrofisica vengono definiti metalli tutti gli elementi più pesanti di idrogeno ed elio. Questi ultimi sono stati prodotti durante la nucleosintesi primordiale nei primi minuti dopo il Big Bang. I metalli invece sono comparsi in seguito alla nascita ed evoluzione delle prime stelle, che li hanno poi immessi nell'ambiente circostante. Conseguentemente, le stelle più antiche sono quelle con il minor contenuto di metalli. Per quantificare l'abbondanza di un elemento in un determinato ambiente cosmico si utilizzano metodi diversi a seconda degli strumenti disponibili per l'analisi della composizione chimica e a seconda dell'oggetto di interesse dello sperimentatore. Nel caso si sia interessati alla percentuale di elementi pesanti presente sul totale, si calcola la metallicità della

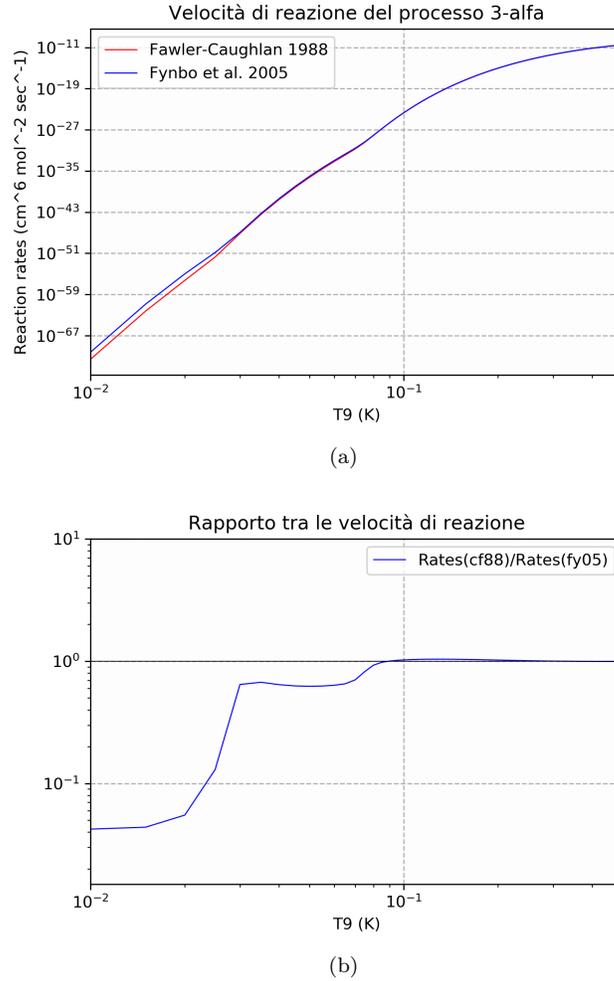


Figura 5: Velocità di reazione per il processo 3-alfa (a) e rapporto tra i valori ricavati (b) in due misure sperimentali (Fynbo et al 2005; Caughlan & Fowler, 1988)

stella o della regione. La metallicità si può esprimere in frazione di massa, cioè come rapporto tra la massa dei metalli presenti rispetto a quella totale e si indica con la lettera Z . Inoltre, detta X la corrispondente frazione in massa per l'idrogeno e Y quella per l'elio, vale necessariamente $Z = 1 - X - Y$. Un altro modo comune per esprimere le abbondanze chimiche è fornire il rapporto logaritmico tra il numero di atomi N di un dato elemento X e quello degli atomi di idrogeno per unità di volume, rapportato alla stessa quantità calcolata per il Sole, secondo

$$[X/H] = \log \left(\frac{N_X}{N_H} \right)_{\text{oggi}} - \log \left(\frac{N_X}{N_H} \right)_{\text{Sole}}$$

L'unità di misura per le abbondanze è il dex. Per la metallicità si utilizza in genere come elemento pesante X di confronto il ferro, perché le sue righe spettrali sono facilmente individuabili e analizzabili. Stelle con un'alta metallicità hanno un valore positivo di $[\text{Fe}/\text{H}]$, mentre viceversa per stelle povere di metalli la quantità assume un valore negativo.

5 Fasi di bruciamento nucleare

L'esistenza di una stella si gioca sulla delicata contrapposizione tra la forza di gravità e l'energia generata dalla fusione nucleare all'interno del suo nucleo. La prima porterebbe al collasso della stella sotto il suo stesso peso, mentre la seconda crea la pressione necessaria ad opporsi alla gravità ed a mantenere la stella in una condizione di equilibrio idrostatico⁴(HE). Il Teorema del Viriale afferma che $E_{\text{int}} = -\frac{1}{2}E_{\text{grav}}$, ossia che per una stella in condizioni di HE l'energia interna deve essere uguale a metà della sua energia gravitazionale. Una stella che non sta producendo energia termica tramite reazioni nucleari, per bilanciare la forza di gravità deve quindi contrarsi aumentando la propria temperatura. Queste fasi di contrazione e riscaldamento sono interrotte da lunghi cicli nucleari: per ogni tipo di combustibile esiste una massa minima del nucleo affinché la reazione di fusione abbia inizio. Il bruciamento di un determinato combustibile all'interno del core può essere inoltre accompagnato da reazioni di fusione di altri elementi in uno o più strati concentrici attorno ad esso (*burning shells*). L'esatta modalità, durata e successione di ogni ciclo nucleare sono strettamente legate alla massa della stella. In Figura 6 sono riportati i tratti evolutivi sul diagramma HR per 6 stelle con massa compresa tra 1 e 10 masse solari. Nelle ultimi fasi di vita della stella se

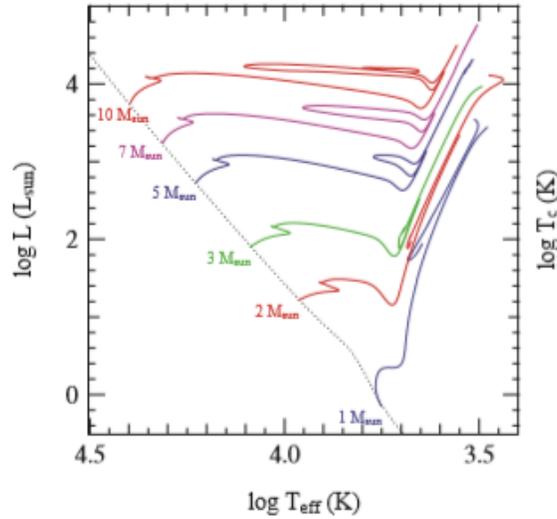


Figura 6: Tratti evolutivi per stelle con $X=0.7$ e $Z=0.02$ e masse di $1, 2, 3, 5, 7$ e $10 M_{\odot}$. Stelle di piccola massa dopo aver lasciato la sequenza principale presentano un nucleo degenere e l'elio viene innescato in un flash instabile in cima al ramo delle giganti rosse. Dopo che la condizione di degenerazione viene rimossa dall'aumento di temperatura, il bruciamento prosegue in modo stabile lungo il ramo orizzontale. Stelle di massa intermedia ($2M_{\odot} < M < 8M_{\odot}$) bruciano l'elio in modo stabile, lungo un loop se $M > 4M_{\odot}$. Stelle massicce hanno un'evoluzione simile alla categoria precedente, ma arrivano a bruciare anche il carbonio.

$M_{\text{core}} < M_{\text{Ch}}$ ⁵ la pressione di degenerazione degli elettroni è sufficiente ad opporsi al suo definitivo collasso. Questo avviene tipicamente per stelle con massa inferiore a $8M_{\odot}$, destinate a terminare il proprio ciclo vitale diventando nane bianche. Se invece $M_{\text{core}} > M_{\text{Ch}}$ il nucleo finale collassa in una stella a neutroni o in un buco nero a seconda della massa della stella.

Il primo combustibile ad essere bruciato nel nucleo è l'idrogeno, che richiede una temperatura per l'innescò superiore a circa $10^7 K$. Questo limite implica che solo protostelle aventi una massa superiore a $0.08M_{\odot}$ possano effettivamente iniziare a fondere l'idrogeno che le compone. Questa fase è detta sequenza principale ed è la più lunga nella vita di una stella. Costituisce infatti circa il 90%

⁴L'equilibrio idrostatico implica un bilanciamento tra gravità e pressione ad ogni strato della stella. L'equazione che regola questa condizione è data da $\frac{dP}{dr} = -\frac{Gm}{4\pi r^4}$, dove r e m sono rispettivamente il raggio e la massa relativi allo strato considerato, P è la pressione e G la costante di gravitazione universale.

⁵ M_{Ch} è la massa di Chandrasekhar, che rappresenta il limite superiore di massa per un oggetto in HE costituito da materia totalmente degenere in regime relativistico.

del tempo totale, con una durata pari a $\tau_{\text{MS}} = 10^{10} \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{-2.5} \text{yr}$. Più grande è la massa della stella, più breve è la sua vita. Dopo l'idrogeno, per temperature superiori a circa 10^8K si ha la fusione dell'elio, come illustrato nella sezione precedente. La massa del nucleo per innescare il bruiamento dell'elio varia da circa $0.3M_{\odot}$ a circa $0.48M_{\odot}$ (per un gas ideale e degenere, rispettivamente). La fase successiva è il bruciamento del carbonio, che avviene approssimativamente per $T > 5 \cdot 10^8 \text{K}$. La massa minima del core è pari a $1.1M_{\odot}$. I principali prodotti della fase sono ^{24}Mg , ^{20}Ne e ^{16}O . Per $T \simeq 1.5\text{GK}$ il ciclo successivo brucia il neon tramite fotodisintegrazione e successiva cattura di una particella alfa, producendo ^{24}Mg e ^{16}O . Per $T \simeq 2\text{GK}$ anche l'ossigeno si fonde creando principalmente ^{28}Si e ^{32}S . L'ultima fase di effettivo bruciamento interessa il silicio, che tuttavia presenta una barriera di Coulomb troppo alta per la fusione. Alle temperature di circa 3GK può però catturare particelle alfa o fotodisintegrarsi in nuclei più leggeri. La composizione finale è principalmente ^{56}Fe .

6 Arricchimento in carbonio della superficie stellare

6.1 Stelle di massa piccola e intermedia

L'evoluzione avanzata di stelle di massa piccola ($0.8M_{\odot} < M < 2M_{\odot}$) e intermedia ($2M_{\odot} < M < 8M_{\odot}$), procede in modo qualitativamente simile attraverso la cosiddetta fase AGB (*asymptotic giant branch*). Il termine "asintotico" deriva dal fatto che per stelle di piccola massa l'evoluzione sul ramo in questione avviene a luminosità simili alla precedente evoluzione lungo il ramo delle giganti rosse, ma a temperature efficaci leggermente maggiori.

Quando la riserva centrale di elio si esaurisce, la stella si muove nel diagramma HR verso luminosità maggiori. La fase AGB è breve se paragonata alla permanenza di una stella in sequenza principale, ma molto importante in quanto sede di una ricca nucleosintesi. Si stima che circa il 90% della polvere interstellare attualmente presente nella Via Lattea abbia avuto origine dai resti di stelle AGB. L'arricchimento chimico delle galassie, soprattutto in carbonio, è quindi strettamente legato a questo tipo di stelle. In Figura 7 è riportato il diagramma HR di una stella di piccola massa e di una di massa intermedia. La fase AGB corrisponde al tratto H-J.

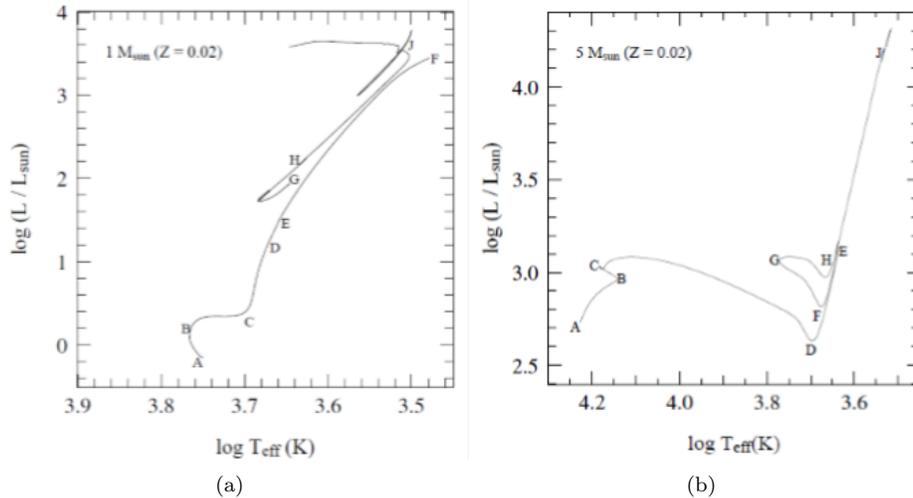


Figura 7: Diagramma HR per una stella di $1M_{\odot}$ e una di $5M_{\odot}$.

6.1.1 E-AGB

Il primo stadio attraversato dalla stella lungo l'AGB è detto E-AGB (*early asymptotic giant branch*). In Figura 8 l'evoluzione della struttura interna della stella al trascorrere del tempo è rappresentata dal tratto H-K. A causa della mancanza di energia nucleare in seguito all'estinzione dell'elio centrale, il nucleo di carbonio e ossigeno si contrae, così come gli strati sottostanti alla H-burning shell precedentemente formatasi. Il bruciamento dell'elio prosegue quindi in una shell attorno al nucleo. Le due shell attive creano un doppio effetto specchio, per il quale il nucleo e l'involuppo esterno si contraggono, mentre gli strati ricchi di elio tra le shell si espandono. Questa espansione porta tuttavia ad una diminuzione della temperatura dell'H-shell fino al suo spegnimento, lasciando così attiva solo la shell di elio. Per effetto specchio, in risposta alla contrazione del nucleo, l'involuppo si espande, iniziando una lunga fase in cui la luminosità della stella viene prodotta quasi interamente dall'He-shell. Più il bruciamento avanza, più massa viene aggiunta al nucleo di CO, il quale aumenta la propria densità fino a raggiungere una condizione di degenerazione. Quando in una zona della

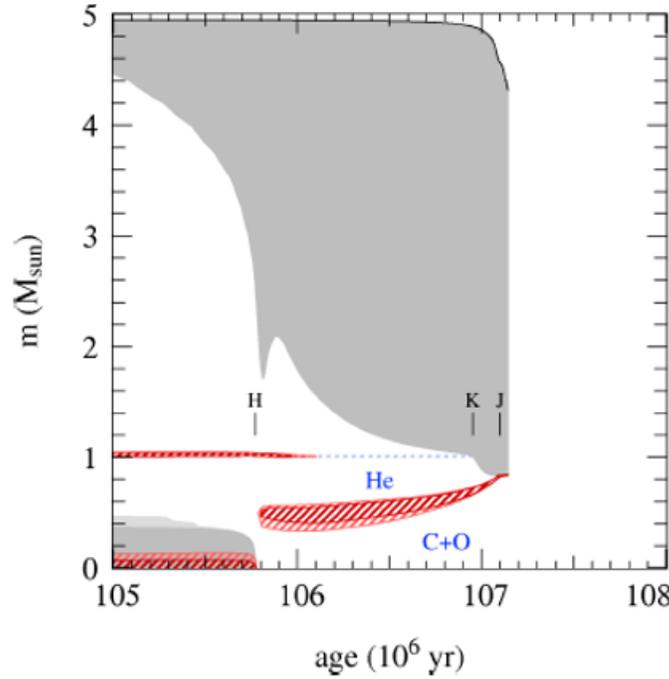


Figura 8: Diagramma di Kippenhahn di un modello di $5M_{\odot}$ con $Z=0.02$ durante la fase AGB (H-J). Le aree grigie rappresentano zone convettive, mentre quelle tratteggiate in rosso zone dove stanno avvenendo reazioni nucleari.

stella il gradiente di temperatura ∇ supera un certo limite, si crea nel gas una situazione di instabilità dinamica. Il trasporto di energia dall'interno all'esterno non avviene più attraverso processi radiativi, ma tramite convezione. Si tratta di un meccanismo molto efficiente sia nel trasferire calore che nel mischiare elementi chimici attraverso le celle convettive. L'instaurarsi di questo processo è determinato dal criterio di Schwarzschild: si ha convezione se il gradiente radiativo di temperatura della zona è maggiore di quello adiabatico, ovvero

$$\nabla_{\text{rad}} = \frac{3P\kappa l}{16\pi acGT^4m} > \nabla_{\text{ad}}$$

dove P è la pressione, κ è l'opacità, l la luminosità, T la temperatura e m la massa. Durante la fase E-AGB il grande flusso di energia proveniente dall'He-shell (alto l/m), unito al diminuire della temperatura causato dall'espansione degli strati adiacenti (alta κ), fa sì che il gradiente radiativo soddisfi il criterio sempre più in profondità nella stella. L'involuppo convettivo penetra così fino alla discontinuità chimica lasciata dall'H-shell e, se $M < 4M_{\odot}$, può verificarsi un secondo dredge-

up⁶. Si parla di dredge-up quando i moti convettivi, rimescolando gli elementi chimici all'interno dell'involuppo, ne aumentano l'abbondanza superficiale. Durante questo dredge-up affiorano principalmente elio e ¹⁴N prodotto dal ciclo CNO. Il fenomeno non avviene invece in stelle meno massive, perchè in esse la parte più profonda dell'H-shell rimane parzialmente attiva. Le zone profonde hanno perciò una temperatura maggiore e un'opacità minore e la convezione viene bloccata a strati più superficiali.

6.1.2 TP-AGB

La seconda fase attraversata da una stella AGB è quella dei puls termici. Questo stadio è molto importante per la particolare nucleosintesi di elementi chimici che avviene durante i puls, tra cui ¹²C, ¹⁴N e nuclei più pesanti del ferro. I puls si accompagnano inoltre a fenomeni di dredge-up, grazie ai quali questi nuclei vengono trasportati in superficie. L'evoluzione della struttura interna di una stella TP-AGB nel tempo è rappresentata sempre in Figura 8 nel tratto J-K. A causa dell'avanzare

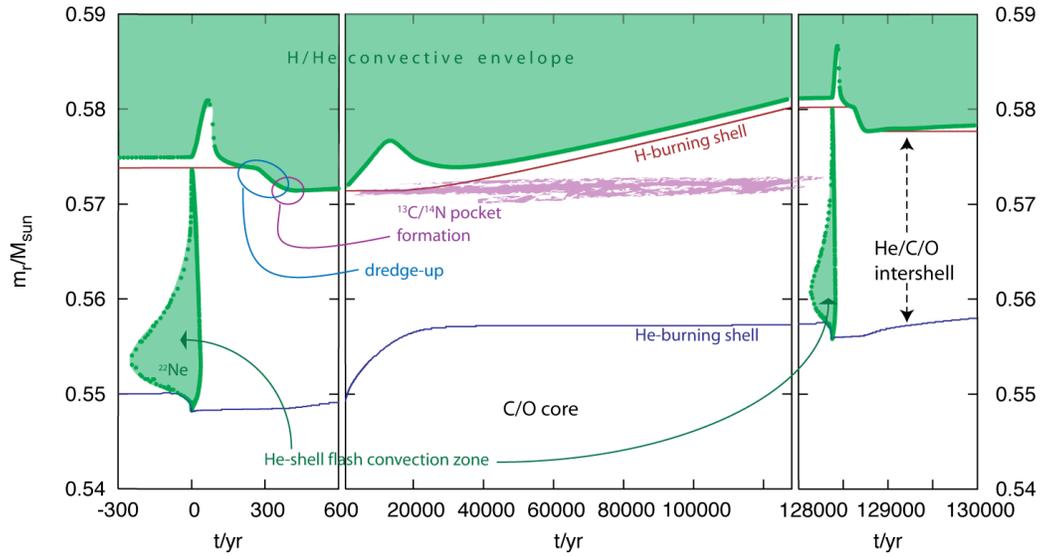


Figura 9: Evoluzione schematica di una stella AGB ($M=2M_{\odot}$, $Z=0.01$) attraverso due puls termici successivi. Il diagramma è preso da Herwig 2005, ARAA 43, 435.

dell'He-shell verso zone più povere di elio, la luminosità della stella diminuisce. Gli strati sovrastanti alla shell si contraggono, riattivando con il conseguente aumento di temperatura l'H-shell. Inizia così una fase di bruciamento in due strati concentrici con ritmi di produzione energetica diversi. A causa della riaccensione dello strato di idrogeno, la shell di elio diventa geometricamente sottile. Questo genera un'instabilità termica nella stella e instaura nell'He-shell una serie di puls termici (Schwarzschild et Härm, 1965). In condizioni stabili, una perturbazione alla condizione di equilibrio termico nella shell, dovuta ad uno squilibrio tra il tasso di produzione di energia e il flusso di calore verso l'esterno, viene generalmente controbilanciata da un'espansione dello strato, con conseguente calo di pressione e temperatura. Se la shell è molto sottile l'espansione non è tuttavia sufficiente a mantenere l'equilibrio e si genera una situazione di "runaway" termonucleare.

In Figura 9 è riportata schematicamente l'evoluzione di una stella AGB attraverso due puls termici successivi. Per la maggior parte del tempo l'He-shell rimane inattiva, mentre l'H-shell brucia, aggiungendo massa alla regione ricca di elio tra i due strati (intershell) e aumentandone la temperatura e la pressione alla base. Superato un valore critico di massa, la fusione dell'elio si innesca in modo instabile nell'intershell (*helium shell flash*). La luminosità prodotta può raggiungere valori di $10^8 L_{\odot}$ in circa un anno. Questo enorme flusso energetico crea moti convettivi in tutta la regione di intershell, responsabili del rimescolamento nella zona del ¹²C prodotto dalla reazione 3α e di altri

⁶Il primo dredge-up avviene nella fase RGB (*red giant branch*).

elementi prodotti dal bruciamento dell'elio. L'energia rilasciata si dissipa principalmente nell'espansione della zona di intershell e conseguentemente l'*helium shell flash* si estingue generalmente in qualche anno. In seguito, l'elio continua a bruciare in modo stabile, mentre l'H-shell, spinto verso l'esterno dall'espansione, si raffredda e si estingue temporaneamente.

Un'altra importante conseguenza dell'espansione e raffreddamento della zona di intershell è la penetrazione in profondità dell'involucro convettivo, oltre l'estinto strato di idrogeno. È il terzo dredge-up (TDU), durante il quale per la prima volta nella vita della stella i prodotti della fusione dell'elio, tra cui il ^{12}C , si rimescolano per tutto l'involucro fino ad apparire in superficie. Il rimescolamento ha come ulteriore effetto la riduzione dell'aumento di massa del nucleo di CO. In seguito al dredge-up, la stella si contrae e l'H-shell si riattiva. L'He-shell si estingue nuovamente e il ciclo ricomincia, bruciando in modo stabile l'idrogeno fino al flash di elio successivo.

Il ciclo di puls termici può ripetersi più volte. Ogni successivo pulso è associato ad una maggiore luminosità dell'helium flash e quindi ad una maggiore probabilità di avere un dredge-up efficiente. La durata di un pulso è di circa 100 anni, mentre il periodo di interpulso, ovvero il tempo che separa un pulso dal successivo, varia con la massa del nucleo stellare, da 5×10^4 anni per le stelle più piccole ($M_{\text{core}} \sim 0.5M_{\odot}$) a meno di 1000 anni per le stelle AGB più massive.

6.1.3 Parametro di dredge-up

L'efficienza del TDU è misurata dal parametro di dredge-up λ , definito come il rapporto tra la massa che sperimenta il dredge-up venendo rimescolata nell'involucro e la massa di cui il nucleo esausto di idrogeno si è accresciuto durante il precedente periodo di interpulso:

$$\lambda = \frac{\Delta M_{\text{du}}}{\Delta M_{\text{H}}}$$

Più il valore del parametro di dredge-up è vicino all'unità, più efficiente è il meccanismo di rimescolamento.

L'esatto valore di λ , che varia da un pulso all'altro, dipende da alcuni parametri fisici, quali la massa del nucleo, la massa totale della stella e la metallicità, da cui dipende l'opacità ⁷. Altre incertezze sull'esatta stima del parametro sono legate alla determinazione del limite inferiore della zona in cui si innescano i moti convettivi. Come λ dipenda esattamente da tutte queste quantità è ancora incerto. Alcuni autori hanno identificato dei trend, come un aumento di λ al decrescere della metallicità Z e all'aumentare della massa (Boothroyd & Sackmann, 1988; Karakas et al, 2002; Karakas 2014) o al decrescere della frazione iniziale di elio nella stella (Karakas, 2014). Inoltre al di sotto di un valore di massa critica dell'involucro, che viene eroso dalla perdita di massa come illustrato successivamente, il TDU cessa del tutto (Straniero et al, 1997). In conclusione, poiché valori maggiori del parametro di DU implicano una maggiore quantità di materiale trasportato in superficie, ci si aspetta che, fissata una massa iniziale, stelle con metallicità inferiore siano maggiori produttrici di carbonio.

In Figura 10 sono riportati i valori del massimo parametro di dredge-up raggiunto durante la fase TP-AGB da stelle con diversa massa iniziale. Si notano le relazioni sopracitate tra λ , massa iniziale e metallicità.

6.1.4 Hot bottom burning. Rapporto C/O. Stelle al carbonio.

Uno degli effetti della fase TP-AGB, come si è visto, è l'arricchimento della superficie stellare di elementi prodotti dal bruciamento dell'elio. In Figura 11 sono riportati i cambiamenti nell'abbondanza superficiale in frazione di massa di ^{12}C , ^{14}N e ^{16}O in due stelle di massa $3M_{\odot}$ e $5M_{\odot}$ aventi $Z=0.014$ (Stancif et al, 2004). Ad eccezione dei primi puls, ogni TP è seguito da un episodio di dredge-up. Nel modello da $3M_{\odot}$ si nota come l'abbondanza superficiale del carbonio cresca fino a superare quella dell'ossigeno dopo circa 14 TP. Nel modello da $5M_{\odot}$, invece, dopo pochi puls si evidenzia una decrescita dell'abbondanza di ^{12}C ed un costante aumento dell'abbondanza di ^{14}N . Quest'ultimo andamento è caratteristico di tutte stelle AGB aventi $M \gtrsim 4 - 5M_{\odot}$ ed è dovuto

⁷L'opacità aumenta con la metallicità, soprattutto a causa degli assorbimenti bound-free

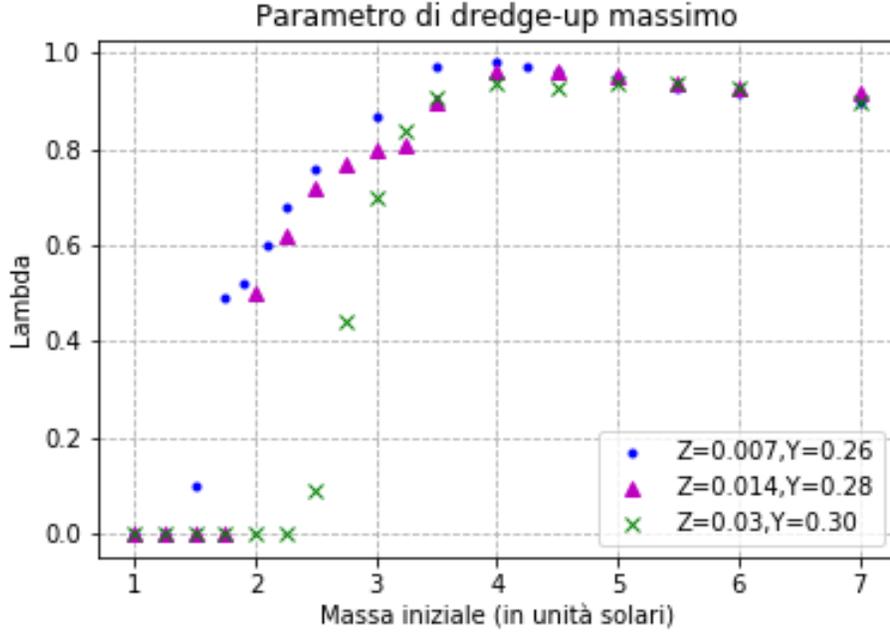


Figura 10: Massimo parametro di dredge-up per stelle AGB avente massa iniziale tra 1 e $7M_{\odot}$. I dati presentati nel grafico sono presi dai modelli evolutivi utilizzati in Karakas (MNRAS 445, 347-358, 2014)

ad un fenomeno chiamato *Hot Bottom Burning* (HBB). Durante il periodo di interpulso di queste stelle la temperatura alla base dell'involuppo convettivo supera i $3 \times 10^7 K$, rendendo possibile il bruciamento dell'idrogeno tramite il ciclo CNO. Le principali conseguenze dell'HBB sono un aumento della luminosità superficiale, che rompe la relazione luminosità-massa del nucleo tipica delle AGB, e la conversione del ^{12}C rimescolato nell'involuppo in ^{14}N (Boothroyd, Sackmann & Ahern, 1993). L'HBB modifica quindi le abbondanze superficiali e impedisce alle stelle AGB più massive di sviluppare un'atmosfera ricca di carbonio, aumentando invece l'abbondanza superficiale dell'azoto. Questo bruciamento produce inoltre altri elementi tra cui il 7Li , il ^{23}Na e il $^{23,24}Mg$. Occorre tuttavia tenere in considerazione che, nel caso in cui l'HBB cessi dopo un certo numero di pulsazioni, la stella potrebbe ancora sperimentare abbastanza fenomeni di dredge-up da diventare ricca di carbonio nelle fasi AGB finali (Frost et al, 1998; van Loon, Zijlstra & Groenewegen, 1999). L'eventuale spegnimento del bruciamento alla base dell'involuppo convettivo è dovuto essenzialmente all'erosione

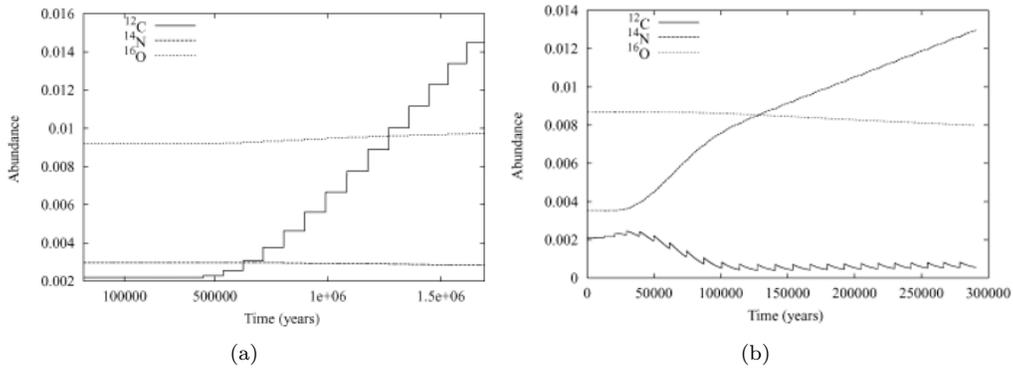


Figura 11: Abbondanze superficiali per una stella di $3M_{\odot}$ (a) e una di $5M_{\odot}$ (b). La metallicità è quella solare ($Z=0.014$). I grafici sono presi da Stancliff et al. (MNRAS 352, 984-992, 2004)

dell'involuppo stesso a causa della perdita di massa.

Si sono individuate anche delle relazioni tra HBB e metallicità della stella. Il processo è più efficiente per Z basse, dove le stelle sono più compatte (Ventura et al, 2013). Modelli AGB con diversa metallicità impongono inoltre limiti diversi alla massa minima richiesta per il processo. Ad esempio, Karakas (2014) ha individuato l'accensione dell'HBB a $4.25 M_{\odot}$ nei modelli con $Z=0.007$, $4.25 M_{\odot}$ in quelli con $Z=0.014$ e $5M_{\odot}$ in quelli con $Z=0.03$.

La grande maggioranza delle stelle nasce con un rapporto isotopico carbonio-ossigeno inferiore a 1, poichè hanno un'abbondanza di ossigeno superiore ($C/O > 1$). In Figura 12 viene mostrata l'evoluzione del rapporto C/O alla superficie in funzione del numero di puls termici per una stella di $3M_{\odot}$ e una di $6M_{\odot}$ con $Z=0.02$. Il grafico a sinistra mostra come il rapporto C/O aumenti dopo ogni pulso superando l'unità dopo 15 TP (1.3×10^6 anni). Viceversa, nel grafico a destra, il modello sperimenta l'HBB e il rapporto resta sempre inferiore all'unità, pur presentando un aumento durante gli ultimi 8 puls, quando l'HBB inizia a spegnersi. Alle basse temperature dell'atmosfera stellare,

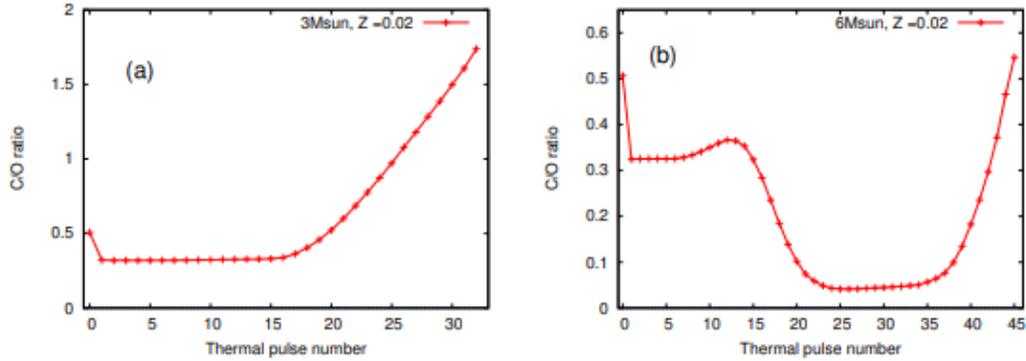


Figura 12: Rapporto C/O in funzione del numero di puls termici per una stella di $3M_{\odot}$ e una di $6M_{\odot}$ con metallicità $Z=0.02$. Immagine da Karakas & Lattanzio (2014).

la maggior parte degli atomi di C e O sono legati in molecole di monossido di carbonio (CO). Le caratteristiche spettrali delle stelle AGB rispecchiano quindi fortemente il loro rapporto isotopico C/O . Se questo è inferiore a 1, tutto il carbonio è condensato in molecole di CO e i restanti nuclei di ossigeno formano molecole come H_2O , TiO e grani di polvere di natura silicea. I tipi spettrali di queste stelle sono M ($0.8 < C/O < 1$) o S ($C/O < 0.8$). Se invece, grazie a ripetuti dredge-up efficienti, il rapporto supera il valore unitario, è il carbonio ad essere in eccesso e forma quindi grani di polvere di natura carbonacea, come la grafite, o molecole quali C_2 e CN. Stelle AGB con queste caratteristiche più evolute sono chiamate stelle al carbonio e presentano spettri più arrossati (tipo C).

Modelli evolutivi diversi forniscono range diversi per la formazione di stelle al carbonio, soprattutto in relazione alle assunzioni sull'esatta profondità del bordo inferiore dell'involuppo convettivo e sul tasso di perdita di massa. Nel caso di metallicità solari, Karakas (2014) individua un range tra $2M_{\odot}$ e $4.5M_{\odot}$, mentre il modello utilizzato da Ventura et al (2018) trova come limiti $1.5M_{\odot}$ e $3M_{\odot}$, con un rapporto C/O compreso tra 1.2 e 3 raggiunto durante i puls termici finali. In Ventura et al (2018) si evidenzia inoltre come la fase TP-AGB per le stelle in questo range di massa duri tra 1 e 5Myr, ma il tempo passato come stella al carbonio è inferiore al 15% del totale. Durante questo lasso di tempo la stella eietta materiale ricco di carbonio. Viceversa, la fase TP-AGB per stelle più massicce di $3.5M_{\odot}$, che sperimentano l'HBB, dura tra i 3×10^4 e i 3×10^5 yr e il materiale eiettato è ricco di azoto e altri materiali prodotti dall'HBB. Il rapporto C/O finale è in questo caso pari a ~ 0.05 .

6.1.5 Perdita di massa durante la fase AGB

Come si è visto il numero di puls e la durata della fase TP-AGB sono legati alla decrescita della massa dell'involuppo ricco di idrogeno e all'aumento della massa del nucleo degenero di CO. Se il

nucleo raggiunge la massa di Chandrasekhar $M_{\text{Ch}}=1.46M_{\odot}$, il carbonio centrale si innesca con un flash così potente da distruggere l'intera stella. In realtà, sia previsioni teoriche che osservazioni mostrano come tale innesco non avvenga, in quanto la stella sperimenta una perdita di massa sufficiente a rimuovere l'intero involucro prima che il limite venga raggiunto. La fase AGB termina quindi con la creazione di una nana bianca, costituita da un nucleo di CO degenere e circondata da un esteso involucro interstellare composto da polveri e gas ionizzato (nebulosa planetaria).

La perdita di massa è dunque un fenomeno cruciale: arricchisce il mezzo interstellare, diminuisce i tempi evolutivi della stella sottraendo combustibile alle due shell e riduce la massa finale della nana bianca. Il meccanismo alla base della formazione di venti stellari nelle stelle AGB non è ancora completamente noto. Attualmente si ritiene siano dovuti ad una combinazione di pulsazioni dinamiche e pressione di radiazione sulle particelle di polvere che si sono formate nell'atmosfera.

Le stelle AGB subiscono forti pulsazioni radiali⁸ con un periodo che aumenta al crescere del raggio stellare. Osservativamente si è evidenziato un aumento del tasso di perdita di massa al crescere del periodo di pulsazione. Ciascuna pulsazione crea delle onde d'urto nell'atmosfera stellare, che trasportano il gas a raggi maggiori aumentandone la densità negli strati più esterni. A circa 1.5-2 raggi stellari, la temperatura è abbastanza bassa ($\sim 1500K$) da permettere alle particelle di polvere di condensare, grazie anche all'elevata densità raggiunta. Queste particelle sono molto opache e possono quindi essere facilmente accelerate dalla grande pressione di radiazione tramite il trasferimento di momento. Maggiore è l'opacità, maggiore sarà la perdita di massa. I grani di polvere accelerati si scontrano poi con altre molecole di gas (Bowen, 1988), accelerandole a loro volta oltre la velocità di fuga (Mattson et al., 2008). Si innesca quindi una catena di urti che porta alla creazione di un forte vento stellare. Nelle fasi finali il tasso di perdita di massa osservato può arrivare fino a $\sim 10^{-4}M_{\odot}/yr$ (superwinds), passando a questo limite da un valore iniziale di $\sim 10^{-8}M_{\odot}/yr$ quando il periodo di pulsazione (tipicamente nelle stelle Mira) diventa di circa 500-600 giorni (Vassiladis & Wood, 1993). Grazie alla perdita di massa il carbonio e gli altri elementi sintetizzati durante la fase formano molecole e condensano in grani di polvere nell'atmosfera, andando a comporre l'esteso involucro circumstellare.

6.1.6 Yields di carbonio

Per comprendere il ruolo che una certa classe di stelle ha nel ciclo cosmico del carbonio, bisogna considerare la quantità $Y_{12\text{C}}(M)$ dell'elemento prodotto da esse, detta yield. Questa è definita in letteratura come la quantità di massa di una stella (di massa iniziale M) convertita in carbonio e immessa nel mezzo interstellare durante il suo ciclo vitale. In formule si ha

$$Y_{12\text{C}}(M) = \int_0^{\tau} ({}^{12}\text{C}(t) - {}^{12}\text{C}(0)) \dot{M} dt$$

dove, data una massa iniziale M , τ rappresenta l'età della stella, il tasso di perdita di massa per vento stellare, ${}^{12}\text{C}(0)$ la frazione in massa di carbonio iniziale, ${}^{12}\text{C}(t)$ quella al tempo t . Lo yields di carbonio assume valori negativi se l'elemento viene distrutto durante il ciclo di vita della stella, positivi se viene invece efficacemente prodotto ed espulso nell'ISM. Le previsioni dei modelli AGB circa gli yields sono essenzialmente legate all'efficienza e alla durata dei fenomeni di nucleosintesi e di rimescolamento superficiale e all'entità della perdita di massa. In base alla massa dell'involucro presente, una stella AGB può sperimentare un numero differente di pulsioni termiche e di dredge-up, modificando più o meno radicalmente le abbondanze superficiali e conseguentemente la quantità emessa nell'ISM di ciascun elemento.

In Figura 13 sono riportati i valori di $Y_{12\text{C}}$ per diversi valori di massa iniziale, ottenuti utilizzando tre diversi modelli evolutivi della fase AGB. Questi modelli si differenziano per la trattazione dei moti convettivi e la scelta dei parametri fisici che descrivono la fase, come il tasso di perdita di massa, il parametro di dredge-up, i tassi di reazione nucleari etc. Si sono utilizzati gli yields di carbonio ottenuti da Ventura et al.(2017) tramite il codice ATON, quelli presi dal database F.R.U.I.T.Y

⁸Sono chiamate anche variabili *Mira*

(codice FULL-Network (FUN)) e infine quelli ricavati a partire dagli ejecta⁹ calcolati da Marigo et al.(2013) con il codice COLIBRI. Si evidenziano in tutti i modelli valori di yields significativi per masse approssimativamente comprese tra 2.5 e 3.5 M_{\odot} . Per masse maggiori gli effetti dell'HBB rendono i valori negativi, con entità diverse a seconda di come il fenomeno è parametrizzato nei vari modelli. Stelle con masse inferiori, invece, sperimentano un numero minore di episodi di dredge-up, rendendo meno apprezzabile l'arricchimento in carbonio della superficie. Per analizzare gli

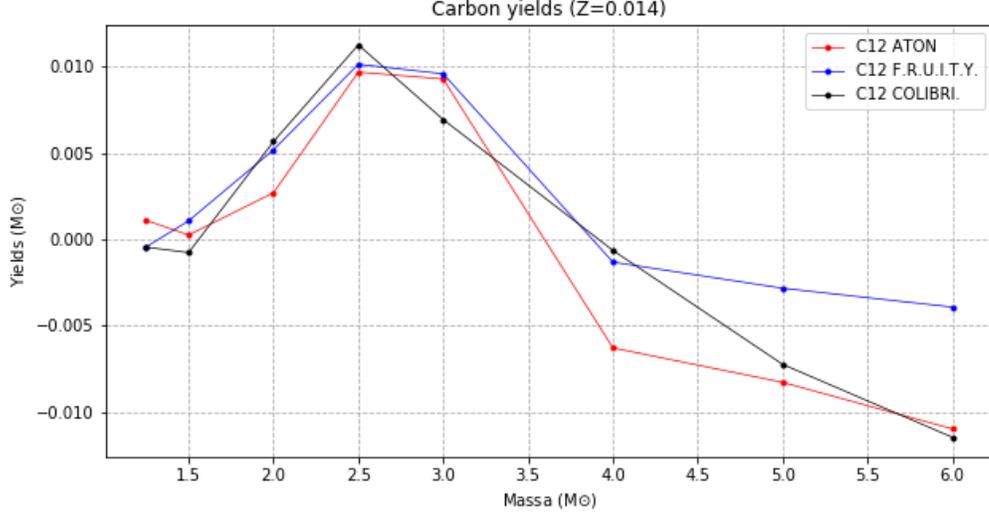


Figura 13: Abbondanze di ^{12}C espulso nel mezzo interstellare dopo essere stato prodotto durante la fase TP-AGB. I dati sono relativi ad un range di massa tra 1.25 e 6 M_{\odot} e sono presi dai codici COLIBRI, F.R.U.I.T.Y. e ATON.

effetti della metallicità sugli yields, in Figura 14 sono riportati i valori dati dal codice COLIBRI di $Y_{^{12}\text{C}}$ al variare di Z . Si nota come stelle abbastanza massive da sperimentare l'HBB siano

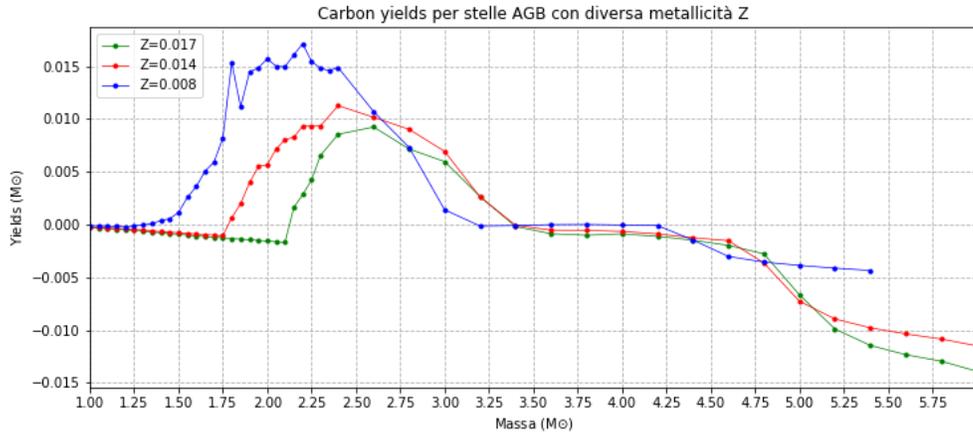


Figura 14: Abbondanze di ^{12}C espulso nel mezzo interstellare al variare della massa iniziale della stella per $Z=0.008$, $Z=0.014$ e $Z=0.017$. I valori riportati sono adattati da Marigo et al. (2013), dove sono stati ottenuti con il codice COLIBRI.

⁹L'ejecta $E_{^{12}\text{C}}$ rappresenta la massa totale di carbonio espulsa nel mezzo interstellare durante l'intero tempo di vita di una stella di data massa iniziale. Il valore comprende quindi anche la quantità dell'elemento già presente nella stella alla sua formazione. Gli yields sono stati ricavati dagli ejecta secondo $Y_{^{12}\text{C}} = E_{^{12}\text{C}} - ^{12}\text{C}(0) \times (M_{\text{in}} - M_{\text{wd}})$

caratterizzate da yields di carbonio vicini a 0 o negativi. Tuttavia, essendo l'efficacia dell'HBB minore per metallicità minori, si evidenzia un calo meno drastico nella quantità di carbonio espulso dal modello con Z minore (0.008). Nelle stelle di massa iniziale più piccola si nota un maggiore arricchimento di carbonio superficiale al crescere della massa, indipendentemente dalla metallicità, a causa del maggior numero di DU sperimentati da stelle con involucri più massicci. Sempre nel regime delle stelle di massa più piccola, metallicità minori sono legate a yields maggiori, poichè il dredge up è più efficiente in queste condizioni. Questo andamento è stato identificato anche da Willson et al (1996), che hanno sottolineato come stelle con metallicità relativamente basse abbiano raggi minori e una perdita di massa meno efficace, a causa della minore produzione di grani di polvere. Un minore tasso di perdita di massa implica una maggiore durata della fase AGB e quindi un numero inferiore di dredge-up, aumentando la quantità di carbonio portata in superficie. Si nota infine che più grande è Z , più la massa iniziale minima affinché una stella AGB produca efficacemente carbonio è alta.

6.2 Stelle massicce

L'evoluzione avanzata di stelle massicce è differente da quella di stelle con massa più piccola. Innanzitutto i loro nuclei, in seguito al bruciamento dell'elio, raggiungono temperature abbastanza elevate ($T_{\text{core}} > 5 \times 10^8 K$) e densità sufficientemente basse da bruciare anche il carbonio in maniera non degenera. Affinchè questo avvenga la massa del nucleo di CO dopo il bruciamento dell'elio centrale deve essere superiore ad un certo limite, attualmente posto dai modelli evolutivi attorno a $1.06M_{\odot}$. Ciò è permesso solo a stelle con una massa iniziale superiore a $\sim 8M_{\odot}$. Se poi la massa iniziale supera le $11M_{\odot}$ anche elementi più pesanti del carbonio vengono bruciati, fino a formare un nucleo di ferro che collassa infine causando un'esplosione di supernova. La seconda differenza evolutiva interessa soprattutto stelle con massa iniziale $M \gtrsim 15M_{\odot}$. In tutte le fasi, inclusa la sequenza principale, queste stelle subiscono ingenti perdite di massa tramite forti venti stellari che ne influenzano l'evoluzione. In Figura 15 è riportata la traccia di tre stelle massicce sul diagramma HR fino all'innesco del carbonio. L'evoluzione procede a luminosità pressochè costanti, poichè la stella non sviluppa un nucleo degenera e la maggior parte della sua massa è in equilibrio radiativo.

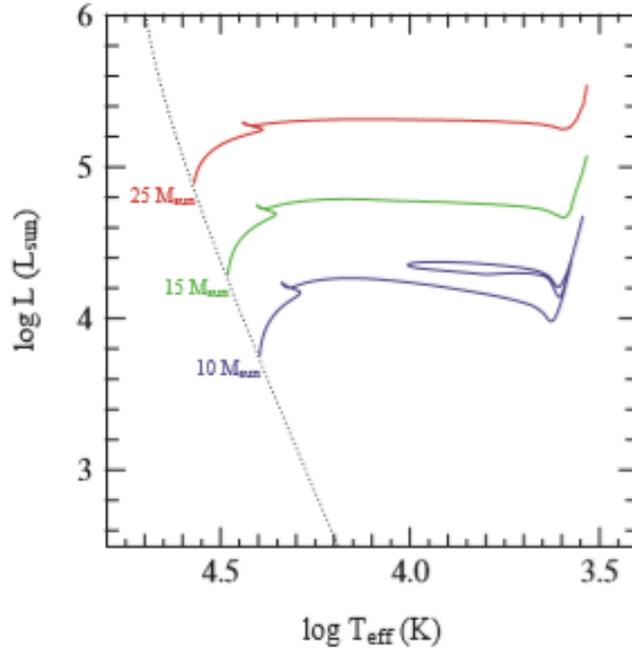


Figura 15: Diagramma HR di tre stelle di massa pari a $10M_{\odot}$, $15M_{\odot}$ e $25M_{\odot}$ dalla sequenza principale fino al bruciamento del carbonio.

6.2.1 Venti stellari

Il carbonio creato all'interno delle stelle massicce tramite il processo 3-alfa viene immesso nel mezzo interstellare attraverso forti venti, che erodono l'involuppo della stella riversandone nello spazio il contenuto. Una legge empirica per metallicità solari formulata da De Jager et al (1988) per quantificare la perdita di massa in accordo con i tassi osservati a $L > 10^3 L_{\odot}$ è:

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

dove L è la luminosità e T_{eff} la temperatura efficace della stella. Questa formula applicata ad esempio ad un modello di $25M_{\odot}$ mostra un tasso di perdita di massa che va da $5 \times 10^{-8} \frac{M_{\odot}}{\text{yr}}$ per la sequenza principale a $5 \times 10^{-5} \frac{M_{\odot}}{\text{yr}}$ quando la stella diventa una supergigante rossa prima di iniziare la fusione

del carbonio. In questa fase le stelle più massicce possono arrivare a perdere fino a $10^{-4} \frac{M_{\odot}}{yr}$. La perdita di massa per stelle luminose e fredde, note come supergiganti rosse (RSG), è dovuta a venti lenti ma abbondanti, prodotti da un meccanismo analogo a quello della fase AGB. Stelle calde e luminose, come le stelle OB in sequenza principale o le supergiganti blu (BSG), subiscono invece l'effetto di venti stellari molto veloci indotti dalla radiazione (Castor, Abbot & Klein, 1975; Pauldrach et al, 1986). La pressione di radiazione alle frequenze corrispondenti alle righe spettrali di assorbimento, dove l'interazione tra materia e fotoni è massima, provoca un'accelerazione verso l'esterno della materia. In altre parole, i fotoni UV provenienti dalla stella vengono assorbiti dagli strati atmosferici esterni, che sono otticamente spessi alle lunghezze d'onda di molte transizioni UV (righe risonanti) di nuclei quali Fe, O, Si, C e altri. I fotoni assorbiti trasferiscono il proprio momento al gas e producono così un forte vento stellare. Assumendo che il trasferimento di momento sia completo, si può stimare il limite superiore al tasso di perdita di massa tramite

$$\dot{M}v_{\infty} < \frac{L}{c}$$

dove v_{∞} rappresenta la velocità del vento a grandi distanze dalla stella, tipicamente pari a tre volte la velocità di fuga (intorno ai 1000-3000 km/s per stelle di tipo O). Volendo confrontare la relazione empirica di De Jager con questo limite, si nota come i tassi empirici siano più piccoli del limite per un fattore che va da 1/3 a 1/6. Si può quindi concludere che il momento venga trasmesso dai fotoni alla materia in modo abbastanza efficace. La trattazione teorica dei venti indotti dalla radiazione è abbastanza ben sviluppata. Presenta però delle incertezze sui valori di \dot{M} dovute a disomogeneità nel vento, sia per quanto riguarda le predizioni teoriche sia per le osservazioni. Infine, sia teoria che osservazioni hanno individuato una correlazione tra il tasso di perdita di massa e la metallicità, secondo $\dot{M} \propto Z^{0.7}$. Ciò è dovuto al fatto che la presenza di metalli aumenta la sezione d'urto UV delle molecole colpite dall'intensa radiazione stellare (Prantzos, Vangioni-Flam & Chauveau, 1994; Gustafsson et al, 1999).

6.2.2 Stelle Wolf-Rayet

Lo scenario evolutivo delle stelle massicce è stato originariamente descritto da Peter Conti (1976) per stelle di metallicità ~ 0.02 come segue:

- $M \lesssim 15M_{\odot}$
MS(OB) \longrightarrow RSG(\longrightarrow BSG in blue loop? \longrightarrow RSG) \longrightarrow SN II
La perdita di massa non è molto importante, rimanendo al di sotto del valore di qualche M_{\odot} in tutta la loro vita
- $15M_{\odot} \lesssim M \lesssim 25M_{\odot}$
MS(O) \longrightarrow BSG \longrightarrow RSG \longrightarrow SN II
La perdita di massa è forte durante la fase di RSG, ma non abbastanza da rimuovere interamente l'involucro ricco di H .
- $25M_{\odot} \lesssim M \lesssim 40M_{\odot}$
MS(O) \longrightarrow BSG \longrightarrow RSG \longrightarrow WNL \longrightarrow WNE \longrightarrow WC \longrightarrow SN Ib
L'involucro ricco di H viene rimosso durante la fase di RSG, trasformando la stella in una Wolf-Rayet (WR).
- $M \gtrsim 40M_{\odot}$
MS(O) \longrightarrow BSG \longrightarrow LBV \longrightarrow WNL \longrightarrow WNE \longrightarrow WC \longrightarrow SN Ib/c
La fase da *luminous blue variable* rimuove interamente l'involucro prima che la stella entri nella fase di RGB.

Questi limiti di massa sono legati alla metallicità delle stelle. Poichè il tasso di perdita di massa decresce al decrescere della metallicità, per Z inferiori i limiti in massa dello schema di Conti sono più alti.

Le stelle Wolf-Rayet sopra citate sono stelle molto calde e luminose, caratterizzate da spettri con intense righe di emissione. Sono circondate da nebulose circumstellari di materiale eiettato tramite

forti venti stellari, che raggiungono tassi di $\dot{M} \sim 10^{-5} - 10^{-4} \frac{M_{\odot}}{yr}$. I venti delle WR sono probabilmente indotti dalla pressione di radiazione, similmente a quanto avviene nelle stelle di tipo O, ma con uno scattering fotonico multiplo, che aumenta il tasso di perdita di massa oltre il limite $\dot{M}v_{\infty}$ precedentemente riportato.

Gli spettri delle stelle WR presentano abbondanze di carbonio, azoto e ossigeno aumentate: sono costituite dal nucleo esposto di stelle massicce dove stanno ancora bruciando elio e idrogeno. In base alle abbondanze superficiali sono classificate in **WNL** (presentano ancora idrogeno e grandi abbondanze di He e N, in accordo con i valori di equilibrio del ciclo CNO), **WNE** (simili alla classe precedente, ma prive di idrogeno), **WC** (non presentano idrogeno, l'azoto è quasi assente, mentre le abbondanze di He, C e O sono significative e in accordo con un parziale bruciamento dell'elio), **WO** (simili alla classe precedente, ma con un'elevata abbondanza di ossigeno, in accordo con un bruciamento completo dell'elio). La suddivisione può essere interpretata come una sequenza evolutiva in cui strati stellari via via più profondi vengono rimossi dal vento stellare.

Come esempio, in Figura 16 è riportata l'evoluzione avanzata di una stella di $60M_{\odot}$ e $Z=0.02$. Dopo circa 3.5 Myr la stella si trova ancora in sequenza principale, ma i venti stellari hanno già eroso la stella fino a strati che precedentemente appartenevano al nucleo convettivo. I prodotti del ciclo CNO affiorano, aumentando l'abbondanza superficiale di elio a spese di quella dell'idrogeno. Molte masse solari sono perse nella fase di passaggio tra il bruciamento centrale di H e di He, entro i 3.7 Myr, quando la stella appare come LBV. Tra i 3.7 e i 4.1 Myr la stella appare come WNL prima e WNE dopo, perdendo tutto l'involuppo fin oltre l'H-burning shell. A questo punto in superficie appare il materiale processato nel nucleo convettivo, in cui è avvenuto il processo 3-alfa, in particolare carbonio e ossigeno. Durante gli ultimi 0.2 Myr di evoluzione la stella appare quindi come una WC, liberando carbonio nell'ISM.

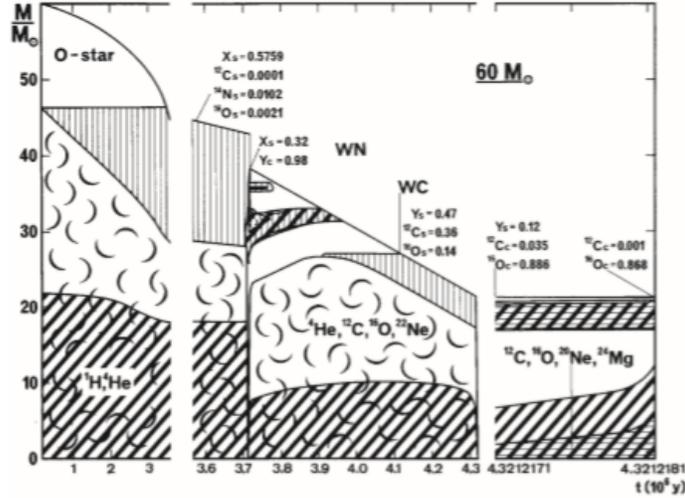


Figura 16: Diagramma di Kippenhahn dell'evoluzione di una stella di $60M_{\odot}$ a $Z=0.02$ con perdita di massa. Le aree tratteggiate indicano il bruciamento nucleare, mentre le regioni convettive sono indicate dai tratti curvi. Il grafico è preso da Maeder & Meynet (1987).

6.2.3 Yields di carbonio

Il carbonio viene immesso nel gas interstellare dalle stelle massicce quando i venti stellari iniziano a rimuovere materiale processato dalla reazione 3-alfa. Conseguentemente le stelle che maggiormente contribuiscono all'arricchimento di carbonio sono quelle che attraversano la fase di WC. In riferimento allo schema di Conti, si tratta di stelle aventi massa iniziale $M > 25M_{\odot}$ o anche più bassa se le metallicità crescono oltre gli standard solari.

Il legame tra produzione di carbonio da parte di stelle massicce e metallicità è molto importante.

Maeder (1992) e Meynet, Mowlavi & Maeder (2006) hanno individuato yields di carbonio più alti al crescere di Z , come conseguenza della sensibilità alla metallicità del processo di perdita di massa. Fissata una massa iniziale, inoltre, più alto è il valore di Z più a lungo la stella apparirà come una Wolf-Rayet, immettendo una quantità maggiore di carbonio nell'ISM. Un'altra caratteristica individuata da Meynet, Mowlavi & Maeder (2006) è un aumento degli yields di carbonio se la stella entra nella fase WC in uno stadio poco avanzato del bruciamento dell'elio, anche se la metallicità è bassa. Questa relazione è stata dedotta confrontando un modello di $60M_{\odot}$ con $Z=0.04$ (Meynet & Maeder, 2005) e uno con $Z=0.02$ e tasso di perdita di massa incrementato (Maeder, 1992). Nonostante i due modelli terminino la propria evoluzione con masse finali simili¹⁰ gli yields di carbonio relativi al primo modello sono nettamente inferiori a quelli relativi al secondo. Ciò è dovuto al fatto che il modello con tasso di perdita di massa maggiore entra nella fase WC in uno stadio meno avanzato di He-core burning. Infine, sempre nel lavoro di Meynet, Mowlavi & Maeder (2006), viene effettuata una stima empirica degli yields di carbonio basata sulle osservazioni di stelle WC nei dintorni solari. La quantità di nuovo carbonio sintetizzato ed espulso si aggira tra lo 0.2% e lo 0.4% della massa iniziale della stella, valore in accordo con i modelli di evoluzione stellare calcolati da Maeder (1992) e da Meynet & Maeder (2003, 2005).

7 Conclusioni

In letteratura, fin dalla scoperta del processo 3α , si è aperto un dibattito volto ad individuare quale fosse la classe di stelle che contribuisce in misura più significativa all'arricchimento in carbonio del mezzo interstellare.

Burbidge et al. (1957) ipotizzarono per primi un'emissione di carbonio nell'ISM attraverso la perdita di massa da giganti rosse e supergiganti. Arnett & Schramm (1973) sostennero che la produzione da parte di venti di stelle massicce fosse ancora più efficace. Successivamente Truran (1977), Tinsley (1977) e Dearborn (1978) ipotizzarono che anche stelle di piccola massa potessero essere sorgenti significative dell'elemento, basandosi sulle abbondanze determinate nelle nebulose planetarie e nelle stelle al carbonio. Anche a livello teorico modelli di evoluzione stellare hanno evidenziato, seppur con risultati quantitativi differenti, come stelle di massa piccola e intermedia (LIM) possano produrre quantità significative dell'elemento (Marigo 2001; Izzard et al. 2004; Karakas & Lattanzio 2007).

I modelli di evoluzione chimica che individuano come meccanismo efficace il rilascio ritardato di carbonio da parte di stelle LIM sono generalmente in buon accordo con le abbondanze osservative. Quest'argomentazione è stata analizzata ad esempio da Chiappini et al. (2003), Akerman et al. (2004) e Gavilan et al. (2005).

Maeder (1992) sostenne tuttavia che i venti stellari generati dalla radiazione nelle stelle massicce liberano grandissime quantità di carbonio. Per evitare quindi un eccesso di carbonio stimato rispetto a quello osservato, il ruolo delle LIM dovrebbe essere ridotto. Garnett et al. (2005) hanno anche individuato una dipendenza degli yields di carbonio dalla metallicità, mostrando un rapporto C/O crescente con il rapporto O/H nelle galassie nane irregolari, come già era stato sottolineato nei lavori di Maeder (1992) e Portinari et al. (1998). Questa dipendenza potrebbe essere facilmente collegata all'andamento degli yields delle stelle massicce con la metallicità, a causa della relazione di quest'ultima con la forza dei venti indotti dalla radiazione.

A titolo di esempio, sono riportate le principali conclusioni di due paper che ritengo analizzino i punti principali della questione.

Gustafsson et al. (1999) hanno analizzato l'abbondanza di carbonio per un set di 80 stelle del disco galattico. I modelli evolutivi di stelle massicce utilizzati come riferimento nello studio (tratti da Portinari et al. 1998) mostrano ad esempio come una stella di $40M_{\odot}$ con composizione solare possa espellere tramite venti nell'ISM fino al 10% della sua massa sottoforma di carbonio, percentuale che decresce notevolmente al decrescere di Z . Gli autori, tuttavia, evidenziano come empiricamente almeno il 50% delle nebulose planetarie sono ricche di carbonio, con un rapporto C/O superiore a

¹⁰Questo implica che il carbonio ancora 'intrappolato' nella stella, che viene espulso tramite l'esplosione di supernova, è quantitativamente simile.

1. Considerando la loro massa e il loro tasso di nascita, si conclude che potrebbero arricchire di $0.003M_{\odot}$ di carbonio all'anno il mezzo interstellare. Focalizzandosi invece su stelle di massa piccola e intermedia prima che diventino nebulose, quando appaiono come stelle al carbonio, gli autori non ritengono il loro contributo significativo: prendendo in considerazione tipici tassi di perdita di massa, rapporti C/O e frequenza di stelle al carbonio, viene rilevato un contributo di sole $2 \times 10^{-4} M_{\odot}$ all'anno. Ritengono quindi si abbia un'espulsione maggiore dell'elemento quando la stella appare come nebulosa planetaria.

Gli autori propongono due possibili modi per distinguere quali stelle siano la fonte principale di carbonio. Il primo test si basa sul fatto che se il contributo maggiore va ricercato nelle stelle massicce, in particolare nelle stelle WC, la correlazione tra abbondanza di carbonio e metallicità dovrebbe essere più forte rispetto a quella tra l'abbondanza e l'età. Analizzando i dati in loro possesso, Gustaffson et al. hanno individuato un valore di $[C/H]$ strettamente correlato all'abbondanza di ferro $[Fe/H]$, cioè con la metallicità.

Il secondo test proposto riguarda il rapporto C/O. Per le stelle analizzate la quantità mostra un aumento graduale al crescere della metallicità delle stelle, come mostrato in Figura 17. Questo

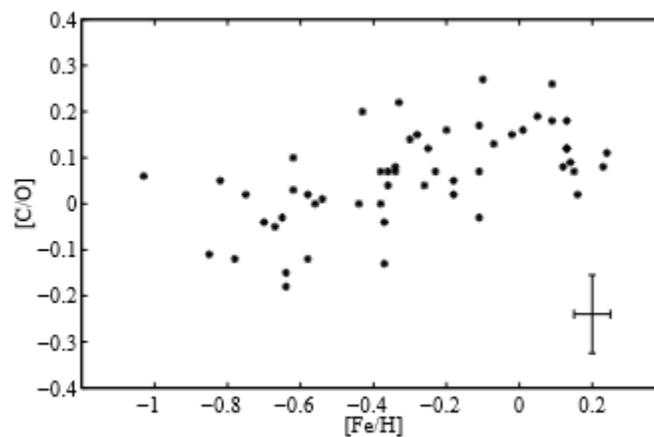


Figura 17: $[C/O]$ in funzione di $[Fe/H]$ relativo alle stelle del disco galattico oggetto dello studio di Gustaffson et al. (1999). L'andamento crescente del rapporto potrebbe essere compatibile sia con una produzione di carbonio da parte di stelle massicce con yields dipendenti dalla metallicità sia con una produzione da parte di stelle di massa piccola e intermedia, o entrambe.

potrebbe però riflettere sia la sensibilità alla metallicità dei venti prodotti dalla radiazione tipici delle stelle massicce, sia il diverso tempo di vita delle stelle che producono carbonio rispetto a quelle massicce, che producono l'ossigeno. Per comprendere quale scenario sia più plausibile gli autori hanno quindi sfruttato il fatto che le due quantità da cui dipende l'incremento del rapporto C/O, ossia la metallicità e il tempo scala delle stelle di diversa massa, sono interconnessi in modo differente in galassie diverse. Si sono analizzate osservazioni di stelle in galassie nane irregolari, come le nubi di Magellano. Queste hanno un valore di metallicità $[Fe/H]_{irr}$ inferiore al disco galattico, mentre il tempo scala in relazione ad una storia di formazione stellare abbastanza continuativa è dello stesso ordine di grandezza. Il contributo all'abbondanza di carbonio da parte di stelle massicce nei due ambienti dovrebbe quindi essere simile se si analizza il disco alla metallicità $[Fe/H]_{irr}$: la pendenza nel grafico $[C/O]$ - $[Fe/H]$ relativo alle stelle osservate nelle diverse galassie dovrebbe cioè apparire confrontabile in caso di predominanza del contributo delle massicce. D'altra parte, spostando l'attenzione sulle stelle di massa piccola e intermedia, il contributo dovrebbe essere minore per le stelle del disco. Al tempo in cui la metallicità era simile a quella delle irregolari, infatti, nel disco galattico le stelle meno massicce non erano ancora abbastanza evolute da contribuire in modo significativo. Se è quindi questa classe di stelle ad essere più efficiente nella produzione di carbonio, la pendenza nel grafico sopracitato dovrebbe essere maggiore per le stelle del disco. L'analisi degli autori li porta a privilegiare lo scenario in cui le stelle massicce dominano la produzione di carbonio, poichè riscontrano una pendenza simile nei grafici sopracitati. Concludono quindi che la produzione

avviene in un tempo scala compatibile con quello delle stelle massicce e anche gli elevati yields di carbonio di queste stelle confermano la loro ipotesi. Viene sottolineato però come in questo modo risulti problematico spiegare come anche gli yields di stelle di massa piccola e intermedia siano elevati senza che si riscontrino eccessi osservativi di carbonio.

Nel secondo paper Mattson (2010) ha confrontato diversi modelli di evoluzione chimica, che differiscono per i dettagli di formazione stellare e nucleosintesi, in particolare per gli yields delle diverse classi stellari. Anche in questo caso le conclusioni non sono definitive. Mattson ha individuato come il carbonio sembra essere rilasciato nell'ISM con tempi scala confrontabili con quelli del ferro, prodotto essenzialmente dalle supernovae di tipo Ia. Come in Gustaffson et al. (1999) viene evidenziato l'aumento del rapporto C/O con la metallicità, che potrebbe essere spiegato sia dalla dipendenza da Z dei venti radiativi delle stelle massicce, sia da un rilascio ritardato dell'elemento da parte di stelle di massa piccola e intermedia. Mattson ritiene che il primo scenario non si possa escludere, ma il secondo fornisce una spiegazione più semplice, poichè non richiede che gli yields di carbonio dipendano fortemente dalla metallicità. Ipotizzando quindi che i suoi modelli in migliore accordo con i dati siano corretti, l'autore calcola che nei dintorni solari dal 40 all'80% del carbonio sia prodotto da stelle LIM. In particolare, il ruolo di queste stelle è individuato come principale in tutti gli ambienti cosmici che hanno sperimentato il picco di formazione stellare alcuni miliardi di anni fa. L'arricchimento in queste zone avverrebbe principalmente attraverso i venti delle stelle al carbonio. Viene tuttavia ricordato come i modelli presentati non escludano completamente il ruolo delle stelle massicce.

Un'importante considerazione fatta da Mattson (2010) riguarda poi la connessione tra l'abbondanza cosmica di carbonio e la ricerca di vita basata su di esso. Le parti più esterne della nostra galassia, dove il picco di formazione stellare è stato raggiunto abbastanza recentemente, o non è ancora stato raggiunto, potrebbero essere escluse come ambiente adatto alla vita come noi la conosciamo. Analizzare queste zone periferiche alla ricerca di vita basata sul carbonio potrebbe cioè non essere utile, indipendentemente da quale scenario di produzione dell'elemento sia il più plausibile. Se le stelle di massa piccola e intermedia sono la fonte principale di carbonio, in quelle regioni le stelle non sono ancora abbastanza evolute da apparire come stelle al carbonio con perdita di massa. D'altra parte, se anche fosse invece più rilevante l'arricchimento da parte delle stelle massicce, la bassa metallicità delle zone periferiche impedisce la presenza di una quantità importante di carbonio.

In conclusione, l'origine del carbonio rimane una questione ancora aperta. Le limitazioni sono sia osservative che teoriche. I modelli presentano incertezze soprattutto circa i meccanismi che regolano i fenomeni di dredge-up e di hot bottom burning, nonché quelli di perdita di massa. Gli yields calcolati mediante modelli di evoluzione stellare possono essere molto diversi tra loro e le proporzioni dei contributi di stelle di massa e metallicità differente altrettanto incerte. Per poter ottenere una risposta definitiva alla questione si necessitano quindi ulteriori osservazioni e una modellistica sempre più calibrata ed affidabile.

Riferimenti bibliografici

- [1] AKERMAN C.J., CARIGI L., NISSEN P.E., PETTINI M. and ASPLUND M. *The evolution of the C/O ratio in metal-poor halo stars*. A&A, volume 414, 931-942, 2003. doi:10.1051/0004-6361:20034188
- [2] ARNETT W.D. and SCHRAMM D.N. *Origin of Cosmic Rays, Atomic Nuclei, and Pulsars in Explosions of Massive Stars*. ApJ, volume 184, L47, September 1973. doi:10.1086/181286
- [3] BOOTHROYD A.I. and SACKMANN I.J. *Low-Mass Stars. IV. The Production of Carbon Stars*. ApJ, volume 328, 671-678, May 1988. doi: 10.1086/166324
- [4] BOOTHROYD A.I., SACKMANN I.J. and AHERN S.C. *Prevention of High-Luminosity Carbon Stars by Hot Bottom Burning*. ApJ, volume 416, 762-768, October 1993. doi:10.1086/173275
- [5] BOWEN G.H. *Dynamical Modeling of Long-Period Variable Star Atmospheres*. ApJ, volume 329, 299-317, June 1988. doi: 10.1086/166378

- [6] BURBIDGE E.M., BURBIDGE G.R., FOWLER W.A. and HOYLE F. *Synthesis of the Elements in Stars*. Rev. Mod. Phys., volume 29, issue 4, 547-650, October 1957. doi:10.1103/RevModPhys.29.547
- [7] CASTOR J.I., ABBOTT D.C. and KLEIN R.I. *Radiation-driven winds in Of stars..* ApJ, volume 195, 157-174, January 1975. doi:10.1086/153315
- [8] CAUGHLAN G.R. and FOWLER W.A. *Thermonuclear reaction rates V in Atomic Data and Nuclear Data Tables*. volume 40, issue 2, 283-384, November 1988. doi:10.1016/0092-640X(88)90009-5
- [9] CHIAPPINI C., ROMANO D. and MATTEUCCI F. *Oxygen, carbon and nitrogen evolution in galaxies*. MNRAS, volume 339, issue 1, 63-81, February 2003. doi:10.1046/j.1365-8711.2003.06154.x
- [10] CONTI P.S. *On the relationship between Of and WR stars*. Memoires of the Societe Royale des Sciences de Liege, volume 9, 193-212, January 1975.
- [11] CRISTALLO S., KARINKUZZI D., GOSWAMI A., PIERSANTI L. and GOBRECHT D. *Constraints of the Physics of Low-mass AGB Stars from CH and CEMP Stars*. ApJ, volume 833, 181, December 2016a. doi:10.3847/1538-4357/833/2/181.
- [12] CRISTALLO S., PIERSANTI L., and STRANIERO O. *The FRUITY database on AGB stars: past, present and future in Journal of Physics Conference Series*, volume 665 of Journal of Physics Conference Series, page 012019, January 2016b. doi: 10.1088/1742-6596/665/1/012019.
- [13] DEARBORN D., SCHRAMM D.N., TINSLEY B.M. *On the origin and evolution of isotopes of carbon, nitrogen, and oxygen*. ApJ, volume 223, 557-566, July 1978. doi:10.1086/156291qa
- [14] DE JAGER C., NIEUWENHUIJZEN H. and VAN DER HUUCHT K.A. *Mass loss rates in the Hertzsprung-Russell diagram* A&AS, volume 72, 259-289, February 1988
- [15] FROST C.A., CANNON R C., LATTANZIO J.C., WOOD P.R. and FORESTINI M. *The brightest carbon stars*. A&A, volume 332, L17-L20, April 1988.
- [16] FYNBO H.O.U, DIGET C., BERGMANN, U. et al. *Revised rates for the stellar triple- α process from measurement of ^{12}C nuclear resonances*. Nature 433, 136-139, January 2005. doi:10.1038/nature03219
- [17] GARNETT D.R., SKILLMAN E.D. and DUFOUR R.C. et al. *The Evolution of C/O in Dwarf Galaxies from Hubble Space Telescope FOS Observations*. ApJ, volume 443, April 1995. doi:10.1086/175503
- [18] GAVILÀN M., BUELL J.F. and MOLLÀ M. *Low and intermediate mass star yields: The evolution of carbon abundances*. A&A, volume 432, 861-877, 2005. doi:10.1051/0004-6361:20041949
- [19] GRIBBIN J. and REES M. *Cosmic Coincidences*, ed. CreateSpace Independent Publishing Platform, 2015
- [20] GUSTAFFSON B., KARLSSON T., OLSSON E., EDVARDSSON B. and RYDE N. *The origin of carbon, investigated by spectral analysis of solar-type stars in the Galactic Disk*. A&A, volume 342, 426-439, February 1999.
- [21] HERWIG F. *Evolution of Asymptotic Giant Branch Stars*, ARAA, volume 43, 435-479, June 2005. doi: 10.1146/annurev.astro.43.072103.150600
- [22] HOYLE F. *On Nuclear Reactions Occuring in Very Hot STARS.I. the Synthesis of Elements from Carbon to Nickel*. ApJS, volume 1, 121-146, September 1954. doi: 10.1086/190005
- [23] IZZARD R.G, TOUT C.A., KARAKAS A.I. and POLS O.R. *A new synthetic model for asymptotic giant branch stars*. MNRAS, volume 350, issue 2, 407-426, May 2004. doi:10.1111/j.1365-2966.2004.07446.x

- [24] KARAKAS A.I., LATTANZIO J. C. and POLS, O. R. *Parameterising the Third Dredge-up in Asymptotic Giant Branch Stars*. PASA, volume 19, issue 4, 515-526, January 2002. doi:10.1071/AS02013
- [25] KARAKAS A.I. and LATTANZIO J. C. *Stellar Models and Yields of Asymptotic Giant Branch Stars*. Publications of the Astronomical Society of Australia, volume 24, 103-117, 2007. doi:10.1071/as07021
- [26] KARAKAS A.I. *Helium enrichment and carbon-star production in metal-rich populations*. MNRAS, volume 445, issue 1, 347-358, November 2014. doi:10.1093/mnras/stu1727
- [27] MAEDER A. and MEYNET G. *Grids of evolutionary models of massive stars with mass loss and overshooting - Properties of Wolf-Rayet stars sensitive to overshooting*. A&A, volume 182, 243-263, August 1987
- [28] MAEDER A. *Stellar yields as a function of initial metallicity and mass limit for black hole formation*. A&A, volume 264, issue 1, 105-120, October 1992
- [29] MARIGO P. *Chemical yields from low- and intermediate-mass stars: Model predictions and basic observational constraints*. A&A, volume 320, 194-217, April 2001. doi:10.1051/0004-6361:20000247
- [30] MARIGO P., BRESSAN A., NANNI A., GIRARDI L. and PUMO M.L. *Evolution of thermally pulsing asymptotic giant branch stars - I. The COLIBRI code*. MNRAS, volume 434, 488-526, September 2013. doi:10.1093/mnras/stt1034
- [31] MATTSSON L., WAHLIN R., HOFNER S. and ERIKSSON K. *Intense mass loss from C-rich AGB stars at low metallicity?*. A&A, volume 484, L5-L8, June 2008. doi:10.1051/0004-6361:200809689
- [32] MATTSSON L. *The origin of carbon: Low-mass stars and an evolving, initially top-heavy IMF?*. A&A, volume 515, A68, June 2010. doi:10.1051/0004-6361/200913315
- [33] MEYNER G. and MAEDER A. *Stellar evolution with rotation. X. Wolf-Rayet star populations at solar metallicity*. A&A, volume 404, 975-990, June 2003. doi:10.1051/0004-6361:20030512
- [34] MEYNER G. and MAEDER A. *Stellar evolution with rotation. XI. Wolf-Rayet star populations at different metallicities*. A&A, volume 429, 581-598, January 2005. doi:10.1051/0004-6361:20047106
- [35] MEYNER G., MOWLAVI N. and MAEDER A. *Massive star evolution at high metallicity* in the proceedings of the conference "The Metal Rich Universe", Cambridge University Press, November 2006
- [36] PAULDRACH A., PULS J. and KUDRITZKI R.P. *Radiation-driven winds of hot luminous stars. Improvements of the theory and first results*. A&A, volume 164, 86-100, August 1986.
- [37] PORTINARI L., CHIOSI C. and BRESSAN A. *Galactic chemical enrichment with new metallicity dependent stellar yields*. A&A, volume 334, 505-539, June 1998
- [38] PRANTZOS N, VANGIONI-FLAM E. and CHAUVEAU S. *Evolution of carbon and oxygen in the Galaxy: the effect of metallicity dependent yields*. A&A, volume 285, 132-139, May 1994.
- [39] SALPETER E.E. *Nuclear Reactions in Stars Without Hydrogen*. ApJ, volume 115, 326-328, March 1952. doi:10.1086/145546
- [40] SCHWARZSCHILD M. and HÄRM R. *Thermal Instability in Non-Degenerate Stars.*, ApJ, volume 142, 855-867, October 1965. doi:10.1086/148358
- [41] STANCLIFF R.J., TOUT J.A. and POLS O.R. *Deep dredge-up in intermediate-mass thermally pulsing asymptotic giant branch stars*. MNRAS, volume 352, issue 3, 984-992, August 2004. doi:10.1086/303794
- [42] STRANIERO O., CHIEFFI A., LIMONGI M., BUSSO M., GALLINO R. and ARLANDINI C.. *Evolution and Nucleosynthesis in Low-Mass Asymptotic Giant Branch Stars. I. Formation of Population I Carbon Stars*. ApJ, volume 478, 332-339, March 1997. doi:10.1086/303794

- [43] TINSLEY B.M. in *Terzian Y. (ed.) IAU symp. 76, Planetary Nebulae*, D. Reidel, Dordrecht, p.341
- [44] TRURAN J. in *Audoze J. (ed.) CNO Isotopes in Astrophysics*, D. Reidel, Dordrecht, Boston, p.145, 1977
- [45] VAN LOON J.TH., ZIJLSTRA A.A. and GROENEWEGEN M.A.T. *Luminous carbon stars in the Magellanic Clouds*, A&A, volume 346, 805-810, June 1999.
- [46] VASSILIADIS E. and WOOD P.R. *Evolution of low- and intermediate-mass stars to the end of the asymptotic giant branch with mass loss*. ApJ, volume 413, 641-657, August 1993. doi:10.1086/173033.
- [47] VENTURA P., DI CRISCIENZO M., CARINI R. and D'ANTONA F. *Yields of AGB and SAGB models with chemistry of low- and high-metallicity globular clusters*. MNRAS, volume 431, issue 4, 3642-3653, June 2013. doi:10.1093/mnras/stt444
- [48] VENTURA P., KARAKAS A.I., DELL'AGLI F. GARCÍA-HERNÁNDEZ D. and GUZMAN-RAMIREZ L. *Gas and dust from solar metallicity AGB stars*. MNRAS, volume 475, issue 2, 2282-2305, January 2018. doi:10.1093/mnras/stx3338
- [49] WILLSON L.A., BOWEN G.H. and STRUCK C. *Metallicity Dependence of Terminal AGB Luminosity* in *From Stars to Galaxies: The Impact of Stellar Physics on Galaxy Evolution: proceedings of a conference held at Porto Elounda Mare, Crete (Greece) 9-13 October 1995*. ASP Conference Series, Volume 98, 1996, ed. C. Leitherer, U. Fritze-von-Alvensleben, and J. Huchra (1996), p.197
- [50] <http://fruity.oa-abruzzo.inaf.it/modelli.pl>
- [51] <https://reaclib.jinaweb.org/popularRates.php>