



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

**DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA “GALILEO GALILEI”
Corso di Laurea Magistrale in Astronomia**

**Arricchimento chimico
durante la fase dei Pulsi Termici
del Ramo Gigante Asintotico**

**Laureanda:
Maria Silvia Tavella**

**Relatrice:
Prof.ssa Paola Marigo**

**Contro-relatore:
Prof. Giovanni Carraro**

**Sessione Laurea Dicembre 2018
Anno Accademico 2017–2018**

Abstract

Questo lavoro di tesi si focalizza sulla nucleosintesi e sul conseguente arricchimento chimico prodotto dalle stelle di massa piccola e intermedia (con massa iniziale nell'intervallo $0.8M_{\odot} \leq M \leq 6-8M_{\odot}$) durante gli stadi finali della loro evoluzione. Questa fase, denominata ramo asintotico delle giganti, ha luogo dopo il bruciamento dell'elio nel nucleo ed è caratterizzata dal verificarsi dei puls termici, episodi ricorrenti di instabilità termiche nel bruciamento della shell di elio. In questa fase si ha una struttura a doppia shell ove le due shell molto vicine bruciano in modo alternato. Dopo ogni pulso termico, quando la shell di idrogeno si spegne, l'involuppo convettivo può penetrare più in profondità fino a raggiungere strati sede di nucleosintesi in fasi precedenti. Questo processo, noto come terzo dredge-up (TDU) avviene più volte nella fase TP-AGB delle stelle e porta di volta in volta i prodotti del bruciamento nucleare presenti negli strati più interni fino alla superficie. Le stelle con massa $M_i > 4M_{\odot}$ sono caratterizzate dal raggiungimento di alte temperature alla base dell'involuppo convettivo ($3 \cdot 10^7 - 10 \cdot 10^7$), fenomeno conosciuto come Hot Bottom Burning (HBB) caratterizzato dall'attivazione del ciclo CNO, delle catene Ne-Na e Mg-Al.

La fase TP-AGB è caratterizzata da una ricca nucleosintesi con la produzione di molti elementi chimici quali C, O, Ne, Na, Mg, Al oltre ad altri elementi pesanti (numero di massa maggiore di 56) che sono il risultato di un processo di cattura neutronica lenta (processo s). I prodotti di questa nucleosintesi possono essere portati in superficie dai processi di terzo dredge-up e di hot-bottom burning. Infine, per mezzo di venti stellari il materiale di nuova sintesi presente negli strati più esterni viene espulso dalla stella, arricchendo così il mezzo interstellare.

Le stelle AGB svolgono un ruolo chiave nell'evoluzione chimica delle galassie, pertanto è importante quantificare gli elementi chimici che vengono immessi nel mezzo interstellare. In questo lavoro di tesi si è posta particolare attenzione su due quantità: *ejecta* (quantità totale espulsa) e *yields chimici* (quantità espulsa di nuova sintesi) e su come queste due quantità varino a seconda della massa e della metallicità delle stelle, nonché del modello evolutivo considerato. Sono considerati i risultati ottenuti con tre diversi modelli stellari: MONSTAR, F.R.U.I.T.Y. e COLIBRI. Di quest'ultimo vengono inoltre considerati due set di modelli (SET007 e SET035) caratterizzati da diverse descrizioni dei processi di perdita di massa e di terzo dredge-up. Il confronto viene fatto considerando tre metallicità in comune: $Z=0.004$, $Z=0.008$ e $Z=0.02$. È importante sottolineare che questi ultimi modelli sono stati calibrati sulla base di osservazioni di stelle AGB nella Piccola Nube di Magellano. I conteggi stellari per queste stelle (nelle classi spettrali M e C) e le relative funzioni di luminosità sono riprodotte con alto grado di accuratezza. Da ciò consegue che in questi modelli i tempi di vita della fase AGB, la perdita di massa e la trattazione del terzo dredge-up siano trattati in modo ragionevolmente

corretto.

Nella prima parte della tesi vengono studiati gli ejecta dei diversi elementi considerati, ottenuti con i tre diversi modelli e i due diversi set. In generale si riscontra un buon accordo per stelle di piccola massa, mentre per le stelle con masse intermedie vi sono significative differenze tra gli ejecta, in particolare per ^{12}C , ^{18}O e ^{21}Ne .

Nella seconda parte della tesi sono stati definiti e calcolati i valori degli yields stellari del modello COLIBRI sia per il SET007 che per il SET035. In seguito anche questi valori sono stati confrontati con F.R.U.I.T.Y. e MONSTAR per ognuna delle tre metallicità in comune. Le discrepanze maggiori tra modelli diversi emergono soprattutto a metallicità più elevate.

Spiegare in modo semplice le differenze riscontrate tra gli ejecta e gli yields chimici non è di fatto possibile in quanto esse sono il risultato di molteplici fattori relativi alle prescrizioni fisiche utilizzate nei codici di evoluzione stellare, in particolare: tassi di reazioni nucleari, trattazione dei bordi convettivi (inclusione o meno di overshoot), formalismo di perdita di massa, ecc. In generale si nota come i risultati dei modelli COLIBRI e F.R.U.I.T.Y. mostrino un accordo ragionevole mentre quelli ottenuti con il codice MONSTAR si allontanano in modo marcato dai precedenti. Un esempio eclatante è dato dagli yield di ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N che risultano essere molto più elevati (per diversi fattori) nel caso MONSTAR rispetto agli altri modelli considerati. La causa più probabile risiede nei maggiori tempi di vita della fase TP-AGB che comportano un maggior numero di puls termici, e quindi di eventi di terzo dredge-up, così come una durata più lunga del processo di hot-bottom burning. Anche l'elevata efficienza del terzo dredge-up (con parametro di efficienza $\lambda \simeq 1$) in stelle con massa iniziale $M_i > 3 M_\odot$ prevista dal codice MONSTAR (rispetto a $\lambda \simeq 0.3 - 0.4$ di F.R.U.I.T.Y. ad esempio) concorre all'aumento dell'ejecta di ^{12}C prodotto durante i puls termici.

Da questo studio emerge in modo chiaro come gli ejecta chimici dipendano in modo critico dalle assunzioni adottate per descrivere i processi fisici durante l'evoluzione delle stelle di massa piccola e intermedia. Allo stato attuale l'incertezza che grava sugli ejecta chimici presenti in letteratura è notevole, in particolare per alcuni elementi. Calibrare i modelli stellari sulla base di osservazioni indipendenti (e.g., conteggi stellari, funzioni di luminosità, misure di abbondanze chimiche in stelle) risulta quindi necessario per poter porre vincoli affidabili all'efficienza dei venti stellari e del mescolamento convettivo, così da produrre set di ejecta chimici affidabili. In assenza di ciò, tale significativa incertezza continuerà ad essere presente propagandosi sui modelli di evoluzione chimica delle Galassie. I nuovi set di ejecta chimici ottenuti con il codice COLIBRI rappresentano un progresso importante in questa direzione.

Indice

1	Fase evolutiva del Ramo Asintotico delle Giganti	1
1.1	La fase Early-AGB	3
1.2	La fase thermally pulsing AGB	5
1.3	Fase finale dell'evoluzione: La perdita di massa	8
2	La nucleosintesi nella fase TP-AGB	11
2.1	La nucleosintesi durante il pulso	12
2.1.1	Il terzo dredge-up	12
2.1.2	Composizione di intershell	16
2.2	Nucleosintesi nella fase di interpulso	21
2.2.1	Hot Bottom Burning-HBB	22
2.2.2	Le catene Ne-Na e Mg-Al	25
2.2.3	Processo di cattura neutronica lenta (s-process)	27
3	Modelli Stellari	31
3.1	Il codice COLIBRI	31
3.1.1	Due set di modelli COLIBRI	36
3.2	Il codice F.R.U.I.T.Y.	41
3.3	Il codice MONSTAR	45
3.4	Confronto tra autori	48
4	Ejecta chimici e Yields stellari	55
4.1	Trattazione teorica di ejecta e yields	55
4.2	Confronto tra modelli: gli ejecta	58
4.3	Confronto tra modelli: gli yields	65
4.4	Conclusioni	78

Capitolo 1

Fase evolutiva del Ramo Asintotico delle Giganti

La fase del ramo asintotico delle giganti è uno stadio evolutivo stellare avanzato che avviene in seguito ad una fase di bruciamento di elio (He) nel nucleo. Il raggiungimento di tale fase però è diverso a seconda della massa della stella che si sta considerando. Infatti, secondo la teoria di evoluzione stellare, le stelle evolvono in maniera diversa in base alla massa iniziale posseduta.

Per questo di seguito distingueremo fra stelle di massa piccola caratterizzate da masse iniziali comprese nel range $0.5M_{\odot} \leq M \leq 2.25M_{\odot}$ e stelle di massa intermedia con $2.25M_{\odot} \leq M \leq 8M_{\odot}$.

Tali distinzioni non sono arbitrarie, ma hanno una precisa spiegazione: il limite inferiore corrisponde al valore minimo di massa richiesto per la combustione di He nel nucleo; il valore di separazione fra stelle di massa piccola e intermedia, corrisponde ad una separazione tra bruciamento degenere e non degenere di elio nel nucleo; infine, il limite superiore corrisponde al massimo della massa che non permette la combustione del carbonio nel nucleo.

Nelle figure 1.1 e 1.2 vengono mostrate le tracce evolutive di stelle rappresentative con $M=1M_{\odot}$, come riferimento per le stelle di piccola massa, e $M=5M_{\odot}$, esemplificativa per le stelle di massa intermedia.

La prima classe di stelle dopo aver bruciato tutto l'idrogeno (H) nel nucleo (in figura 1.1 indicato come H core exhausted), sviluppano un nucleo degenere di He ed evolvono lungo il Ramo delle Giganti Rosse (Red Giant Branch - RGB), in cui continua il bruciamento dell'idrogeno, ma stavolta in una shell esterna al nucleo inerte. Nella fase finale di RGB avviene il flash di elio nel nucleo: il nucleo si riattiva e l'He viene innescato dapprima in un processo instabile e, solo successivamente, viene bruciato in maniera stabile. Alla fine dell'evoluzione rimane un nucleo degenere di C-O.

Alle classe delle stelle di massa piccola segue la categoria delle stelle di massa intermedia, che hanno masse tra 2 e $8M_{\odot}$. Come si vede seguendo la traccia evolutiva in figura 1.2 queste stelle dopo aver bruciato H prima nel nucleo (H core exhausted) e suc-

2 CAPITOLO 1. FASE EVOLUTIVA DEL RAMO ASINTOTICO DELLE GIGANTI

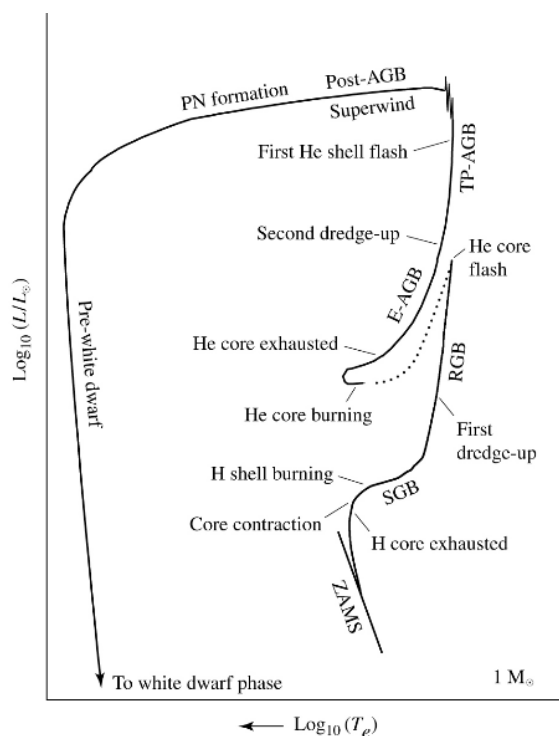


Figura 1.1: Traccia evolutiva del diagramma Hertzsprung-Russell per stelle di $1 M_{\odot}$. Sono indicate le fasi fondamentali durante l'intera evoluzione stellare con i corrispondenti bruciamenti che le caratterizzano. La figura è tratta dal web.

cessivamente all'interno di una shell (H shell burning in figura), sviluppano un nucleo non degenere di He che viene bruciato in maniera stabile fino a generare un nucleo di C-O che poi diventa degenere.

A questo punto entrambe le classi stellari sopra elencate entrano nella fase del Ramo Asintotico delle Giganti (Asymptotic Giant Branch - AGB) caratterizzato da un bruciamento a doppia shell in cui quindi la combustione cessa nel nucleo, che rimane inattivo, e si sposta nelle due shell di He e H.

Il termine "asintotico" deriva dal fatto che le stelle di piccola e media massa si trovano a luminosità simili ma ad una maggiore temperatura efficace rispetto a quella della precedente fase sul Red Giant Branch (RGB), tracciando una vera e propria linea asintotica.

Come è possibile seguire dalle figure 1.1 e 1.2 si può affermare che qualitativamente le stelle che ricoprono questo range di masse condividono lo stesso destino: raggiunta la fase AGB, subiscono forti episodi di perdita di massa, attraversano una fase di nebulose planetarie e terminano la loro vita come nane bianche di C-O.

Per tracciare la storia dell'evoluzione chimica e della formazione delle stelle nell'universo è importante analizzare in dettaglio la nucleosintesi che avviene proprio nella fase AGB. Infatti, le stelle di massa piccola e intermedia, durante questa fase vivono episodi di ricca nucleosintesi seguiti da forti eventi di perdita di massa e inquinamento chimico superficiale: in questo modo contribuiscono all'arricchimento chimico dell'I-

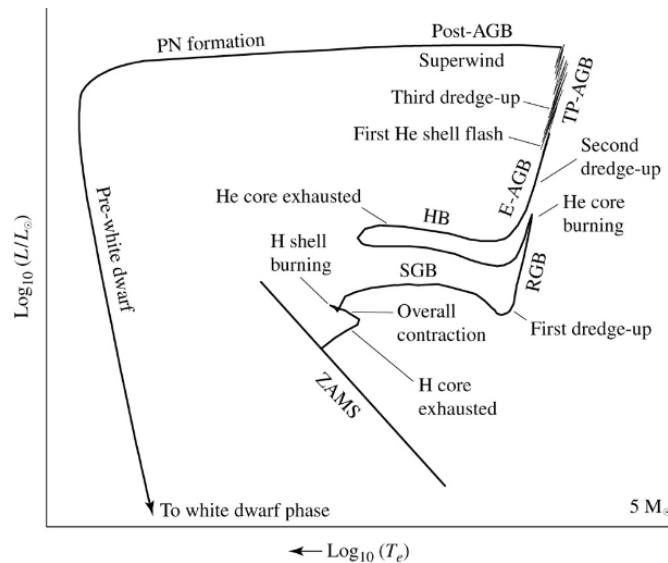


Figura 1.2: Traccia evolutiva del diagramma Hertzsprung-Russell per stelle di $5M_{\odot}$. Sono indicate le fasi fondamentali durante l'intera evoluzione stellare con i corrispondenti bruciamenti che le caratterizzano. La figura è tratta dal web.

SM (Marigo, 2001).

La fase del ramo asintotico delle giganti è breve se si paragona con la durata della permanenza della stella nella Sequenza Principale, ma importantissima in quanto sito di ricca nucleosintesi. Si è stimato che circa il 90% della polvere nella Via Lattea, al tempo attuale, abbia avuto origine dai resti di stelle AGB e che dunque l'arricchimento chimico delle galassie è strettamente legato a questo tipo di stelle. La fase AGB è infatti l'ultima in cui avvenga il bruciamento nucleare ed è caratterizzata da un complesso gioco di nucleosintesi e mescolamenti che vanno a modificare la composizione superficiale della stella, influenzando così l'involuppo convettivo che viene espulso all'interno del mezzo interstellare (Karakas, 2010).

Come è possibile vedere dalla figure 1.1 e 1.2, è possibile separare la fase AGB in Early-AGB e TP-AGB.

1.1 La fase Early-AGB

Una stella in fase AGB è caratterizzata dal bruciamento in due shell: una di elio al di sopra di un nucleo degenere di carbonio e ossigeno, e l'altra di idrogeno al di sotto di un involucro convettivo. Tra le due shell di bruciamento si trova una regione di intershell composta principalmente da ^4He (Karakas and Lattanzio, 2007).

La fase Early-AGB inizia a seguito dell'esaurimento dell'elio nel nucleo di dimensioni molto piccole rispetto l'enorme involucro che si estende per centinaia di $R_{\odot}$. Dalla figura 2.4 è possibile comprendere meglio gli interni stellari e le diverse scale dimensionali.

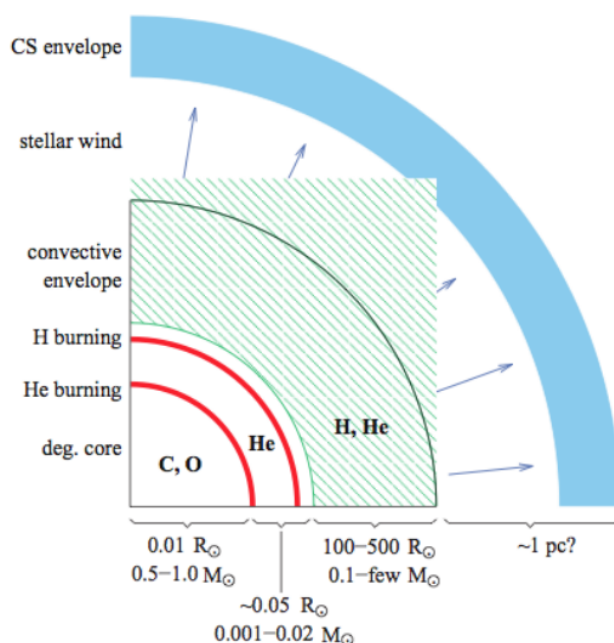


Figura 1.3: Struttura schematica degli interni stellari durante la fase AGB che mostra un nucleo degenere di CO circondato da una shell di bruciamento dell'He e da una shell di bruciamento di H al di sotto dell'involucro convettivo. Le due shell di bruciamento sono separate da una regione di intershell ricca di elio.

Guardando alla struttura della stella dall'esterno verso l'interno, si trova un involucro convettivo caratterizzato da una composizione modificata dal primo dredge up rispetto a quella che la stella aveva alla sua formazione e, adiacente ad esso, la shell di bruciamento dell'idrogeno (Hydrogen Burning Shell, HBS) che converte H in He.

Similmente, più in profondità all'interno della stella e in particolare nella zona nota come Helium Burning Shell (HeBS), vi è un secondo tipo di reazioni nucleari il cui risultato è quello di convertire He in ^{12}C . Tra le due shell che bruciano si trova una regione detta *intershell* caratterizzata principalmente da una composizione chimica di He e ^{14}N . Infine, nella parte più interna della stella, oltre l'HeBS, si trova il nucleo di ^{12}C e ^{16}O , il primo generato dall'He attraverso la reazione 3α ed il secondo prodotto dal ^{12}C attraverso la reazione $^{12}C(\alpha, \gamma)^{16}O$.

All'esaurimento dell'elio centrale, il nucleo di C-O si contrae e così fanno anche tutti gli strati sotto la shell che brucia H, fino a quando la combustione dell'elio si sposta dal nucleo e si riaccende in una shell intorno ad esso.

A questo punto è valido il *mirror principle* (principio dello specchio) in base al quale le zone di bruciamento agiscono da specchio provocando un comportamento inverso tra regioni opposte: a seguito della contrazione del nucleo, l'HeBS si comporta da primo specchio causando l'espansione degli strati sovrastanti ricchi di He. Vista però la presenza della shell di bruciamento di H che funge da secondo specchio, come risposta all'espansione dell'intershell si ha una contrazione dell'involucro convettivo. Bisogna però considerare che a seguito dell'espansione dell'intershell, la temperatura nella shell di H diminuisce e all'interno di quest'ultima cessa la combustione nucleare. Ne conse-

gue che solo l'azione del primo specchio resta attiva e quindi, in risposta alla contrazione del nucleo, si ha un'espansione di tutti gli strati oltre l'HeBS.

Segue una fase di combustione di elio all'interno della shell che, aggiungendo massa al nucleo, lo rende degenerare a causa dell'aumento della densità.

La shell di bruciamento di elio, unica rimasta attiva, è responsabile della luminosità stellare in questa fase, determinata dall'equazione:

$$L = 5.9 \cdot 10^4 L_{\odot} \left(\frac{M_c}{M_{\odot}} - 0.52 \right) \quad (1.1)$$

Grazie all'estinzione della shell di idrogeno, l'involuppo convettivo può penetrare più in profondità, negli strati ricchi di elio. Questa fase prende il nome di secondo *dredge-up* e viene sperimentata da stelle con una massa sufficientemente alta ($M > 4M_{\odot}$).

Il secondo dredge-up Il termine dredge-up viene utilizzato per indicare un periodo evolutivo della stella nel quale la zona convettiva, inizialmente presente nell'involuppo, si estende in profondità fino a toccare gli strati in cui avvengono le reazioni di fusione. Come conseguenza, i prodotti della fusione vengono portati in superficie dai moti convettivi e questo ha una fondamentale importanza sia perché permette di conoscere gli elementi presenti negli interni stellari altresì celati, sia perché tali prodotti influenzano la composizione finale superficiale delle stelle e cambiano quindi gli elementi che arricchiscono il mezzo interstellare (*ISM - InterStellar Medium*).

Il secondo dredge-up avviene nelle stelle con $4M_{\odot} \leq M \leq 8M_{\odot}$ ed è tipico della fase *Early-AGB*: esaurito l'elio nel nucleo, i moti convettivi mescolano i prodotti del ciclo CNO (Lambert (1992)). Poiché la shell di idrogeno è spenta, l'involuppo convettivo riesce a penetrare dentro gli strati ricchi di He. Per le stelle con $M \leq 4M_{\odot}$ lo strato esterno in cui avviene il bruciamento di idrogeno rimane attivo e questo impedisce all'involuppo convettivo di penetrare in profondità nella stella.

Le conseguenze del secondo dredge up sono: l'aumento delle abbondanze superficiali di ^4He (prodotto dall'H), di ^{14}N (prodotto da ^{12}C e ^{16}O attraverso il ciclo CNO), e una conseguente diminuzione di ^{12}C e ^{16}O (Kwok (2007)).

Il secondo dredge-up si differenzia dal primo, che avviene nella fase RGB (Red Giant Branch), per una più profonda penetrazione. Inoltre esso estrae He dalla zona di intershell riducendo il carburante della stella: ciò limita la massa del nucleo e quindi la nana bianca che rimane alla fine dell'evoluzione.

Dopo che è avvenuto il secondo dredge-up la shell di bruciamento dell'idrogeno, precedentemente spenta, viene riaccesa a causa dell'innalzamento delle temperature e la stella continua la sua evoluzione come AGB con l'inizio dei puls termici.

1.2 La fase thermally pulsing AGB

La fase dei puls termici è caratterizzata da instabilità termiche nel bruciamento della shell di He e avviene alla fine del secondo dredge-up: gli involucri della stella si contraggono nuovamente e l'HBS viene riaccesa a causa di un innalzamento della temperatura. All'interno della stella quindi si ha una *combustione a doppia shell* caratterizzata da due shell attive molto vicine, entrambe responsabili dell'energia stellare, che lavorano

in modo alternato.

Tuttavia, dopo che la shell di H viene riaccesa, la shell di He diventa geometricamente sottile e la combustione nucleare in essa è termicamente instabile. Questo dà inizio a instabilità termiche della shell di He, denominati puls termici. Cosa avviene durante un ciclo di pulso termico è mostrato in figura 1.4.

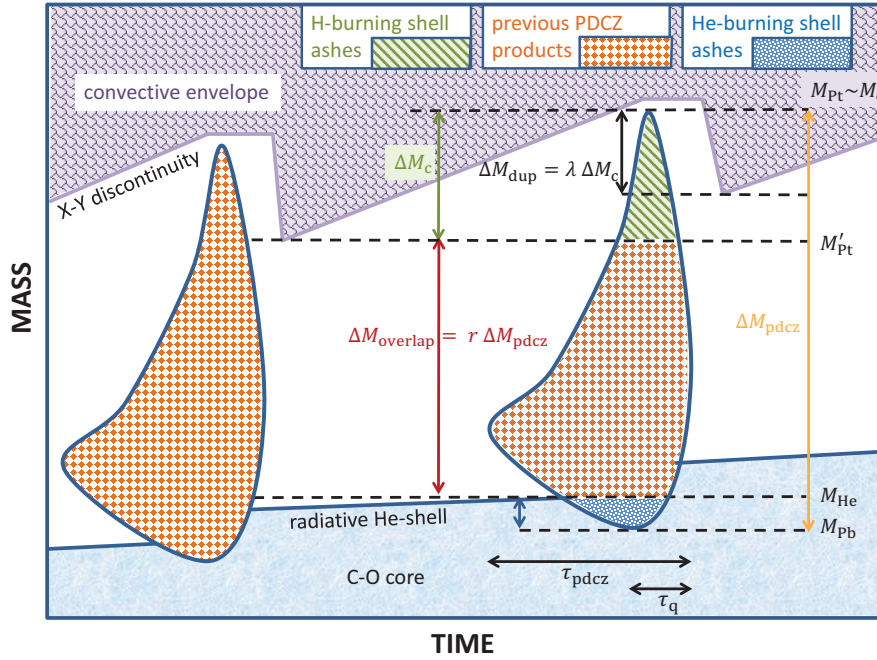


Figura 1.4: Sezione del diagramma di Kippenhahn che mostra l'evoluzione degli strati interni di una stella durante le fasi di pulso e interpulso termico. Sono indicati i confini delle masse e l'efficienza del terzo dredge-up (λ). Le zone a quadratini arancione rappresentano due Pulse Driven Convective Zone, la seconda delle quali mostra 3 diverse zone di stratificazione del materiale: i prodotti lasciati dalla shell di bruciamento di H (righe verdi), quelli della PDCZ precedente e, infine, i prodotti lasciati dal bruciamento della shell di He (zona inferiore della PDCZ in azzurro). In ascissa viene mostrato il tempo di vita del pulso convettivo τ_{PDCZ}

Inizialmente, la shell di He rimane inattiva; la shell di H aggiunge massa alla regione di intershell, ricca di elio, e ciò porta ad un aumento di pressione e temperatura. Quando viene raggiunto un valore critico per la massa del nucleo, l'elio viene acceso in modo instabile dando inizio ad un runaway termonucleare chiamato *flash della shell dell'He*.

Tale runaway, generato dall'improvviso rilascio di energia, è conosciuto come pulso termico e porta l'intershell ricca di He a diventare convettiva: si genera così una zona definita Pulse Driven Convective Zone (PDCZ), all'interno della quale avviene un bruciamento parziale di elio che porta ad una consistente produzione di carbonio (Lugaro et al. (2003)). La PDCZ si estende dalla shell di He fino quasi alla shell di H ed è caratterizzata da forti moti convettivi che tendono ad omogeneizzare le abbondanze dei diversi elementi presenti nell'intershell.

In figura 1.4 viene indicato anche il grado di overlap r , definito come la frazione di materia contenuta in una PDCZ che viene incorporata all'interno della PDCZ prodotta

nel pulso successivo. L'avvenimento del TDU, sottraendo sempre più materia all'inter-shell, porta il parametro r a diminuire velocemente raggiungendo anche lo zero negli ultimi pulsanti: minore è la quantità r e minore sarà la massa inclusa nella PDCZ del pulso successivo. Di conseguenza ci si aspetta che le zone convettive relative agli ultimi pulsanti siano meno massive.

A seguito del flash della shell di elio vi è un rilascio di energia che porta ad un espansione dell'intershell. Questo comporta una diminuzione di pressione e temperatura che permette alla shell di He di espandersi e raffreddarsi, cosicché cessa il flash nella shell e segue una fase di combustione stabile della HeBS.

Come risultato dell'espansione e del raffreddamento della regione di intershell si spegne la shell di H. Questa estinzione porta ad una forte convezione nella zona tra le due shell, poiché i moti convettivi, presenti inizialmente solo oltre la shell di idrogeno, riescono ora a penetrarla e ad andare più in profondità.

Durante il pulso termico, che dura solo un paio di centinaia di anni, avvengono quindi degli episodi di mescolamento conosciuti come *terzo dredge-up*, che portano i prodotti del bruciamento nucleare, presenti negli strati più interni, fino alla superficie della stella (Karakas and Lattanzio, 2007). Questo spiega la presenza di prodotti come elio, carbonio e azoto negli strati più esterni. Le stelle AGB possono portare alla formazione di stelle di carbonio o mostrare in superficie elementi del processo-s, lente reazioni di cattura di neutroni da parte di nuclei del ferro.

Dopo il terzo dredge-up, che verrà approfondito nella sezione riguardante la nucleosintesi durante il pulso, la shell di idrogeno viene riaccesa e quella dell'elio diventa di nuovo inattiva. Segue una lunga fase di combustione di H nella quale la massa tra le due shell cresce fino al pulso successivo. La durata di questo periodo di interpulso dipende dalla massa del nucleo: da 50000 anni per AGB di piccola massa, con nucleo di circa $0.5M_{\odot}$, a meno di 1000 anni per le stelle AGB più massicce.

Considerando il lavoro di Lattanzio (Lattanzio, 2003), ogni pulso termico si può quindi riassumere in diverse fasi schematiche:

- FASE ON: Ogni pulso dell'HeBS guida una regione convettiva che si estende quasi fino all'HBS, (si è generata la PDCZ).
- FASE POWER DOWN: L'input di energia dovuto al flash porta all'espansione ed al raffreddamento dell'intershell: l'HBS si estingue.
- FASE TERZO DREDGE-UP: L'estinzione della HBS, permette alla convezione di estendersi all'interno della stella.
- FASE OFF: HBS si riaccende e il ciclo ricomincia.

Si può affermare quindi che la fase TP-AGB è caratterizzata da pulsanti e interpulsanti che si susseguono vicendevolmente e che sono caratterizzati dal bruciamento alternato della shell di H e He.

Si noti che durante l'interpulso è la HBS a fornire l'energia mentre durante il pulso termico è l'HeBS che brucia principalmente.

Mentre il terzo dredge-up avviene durante la fase di “pulso”, l’interpulso è caratterizzato dal processo di Hot Bottom Burning, se le stelle in esame hanno masse maggiori di $4 M_{\odot}$.

Quando la temperatura alla base dell’involuppo convettivo durante l’interpulso supera i $3 \cdot 10^7 \text{K}$ inizia la reazione dell’H. Il ciclo CNO opera sul materiale dell’involuppo convettivo e converte in ^{14}N il ^{12}C che ha subito il dredge up.

L’HBB porta ad un aumento della luminosità superficiale e impedisce alle stelle AGB massive di diventare delle stelle di carbonio trasformandole, invece, in efficienti produttrici di azoto.

Quando la stella entra nella fase TP-AGB, può sperimentare diversi puls termici. Tale numero e la durata di tale fase è limitata dalla diminuzione di massa dell’involuppo ricco di H e dall’aumento della massa del nucleo degenero di CO. Se si raggiunge la massa di Chandrasekhar si accende il carbonio nel centro con un flash che ha la potenza di distruggere l’intera stella. In realtà, previsioni teoriche e osservazioni indicano che l’innesco del carbonio in stelle AGB singole sia impedito dal processo di perdita di massa. L’intero involucro ricco di H può venir rimosso prima che il nucleo cresca abbastanza da raggiungere il limite di Chandrasekhar.

È chiara quindi l’importanza della perdita di massa, di seguito approfondita, che arricchisce il mezzo interstellare, fa diminuire i tempi evolutivi sottraendo combustibile alle due shell ed infine incide sulle masse finali dei nuclei di CO riducendole.

1.3 Fase finale dell’evoluzione: La perdita di massa

Durante la fase TP-AGB le stelle aumentano la propria luminosità e le proprie dimensioni, ma, a causa della presenza dei forti venti stellari *superwind*, rilasciano materia nello spazio dagli strati più esterni. In questo periodo il tasso di perdita di massa può arrivare addirittura fino a $10^{-4} M_{\odot}$ all’anno, vale a dire un migliaio di volte maggiore della perdita di massa delle giganti rosse, e 10 miliardi di volte maggiore dell’attuale quantità estinta dal Sole. Le perdite di massa sono così elevate che si arriva, alla fine dell’evoluzione della stella, alla rimozione dell’intero involucro prima del raggiungimento del limite di Chandrasekhar. Viene lasciato esposto il nucleo di C-O: nasce così una nana bianca.

Il meccanismo che guida la perdita di massa delle stelle nella fase AGB non è ancora completamente conosciuto, ma si pensa sia dovuto ad una combinazione di *pulsazioni dinamiche* e *pressione di radiazione* sulle particelle di polvere formate nell’atmosfera (Herwig et al. (1997)). Le stelle dell’AGB si trovano a subire delle forti pulsazioni radiali e durante la loro evoluzione il periodo di pulsazione aumenta e così anche il tasso di perdita di massa. Le pulsazioni creano onde d’urto nell’atmosfera stellare che porta il gas fuori verso raggi maggiori e così aumenta la densità del gas nell’atmosfera esterna. A circa 1.5-2 raggi stellari, la temperatura è abbastanza bassa ($\sim 1500\text{K}$) da far sì che le particelle di polvere possano condensare. Queste particelle, molto opache, possono essere facilmente accelerate dalla pressione di radiazione, che trasferisce il momento alla polvere. Si deduce che maggiore è l’opacità e maggiore sarà l’efficienza del meccanismo di perdita di massa. Bowen (1988) indicò chiaramente che la perdita di massa può diminuire enormemente se non si considera la polvere presente nelle stelle. I grani si scontrano con le molecole del gas circostante, accelerandole a loro volta fino a rag-

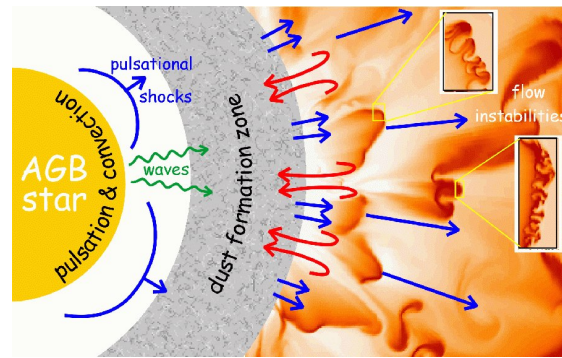


Figura 1.5: L'immagine, tratta da sup (2016) e utilizzata da Peter Woitke nel suo talk del 2005, mostra la caoticità presente nelle parti esterne delle stelle. Le nubi di polvere adiacenti alla stella vengono accelerate verso l'esterno dalla pressione di radiazione che agisce sui grani. Si genera una zona di formazione di polvere altamente turbolenta che viene spinta sempre più verso l'esterno dai forti venti stellari.

giungere la velocità di fuga (Mattsson et al. (2008)) e facendole urtare con le molecole vicine. In questo modo scatenano un processo a catena di fuoriuscita di gas, cioè un forte vento stellare. Questa fase è chiamata *superwind* ed è importante perché determina la durata dell'evoluzione AGB che termina quando la massa dell'involuppo viene ridotta di $10^{-4} M_{\odot}$.

Nel 2012 un team guidato da Barnaby Norris dell'Università di Sydney in Australia, con scienziati provenienti dalle università di Manchester, Paris-Diderot, Oxford e Macquarie, utilizzando il VLT (Very Large Telescope) in Chile e lavorando con l'osservatorio europeo, ha sfruttato una nuova tecnica che ha permesso loro di guardare all'interno dell'atmosfera di stelle lontane nelle loro fasi finali portandoli ad ideare una nuova teoria. I nuovi modelli hanno mostrato che quelli precedenti non consideravano che i grani di polvere diventano troppo caldi ed evaporano prima di venire spinti verso l'esterno. Il team di Norris però ha scoperto che i grani raggiungono delle dimensioni molto maggiori e che quindi agiscono come specchi riflettendo la luce anziché assorbirla. Questo porta al raffreddamento dei grani e la luce stellare può spingerli fuori senza distruggerli. I grani più grandi vengono spinti fuori dalla luce della stella ad una velocità di 10 km/s secondo e l'effetto risultante è simile a quello di una tempesta di sabbia. Gli studi condotti da questo team sono stati anche pubblicati sul Nature ((Norris et al., 2012)).

Qualunque sia il meccanismo che guida la perdita di massa, è indubbia la sua importanza: determina il numero possibile di pulsioni termiche, permette di studiare i modelli di Hot Bottom Burning e la nucleosintesi ad esso connessa. Il forte vento durante la fase del Ramo Asintotico delle Giganti aiuta a capire le fasi finali dell'evoluzione stellare, permettendo di analizzare e interpretare le osservazioni AGB e POST-AGB. La presenza del *superwind* è essenziale perché rifornisce il mezzo interstellare con massa ed elementi pesanti, formando inoltre le prime particelle solide nello spazio che si possono essere generate solo in un ambiente caldo e denso (Woitke (2006)). La fase AGB continua fino a quando il nucleo di CO supera il limite di Chandrasekhar o l'HBS raggiunge la superficie a causa della perdita di massa. Ciò che resta degli strati esterni viene disperso nello spazio, formando una nebulosa planetaria, mentre il nucleo resta esposto ed è composto da materia degenerata densa: ecco formata la nana bianca.

Capitolo 2

La nucleosintesi nella fase TP-AGB

L'importanza di stelle con massa $0.5M_{\odot} \leq M \leq 8M_{\odot}$ è sottolineata dal fatto che sperimentano un diverso numero di ricche nucleosintesi e questo le rende le principali responsabili per l'evoluzione chimica degli elementi del nostro universo (Travaglio et al. (2001), Romano et al. (2010), Kobayashi et al. (2011)).

Per le stelle di massa piccola e intermedia la nucleosintesi più importante avviene quando le stelle raggiungono il ramo delle giganti, ma è nella fase AGB dove sperimentano i maggiori cambiamenti nella composizione superficiale che sono guidati da un gioco complesso di mescolamenti e nucleosintesi (Karakas and Lattanzio, 2014). Questo ha importanti conseguenze sul materiale che viene poi immesso nel mezzo interstellare attraverso una forte perdita di massa dovuta ad efficaci venti stellari. I processi di convezione turbolenta e i venti stellari forti che caratterizzano questa fase evolutiva, non hanno luogo in un posto fisso ma variano sia per caratteristiche sia per efficienza durante un singolo ciclo di pulso termico (Marigo et al. (2013)).

Come descritto nel capitolo precedente, la nucleosintesi è guidata dalle instabilità termiche della shell di He, conosciute come flash della shell o puls termici. L'energia prodotta dal flash aziona una regione convettiva che parte dalla shell di bruciamento di He e si estende quasi fino alla base della shell di bruciamento dell'idrogeno. All'interno di questa regione (PDCZ), le abbondanze vengono rese omogenee proprio dalla convezione (Karakas and Lattanzio (2014)). Una volta che l'energia proveniente dal pulso termico inizia a spegnersi, la zona convettiva si ritrae e una grande quantità di energia prodotta dal pulso termico non raggiunge la superficie stellare ma finisce all'interno dell'espansione della stella e comporta un raffreddamento degli interni stellari fino allo spegnimento della shell di H. L'involuppo convettivo è ora libero di penetrare verso le zone più interne, fino alle regioni precedentemente mescolate dalla PDCZ, mescolare il materiale e portarlo in superficie.

I prodotti del bruciamento dell'elio, principalmente il carbonio, subiscono questo processo conosciuto come *terzo dredge-up* che può avvenire dopo ogni pulso: gli elementi mescolati e trasportati sulla superficie stellare possono essere osservati.

Le stelle con massa intermedia sperimentano anche Hot Bottom Burning caratterizzato da una temperatura alla base dell'involuppo talmente elevata da permettere il bruciamento dell'idrogeno. La parte bassa dell'involuppo convettivo penetra in profondità e avviene una nucleosintesi con cattura protonica alla base dell'involuppo mescolato. Il TDU agisce accanto all'HBB e questo porta ad una produzione sostanziale di azoto

assieme ad altri prodotti del bruciamento di H, compreso alluminio. Si può quindi affermare che la fase evolutiva TP-AGB altera le abbondanze superficiali dei modelli in due modi diversi e importanti: il primo attraverso l'operazione del terzo dredge-up che può avvenire periodicamente dopo ogni pulso termico ed è un meccanismo che trasforma la stella in una stella ricca di C, mentre il secondo meccanismo è l'Hot Bottom Burning che avviene solo per stelle con masse $>4M_{\odot}$ (Karakas and Lattanzio (2014)) e brucia il carbonio durante la fase tra due pulsati detta *interpulso*.

Il ciclo caratterizzato da INTERPULSO, PULSO, SPEGNIMENTO, DREDGE UP può avvenire molte volte nella fase AGB e dipende dalla massa iniziale, dalla composizione e dal tasso di perdita di massa (Karakas and Lattanzio (2014)).

All'interno di questo capitolo viene quindi fatta una distinzione tra la nucleosintesi che avviene durante la fase di *PULSO* termico considerando il terzo dredge-up e la composizione di intershell e la nucleosintesi durante la fase di *INTERPULSO* caratterizzata invece da Hot Bottom Burning, attivazione catene Ne-Na e Mg-Al e processo lento di cattura neutronica.

2.1 La nucleosintesi durante il pulso

Visto quanto detto precedentemente, per poter conoscere le abbondanze chimiche che modificano la composizione del mezzo interstellare è fondamentale conoscere i processi che cambiano gli elementi chimici presenti sulla superficie stellare nella fase del pulso e, successivamente, dell'interpulso. Fattore dominante per i cambiamenti della composizione superficiale stellare sono l'avvenimento del terzo dredge-up e la composizione di intershell, di seguito approfonditi.

2.1.1 Il terzo dredge-up

Tutti i dredge-up che seguono i pulsati termici sono conosciuti come terzo dredge up. Il terzo dredge-up avviene in seguito all'espansione e raffreddamento dell'intershell che porta allo spegnimento della shell di idrogeno e ciò permette una penetrazione più profonda dell'involuppo convettivo, in modo tale che il materiale dell'intershell venga mescolato dai moti convettivi e portato in superficie.

È pratica comune descrivere il terzo dredge-up attraverso due quantità caratteristiche nominate:

- M_c^{min} che indica la massa minima del nucleo all'inizio del terzo dredge-up
- λ che indica l'efficienza del terzo dredge-up :

$$\lambda = \frac{\Delta M_{Dup}}{\Delta M_C}$$

Il parametro λ viene definito come il rapporto tra ΔM_{Dup} che rappresenta la massa che ha subito il dredge-up e viene quindi mescolata all'interno dell'involuppo e ΔM_C che indica la quantità della quale il nucleo di H esaurito aumenta rispetto al pulso precedente, o, in altre parole, l'aumento del nucleo di idrogeno ad ogni ciclo. Una rappresentazione

schematica di λ viene fornita in figura 2.1.

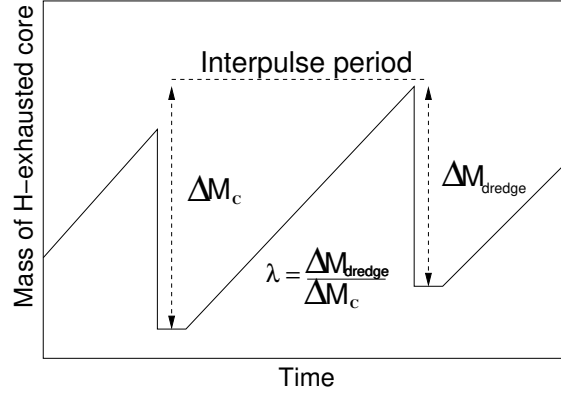


Figura 2.1: Definizione di λ vista schematicamente, dove l'asse x rappresenta il tempo e l'asse y rappresenta la massa del nucleo esausto di H. La figura è tratta da Karakas and Lattanzio (2014).

Quando $\lambda = 1$ la massa del nucleo non cresce da pulso a pulso, ma rimane costante. Il valore di λ dipende da parametri fisici come la massa del nucleo e la metallicità della stella e ci si aspetta che l'efficienza aumenti con la massa stellare. Esattamente quanto λ dipenda da queste quantità è ancora sconosciuto.

Karakas et al 2002 fornisce una prima parametrizzazione di λ come funzione della massa totale, della massa dell'involuppo e della metallicità. L'andamento generale ottenuto da questi autori è che λ aumenti con l'aumentare della massa stellare, fissata Z . Osservano inoltre che, fissata invece la massa, il parametro raggiunge valori maggiori con metallicità minori. Poiché valori maggiori di λ significano maggiore carbonio trasportato in superficie, la maggiore efficienza del dredge-up implicherebbe una maggiore facilità nella creazione di stelle di carbonio a più basse metallicità.

Sia il parametro λ sia la massa minima del nucleo alla quale inizia il TDU sono ancora affetti da grandi incertezze e variano considerevolmente da autore ad autore anche per la stessa combinazione di M_i e Z (massa iniziale e metallicità).

La dispersione teorica viene rappresentata in figura 2.2 ed è chiaro che le diverse λ adottate hanno drammatiche conseguenze in termini delle previsioni sulle proprietà stellari: ci si aspettano differenze significative nelle luminosità durante la fase di stella di carbonio, nelle massa finale, ma soprattutto negli yields chimici oggetti dello studio di questa tesi (Marigo et al. (2013)).

Variazioni nei valori di M_C^{min} hanno invece influenza sul numero di episodi di dredge-up: minore è il valore della massa minima del nucleo e minore saranno gli eventi di mescolamento e trasporto in superficie dei diversi elementi prima che la perdita di massa rimuova l'intero involuppo. Anche questo ha importanti conseguenze sugli yields stellari e quindi, successivamente, sulla composizione chimica del mezzo interstellare.

Tutte queste ragioni ampiamente giustificano l'approccio di considerare λ e M_c^{min} come parametri liberi e calibrarli con il set più ampio possibile di osservazioni per ridurre la degenerazione tra i diversi fattori (Marigo et al., 2013).

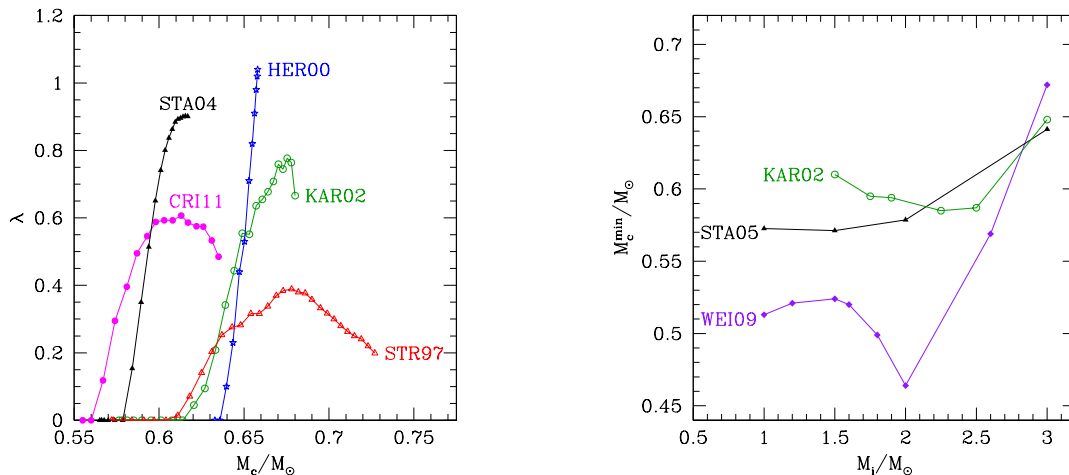


Figura 2.2: Il pannello di sinistra mostra l'efficienza del terzo dredge-up in funzione della massa del nucleo durante l'evoluzione TP-AGB di un modello stellare con massa iniziale $M_i = 3M_{\odot}$ e metallicità $Z_i = 0.02$. Il pannello di destra mostra la massa minima del nucleo affinché avvenga il terzo dredge-up in funzione della massa stellare per modelli con $Z_i = 0.008$. vengono confrontate le previsioni provenienti dai calcoli dei diversi autori: CRI11 (Cristallo et al. (2011a)), WEI09 (Weiss and Ferguson (2009)), STA05 (Stancliffe et al. (2005)), STA04 (Stancliffe et al. (2004)), KAR02 (Karakas et al. (2002a)), HER00 (Herwig (2000)) e STR97 (Straniero et al. (1997)). Si notino le grandi differenze da autore ad autore sia per λ che per M_c^{min} .

I puls termici e i dredge-up possono avvenire più volte durante la fase TP-AGB ed ogni episodio mescola i prodotti dell'intershell ricca di He e li trasporta fino all'involuppo stellare attraverso moti convettivi. Per questo motivo, il principale effetto dei puls termici e del terzo dredge-up è quindi la comparsa sulla superficie dei prodotti della combustione dell'elio, tra i quali il principale è il Carbonio.

Le 2 principali reazioni conseguenti al bruciamento dell'elio sono:

- $3\alpha \rightarrow C^{12} + \gamma$ (processo 3α): 3 nuclei di ^4He si uniscono e generano un nucleo di ^{12}C , costituendo la principale sorgente di energia durante il pulso termico
- $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$: affinché ciò avvenga deve esserci una scorta di ^{12}C per un'attivazione efficiente; questa reazione produce una quantità di energia trascurabile durante il flash della shell.

Volendo fare un confronto tra la quantità di energia nucleare fornita dalle due reazioni, si conclude che il maggiore combustibile in questa fase evolutiva è la reazione 3α che produce circa il 70 % dell'energia, seguendo la formula $\varepsilon_{3\alpha} = T^{40}$; la seconda reazione produce invece il 29% dell'energia. Questo fa della prima reazione la sorgente di energia dominante già all'inizio del pulso termico con conseguente maggior produzione di ^{12}C rispetto ad ^{16}O , che è comunque abbondante poiché già presente nelle stelle.

Nel modello di $3M_{\odot}$ l'abbondanza superficiale di ^{12}C aumenta dopo ogni episodio di dredge-up e quindi aumenta gradualmente fino a superare l' ^{16}O dopo $1.3 \cdot 10^6$ anni. A basse temperature nell'atmosfera stellare, la maggior parte degli atomi di C e O sono legati in molecole CO, e perciò l'aspetto dello spettro delle stelle AGB dipende fortemente dal valore numerico di C/O.

La figura 2.3 mostra l'andamento del rapporto isotopico C/O in funzione del numero di pulsi termici. La figura fa riferimento ad un modello stellare di $3M_{\odot}$ e $Z=0.02$ per una stella in fase TP-AGB. All'aumentare del numero dei pulsi termici, e quindi degli episodi di dredge-up, il rapporto isotopico aumenta e tale effetto è evidente dopo il quindicesimo pulso.

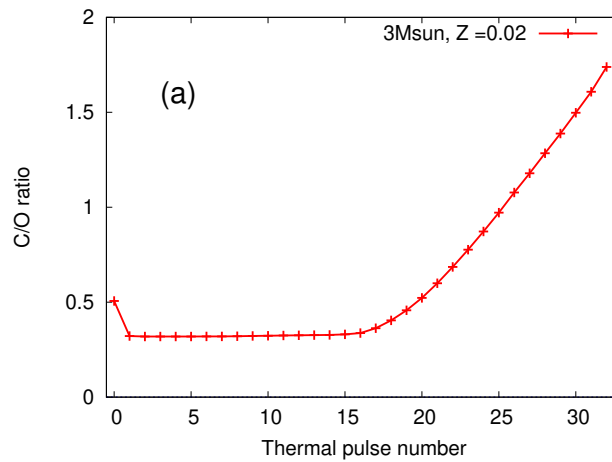


Figura 2.3: Rapporto isotopico C/O superficiale in funzione del numero dei pulsi termici per una modello con $M=3M_{\odot}$ e $Z=0.02$ di una stella AGB. La figura è tratta da Karakas and Lattanzio (2014).

Le stelle iniziano la loro vita con un atmosfera ricca di O, nel senso che il rapporto C/O è minore dell'unità, come accade anche in fig.2.3. Se $\frac{C}{O} < 1$, allora i rimanenti atomi di ossigeno formano molecole ricche di ossigeno e particelle di polvere, come TiO , H_2O e grani di silicio, e sono stelle classificate come S ($0.8 < \frac{C}{O} < 1$) o M ($\frac{C}{O} < 0.8$).

Come risultato dei ripetuti dredge-up, una abbondante quantità di Carbonio può venire aggiunta all'involuppo e questo fa sì che il rapporto C/O possa superare l'unità. A questo punto tutto l'Ossigeno viene bloccato in molecole di CO, mentre C rimanente forma molecole ricche di carbonio e grani di polvere, ad esempio C_2 , CN e grani di carbonio come la grafite. Queste stelle AGB più evolute sono classificate come stelle di carbonio, di tipo spettrale C.

Il rapporto isotopico $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ è una prova utile della nucleosintesi dell'AGB e viene anch'esso modificato dall'avvenimento del TDU. In questa fase viene aumentata la quantità di ^{12}C a partire da un valore di $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ pari a circa 10 nella parte alta del RGB fino a quantità >100 durante TP-AGB a seconda del numero di episodi di TDU e massa iniziale. Il rapporto è stato osservato in campioni di stelle AGB ricche di carbonio (Karakas and Lattanzio (2014)).

Una conseguenza del mescolamento parziale dovuto al dredge-up è che alcuni protoni provenienti dall'involuppo convettivo vengono depositi nella regione di intershell ricca di carbonio e, quando la stella si scalda, i protoni vengono catturati dal ^{12}C per formare ^{13}C . Se ci sono troppi protoni il ciclo CN, che avviene nelle zone stellari più esterne durante la fase di interpulso, continua producendo l'azoto (^{14}N), ma se c'è una regione con una bassa concentrazione di protoni si forma una tasca di ^{13}C .

Dal punto di vista della nucleosintesi, la presenza del ^{13}C è cruciale, perché l'ulteriore riscaldamento durante la fase di interpulso accende la reazione $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ che rilascia neutroni necessari affinché vengano prodotti gli elementi del processo-s. Questi ultimi vengono, infine, inghiottiti dall'intershell convettiva e portati in superficie grazie al dredge-up.

Il ^{14}C viene in qualche modo prodotto durante i puls termici e dalla tasca di ^{13}C che si genera dentro la PDCZ. Anche questo isotopo del carbonio subisce il TDU, durante il quale decade in stelle AGB meno massive (Forestini and Charbonnel (1997)).

Oltre al carbonio, le abbondanze superficiali di molti altri elementi e isotopi cambiano durante la fase TP-AGB.

Mentre i primi due dredge-up portano ad un aumento della quantità $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$, il terzo lascia tale rapporto invariato perché il materiale mescolato e portato in superficie non proviene da regioni che hanno sperimentato il bruciamento di H. Non è chiara l'origine di un eventuale arricchimento di ^{15}N , ma il solo modo affinché ciò avvenga in stelle di piccola massa è attraverso l'attivazione del ciclo CNO con la reazione $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$, che può aver luogo nella shell di bruciamento di He a patto che ci sia un supplemento di protoni (Karakas and Lattanzio (2014)).

Vista l'importanza della regione di intershell viene di seguito trattato tale argomento.

2.1.2 Composizione di intershell

Durante il pulso termico parte di ^4He viene convertito in ^{12}C attraverso il bruciamento parziale dell'elio, lasciando la composizione ben mescolata dell'intershell caratterizzata dal 70-75% di ^4He , 20-25% di ^{12}C e qualche percentuale di ^{16}O , come mostrato in figura 2.4.

Questi numeri approssimativi riflettono la composizione di intershell di modelli evolutivi stellari "canonici", cioè non viene considerato alcun overshoot all'interno del nucleo di CO (Karakas and Lattanzio (2014)).

L'overshoot è un processo fisico che trasporta materiale e calore oltre una regione instabile dell'atmosfera all'interno di una regione stabile e stratificata ed è causato dal momento del materiale convettivo. La parte inferiore del confine dell'involuppo convettivo può inghiottire le regioni più profonde e da ciò segue che il rimescolamento al bordo della convezione induce una progressiva instabilità convettiva negli strati contornanti il nucleo, con conseguente incremento della massa del nucleo stesso. Gli elementi convettivi si avvicinano al confine con una velocità non nulla, penetrano la regione stabile

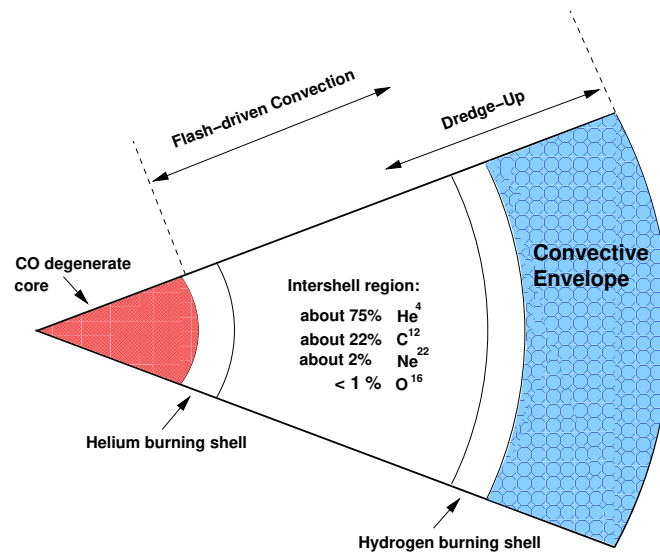


Figura 2.4: struttura schematica di una stella AGB, che mostra il nucleo degenere di CO circondato da una shell di bruciamento dell'He appena sopra il nucleo e una shell di bruciamento di H al di sotto dell'involuppo convettivo. Le shell di bruciamento sono separate da una regione di intershell ricca di elio (~75%), carbonio (~22%), parti di neon e piccole percentuali di ossigeno Karakas et al. (2002a).

della stella e, sebbene rallentati, non si fermano istantaneamente. Questo significa che la convezione si estende oltre il limite assunto e vi è un ulteriore rimescolamento degli elementi. L'avvenimento di questo meccanismo, denominato *overshoot* (Tay, 1995), porta ad una sostanziale modifica della composizione di intershell: si registra un aumento di ^{12}C e ^{16}O , come discusso da Herwig (Herwig (2000)). I cambiamenti nelle abbondanze di intershell si ripercuotono sulle quantità che vengono portate in superficie ed immesse nel mezzo interstellare.

Come riportato anche in figura 2.4 è presente anche qualche percentuale di ^{22}Ne , ma vi sono anche piccole percentuali di altre specie come ^{17}O , ^{23}Na , ^{25}Mg , ^{26}Mg , ^{19}F e ^{26}Al (Karakas and Lattanzio (2014)). Il sodio e l'alluminio sono prodotti dal bruciamento di H durante la fase di interpulso e verranno quindi trattati in seguito.

L'esatta composizione dell'intershell durante un pulso termico dipende:

- dalla massa e dalla composizione della shell prima del pulso
- dal picco di temperatura e dalla densità sotto la quale avviene il bruciamento.

A loro volta queste quantità dipendono dalla massa stellare e dalla metallicità (Karakas and Lattanzio (2014)).

Il runaway termonucleare all'interno dell'HeBS, genera una regione convettiva (Pulse Driven Convective Zone, PDCZ), dove avviene il mescolamento degli elementi presenti nell'intershell.

Durante la crescita della zona convettiva, che avviene nella fase dei puls termici, la frazione di massa media di ^{12}C prima diminuisce a causa del mescolamento di ^4He nella regione di intershell e poi, alla fine del massimo del pulso, viene prodotto attraverso la reazione 3α . La quantità di ^{12}C viene inoltre aumentata a causa dell'avvenimento del TDU e quindi della penetrazione verso il basso della regione convettiva che si estende fino all'interno della shell di bruciamento di He. Maggiore è l'ampiezza della penetrazione e maggiore è la quantità di ^{12}C che viene portata sulla superficie stellare ad ogni ciclo di pulso termico. Da notare che questa aumentata quantità di ^{12}C rende l'episodio di TDU più efficiente nel convertire una stella AGB in una stella di carbonio (Forestini and Charbonnel (1997)).

La situazione è invece opposta per il ^{13}C : dopo il TDU, l'involuppo viene in qualche modo impoverito di tale isotopo poiché viene distrutto all'interno della PDCZ attraverso $^{13}\text{C}(\alpha, n)$ che produce neutroni. L'andamento della frazione di massa media rimanente che aumenta da pulso a pulso è dovuta al fatto che puls termici più forti sviluppano regioni convettive che raggiungono regioni sempre più vicine all'HBS, cioè viene conglobato più materiale dalla zona di intershell. Si riscontra che le energie associate al bruciamento del ^{13}C attraverso $^{13}\text{C}(\alpha, n)$ così come la cattura neutronica, sono piuttosto basse (Forestini and Charbonnel (1997)). Parte dei neutroni prodotti partecipano alla (n, p) producendo principalmente ^{26}Al e ^{14}N . I protoni risultanti a queste elevate temperature vengono rapidamente catturati da diversi elementi.

Quando l'involuppo convettivo penetra la regione di intershell, i prodotti dell'HBS (non solo ^4He ma anche ^{14}C , ^{14}N e ^{26}Al) vengono ingeriti. Parzialmente bruciati al confine della regione di intershell durante la fase di interpulso, loro sopravvivono nella parte superiore dell'intershell e vengono consecutivamente inghiottiti dalla regione convettiva quando raggiunge la sua massima estensione (Forestini and Charbonnel (1997)).

Ossigeno Una breve durata del pulso termico e una quantità di carbonio poco abbondante conducono ad una bassa produzione di ^{16}O in quanto manca il carburante per far avvenire la reazione $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$.

Calcoli evolutivi stellari canonici trovano una composizione di intershell caratterizzata da $^{16}\text{O} < 2\%$. Herwig (Herwig (2000)) non include l'overshoot convettivo nei bordi più interni delle zone convettive guidate dal flash e trova che parte del C e O proveniente dal nucleo di CO viene mescolato all'interno dell'intershell, con l'effetto di aumentare le abbondanze nell'intershell di carbonio e ossigeno fino al 40 e 20 % rispettivamente. L'inclusione dell'overshoot comporta che l'ossigeno presente negli yields stellari possa diventare significativo nelle stelle di piccola massa (Karakas and Lattanzio (2014)).

La regione d'intershell vive quindi un aumento lento e graduale della quantità di ^{16}O in quanto prodotto a seguito degli episodi di terzo dredge-up che forniscono ^{12}C necessario all'avvenimento della reazione sopra citata (Forestini and Charbonnel (1997)).

L'isotopo ^{17}O viene invece spesso considerato poco abbondante sia nell'intershell sia nella regione di pulso termico, così che il terzo dredge-up tende a far diminuire le sue abbondanze.

Alla fine della massima ampiezza dei puls termici ^{18}O è poco abbondante come all'interno dell'involuppo convettivo e la sua abbondanza diminuisce drasticamente da

dredge-up a dredge-up. Ne consegue quindi che, visto l'aumento di ^{16}O e la diminuzione degli altri due isotopi entrambi i rapporti isotopici, $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$, aumentano significativamente durante ogni episodio di dredge-up (Forestini and Charbonnel (1997)).

L'andamento delle abbondanze di ^{12}C e ^{16}O nell'intershell, principalmente sintetizzati durante i puls termici, oltre ad essere influenzato dal terzo dredge-up dipende anche dal grado di overlap (r) tra PDCZ consecutive. Ogni volta che avviene il TDU, il confine superiore della PDCZ si sposta verso l'interno di una quantità che è maggiore all'aumentare di λ . Maggiore è il parametro di efficienza e maggiore sarà la quantità che viene portata in superficie dall'evento di dredge-up. Questo comporta anche una minore quantità di materiale disponibile per essere incorporato nella prossima PDCZ: il valore di r tende allora a diminuire.

Le conseguenze della nucleosintesi nella PDCZ vengono mostrate in figura 2.5: nei pannelli a destra si nota che, in assenza di eventi di dredge-up ($\lambda=0$), tutte le abbondanze di intershell tendono ad appiattirsi fino a diventare dei valori quasi costanti; nei pannelli di sinistra invece si riscontra un andamento delle abbondanze modificato dall'avvenimento del terzo dredge-up con una diminuzione dell'abbondanza di ^{16}O e un aumento costante di ^{22}Ne e ^{23}Na (Marigo et al. (2013)).

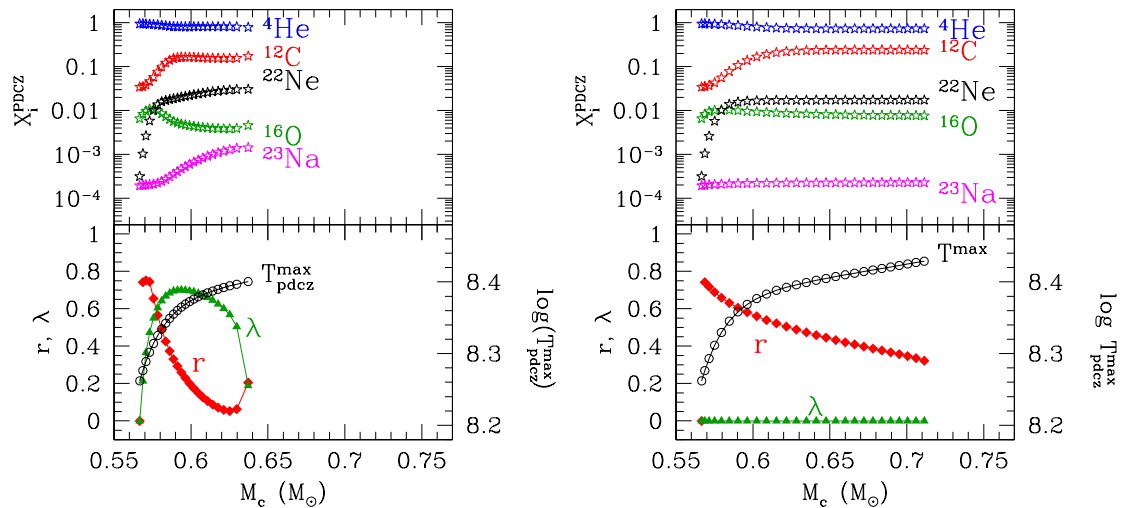


Figura 2.5: Pannelli superiori: andamenti delle abbondanze di intershell in funzione della massa del nucleodurante un'intera fase TP-AGB di un modello stellare con $M_i=2.6$ e $Z_i=0.017$. Pannelli inferiori: massimo della temperatura raggiunta alla base della PDCZ ad ogni pulso, efficienza di dredge-up λ e grado di overlap r . I risultanti grafici a destra sono riferiti a modelli stellari in cui non sono previsti episodi di TDU ($\lambda = 0$) e mostrano appiattimento nelle abbondanze dei diversi elementi. L'abbondanza ^{23}Na in questo caso è minore rispetto a quella che si ottiene con modelli nei quali gli elementi vengano mescolati e portati in superficie. Si noti inoltre che all'aumentare di λ corrisponde una diminuzione di r . L'immagine è tratta da Marigo et al. (2013).

Azoto Ad eccezione dei primi due puls termici, ^{14}N è quasi completamente distrutto all'interno del pulso termico attraverso $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)$, questa reazione notata per primo da Iben (Iben, 1975), contribuisce significativamente alle energie del pulso termi-

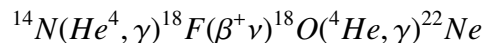
co. Solo una piccola parte di ^{14}N viene distrutto attraverso la reazione $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ con assorbimento di neutroni e liberazione di protoni.

^{15}N viene dapprima in qualche modo prodotto dai primi pulsii e poi distrutto durante la massima ampiezza di pulso termico cioè quella che può essere seguita dal TDU. Vedremo però nella nucleosintesi di interpulso che il ciclo CN è però attivo all'interno dell'involuppo convettivo, e quindi ^{14}N viene prodotto da ^{12}C mentre ^{15}N continua ad essere distrutto. Come conseguenza, il rapporto $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ ci si aspetta che aumenti leggermente da TDU a TDU.

L'intershell è anche caratterizzata da una ricchezza di altri prodotti dovuti ai pulsii termici come ^{19}F , ^{22}Ne e ^{23}Na (Karakas and Lattanzio (2014), (Forestini and Charbonnel, 1997), Herwig (2000), Karakas and Lattanzio (2003a)).

Fluoro Le stelle TP-AGB sono state identificate come sorgenti di ^{19}F che va ad arricchire l'involuppo. Il punto di partenza per la produzione di tale elemento è la piccola parte di ^{14}N , di cui accennato sopra, che non subisce una cattura α , bensì una cattura neutronica. A causa della presenza di protoni, il ciclo CN continua e viene prodotto ^{14}N , che cattura i neutroni e rilascia i protoni attraverso $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$. Simultaneamente una cattura α da parte di ^{14}N produce ^{18}O che, catturando protoni presenti, fornisce ^{15}N . Quest'ultimo prodotto, attraverso un'ulteriore cattura α riesce a generare il fluoro che può essere distrutto dall'Hot Bottom Burning nella fase di interpulso. ^{19}F viene distrutto in HBS ma viene prodotto nei pulsii termici. Gli eventi di TDU devono quindi mostrare ad un aumento superficiale correlato di ^{19}F e ^{12}C .

Neon L'aumento di ^{22}Ne , mostrato in figura 2.5 è legato alla quantità di ^{12}C che subisce gli episodi di terzo dredge-up e viene quindi portato in superficie. Maggiore è la quantità di ^{12}C nell'involuppo e maggiore è la quantità di ^{14}N prodotta durante la fase di interpulso attraverso il ciclo CNO che opera all'interno di HBS. Tale isotopo dell'azoto è il principale carburante per la catena di reazioni che avvengono all'interno della PDCZ:



Ne consegue quindi che maggiore è la quantità di ^{14}N disponibile per la reazione e maggiore sarà la quantità di ^{22}Ne prodotto (Marigo et al. (2013)). La composizione di ^{22}Ne nell'intershell è abbastanza alta, circa il 2%, e ciò è dovuto al fatto che l'abbondante ^{14}N viene convertito completamente in ^{22}Ne durante il pulso termico.

Guardando agli altri istopi del neon, ^{20}Ne rimane invariato nella shell di bruciamento di H e nella nucleosintesi dei pulsii termici. ^{21}Ne viene distrutto nella regione di intershell ma prodotto durante i pulsii termici e tale produzione aumenta da pulso a pulso. Questo significa che il terzo dredge-up diminuisce leggermente il rapporto isotopico di $^{20}\text{Ne}/^{21}\text{Ne}$ (Forestini and Charbonnel, 1997).

Sodio A sua volta l'aumento di ^{23}Na nell'intershell, anch'esso mostrato in figura 2.5, è relativo alla maggiore abbondanza nell'involuppo di ^{22}Ne che attiva le catene Ne-Na approfondite successivamente. Ci si aspetta che da pulso a pulso la quantità di Na aumenti (Marigo et al. (2013)).

2.2 Nucleosintesi nella fase di interpulso

La fase di interpulso è relativamente lunga ed è compresa tra due puls termici consecutivi. La shell di bruciamento di H provvede alla maggior parte della luminosità superficiale, principalmente attraverso l'attivazione del ciclo CNO.

Infatti, è proprio all'interno di HBS che avvengono le sei più importanti reazioni nucleari che sostengono energeticamente la stella durante la fase di interpulso:

- $^{13}\text{C}(p,\gamma)$ che fornisce il 26% dell'energia
- $^{12}\text{C}(p,\gamma)$ che contribuisce con solo il 6%
- $^{14}\text{N}(p,\gamma)$ secondo maggiore produttore di energia in questa fase (24%)
- $^{15}\text{N}(p,\alpha)$ che genera il 17% dell'energia
- $^{13}\text{N}(\beta^+)$ minor contributore tra gli isotopi dell'azoto (7%)
- $^{15}\text{O}(\beta^+)$ che provvede a produrre il 9% dell'energia.

Per temperature $> 60 \cdot 10^6 \text{K}$, il ciclo CN inizia ad operare parzialmente, cioè il ^{12}C viene convertito in ^{13}C che si accumula. Il ^{13}C prodotto nella HBS può essere bruciato nella regione di intershell attraverso la reazione $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$, altamente energetica. I neutroni prodotti vengono poi catturati principalmente dalle specie più leggere del ferro ma parte di essi vengono anche utilizzati per produrre gli elementi s. La cattura neutronica rilascia un'importante quantità di energia nucleare che crea una terza shell di bruciamento tra quella di H e quella di He. La terza shell continua ad esistere fino a che non vi sia la completa distruzione di ^{13}C , evento che avviene circa quando inizia il successivo pulso termico.

In figura 2.6 viene mostrato il tasso di produzione di energia nucleare durante un interpulso nel caso di una stella AGB di $3M_{\odot}$ e metallicità pari a $Z=0,02$. Con l'immagine tratta da Forestini and Charbonnel (1997), si vuole porre l'accento sulla struttura di bruciamento su 3 shell.

Come analizzato da Boothroyd et al. (1993), l'elevata produzione di ^{13}C a discapito del ^{12}C può efficacemente ridurre il rapporto $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$.

Se $T > 80 \cdot 10^6 \text{K}$ il ciclo CN porta ad un $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} < 10$ e a temperature ancora più elevate, verso la fine della fase TP-AGB, iniziano ad avvenire altre reazioni come quella che produce ^{26}Al a partire da ^{25}Mg per stelle di $6M_{\odot}$.

Durante la fase di interpulso, qualunque sia la massa totale della stella, la shell di bruciamento di H porta quindi ad una leggera diminuzione di ^{12}C e ^{15}N , mentre una riduzione significativa avviene per ^{17}O , ^{18}O e ^{19}F . ^{14}N viene prodotto in questa shell.

Il caso del ^{13}C è molto più difficile perché la sua abbondanza aumenta leggermente nelle HBS per stelle di 3 masse solari a qualsiasi Z, mentre viene in qualche modo distrutto per le stelle di $6M_{\odot}$ che sono caratterizzate da una temperatura alla base dell'involuppo sufficientemente elevata da attivare la nucleosintesi.

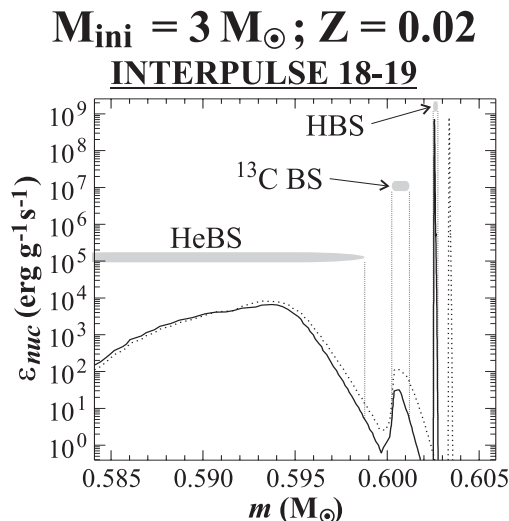


Figura 2.6: Profilo del tasso di produzione di energia nucleare per unità di massa, ϵ_{nuc} , nella regione delle shell di bruciamento nel caso di stelle di $3M_{\odot}$ e $Z=0.02$. L'immagine è relativa alla fase di interpulso tra il 18^{esimo} e 19^{esimo} instabilità termica. Si vuole, con questa immagine, mostrare la presenza delle 3 shell di bruciamento. Forestini and Charbonnel (1997).

La nucleosintesi durante la fase di interpulso è quindi fortemente influenzata dal meccanismo di Hot Bottom Burning che avviene per stelle di massa intermedia.

2.2.1 Hot Bottom Burning-HBB

Le stelle con massa intermedia sviluppano un involucro convettivo con una temperatura alla base molto elevata che permette il bruciamento nucleare e la generazione di altra energia (meccanismo di Hot Bottom Burning -HBB). La parte inferiore di questa zona convettiva è vicina alla parte superiore della shell di bruciamento di H.

In particolare, l'Hot Bottom Burning avviene nei modelli con masse maggiori di $5M_{\odot}$ per $Z=0.02$ e per masse $>4M_{\odot}$ per $Z=0.005$, mostrando una maggiore efficienza a metallicità più basse dove le stelle sono più compatte. Il limite inferiore della massa e la forte dipendenza da Z sono caratteristiche comuni di tutti i modelli AGB, così come lo è l'elevata temperatura richiesta affinché il meccanismo avvenga (Forestini and Charbonnel (1997)). Se la temperatura alla base dell'involucro convettivo profondo è abbastanza alta avviene una nucleosintesi con cattura protonica alla base dell'involucro precedentemente mescolato.

Durante la fase di interpulso la temperatura diventa così alta da indurre alla base dell'involucro convettivo il bruciamento dell'idrogeno attraverso la catena pp e il ciclo CNO.

Il ciclo CNO viene mostrato a sinistra in figura 2.7: vengono mostrate tutte le reazioni che avvengono a partire dal bruciamento del ^{12}C . Il tasso di generazione di energia del ciclo CNO dipende fortemente dalla temperatura in base alla legge: $\epsilon_{\text{CNO}} = T^{18}$. questo significa che maggiore è la temperatura e maggiore sarà il tasso di produzione di energia.

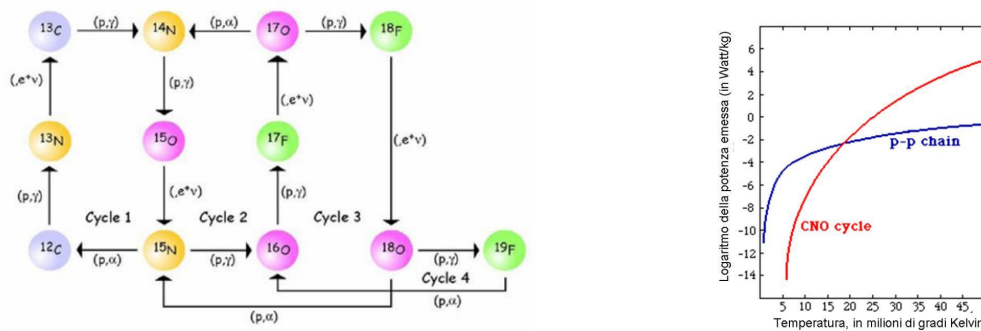


Figura 2.7: A sinistra viene mostrato il ciclo CNO ove sono richiesti nuclei di C,N e O che fungano da catalizzatori. A destra viene mostrato l'andamento del tasso di produzione di energia in funzione della temperatura ponendo un confronto tra catena pp e ciclo CNO. Entrambe le immagini sono tratte dal web.

Le energie prodotte dai due diversi bruciamenti sono indicati in figura 2.7 e si nota che, alle elevate temperature a cui si trova in questa fase la stella, è il ciclo CNO ad essere dominante. Una conseguenza è l'incremento della luminosità superficiale ma ancor più importante è che l'avvenimento di questa catena di bruciamenti ostacola la formazione di stelle di carbonio, trasformando il ^{12}C in ^{14}N .

Il principale prodotto osservabile del bruciamento nella shell di H è infatti l'azoto. Se la temperatura alla base dell'involuppo convettivo è abbastanza elevata ($50 \cdot 10^6$ K) oltre all'accensione del ciclo CNO, la nucleosintesi all'interno di HBS è caratterizzata dall'attivazione delle catene Ne-Na e Mg-Al che verranno successivamente approfondite.

Nelle prime fasi durante l'HBB agisce il ciclo CN che distrugge prima ^{12}C e ^{15}N e successivamente gli isotopi ^{16}O e ^{18}O al fine di produrre un aumento di ^{14}N . Calcoli dettagliati hanno trovato che l'HBB previene la formazione di atmosfere ricche di carbonio attraverso il bruciamento di ^{12}C a favore della produzione di ^{14}N , fornendo così una spiegazione per la scarsità di stelle di carbonio nelle Magellanic Clouds (Wood et al. (1983)).

Se allo spegnimento dell'Hot Bottom Burning il TDU è ancora attivo, il carbonio viene prodotto senza venire più convertito in azoto. In questo modo è possibile che la stella diventi ricca di C nelle fasi finali dell'AGB. Questo aumento nelle abbondanze comporta una variazione del rapporto C/O che cresce fino a superare l'unità, a seconda del numero di TDU dopo la fine dell'HBB e della quantità di ossigeno all'interno dell'involuppo.

In figura 2.8b viene mostrata l'evoluzione del rapporto C/O alla superficie di una stella di $6M_{\odot}$ con metallicità $Z=0,02$ con modello che prevede HBB. Al suo fianco, per confronto, viene riproposta l'immagine, già vista nel capitolo che trattava il terzo dredge-up, relativa ad un modello di $3M_{\odot}$ che non sperimenti il bruciamento alla base dell'involuppo convettivo. Per il pannello a destra si nota che il rapporto si trova sempre al di sotto dell'unità per l'intero TP-AGB e tale rimane, nonostante un aumento, anche

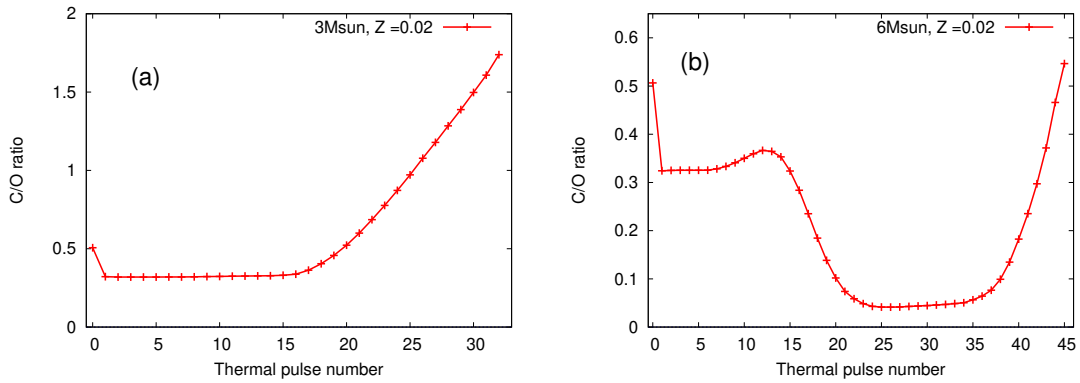
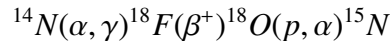


Figura 2.8: A sinistra: rapporto isotopico C/O superficiale in funzione del numero dei puls termici per una modello con $M=3M_{\odot}$ e $Z=0.02$ di ua stella AGB. A destra: lo stesso rapporto isotopico per un modello di $M=6M_{\odot}$ e $Z=0.02$ che sperimenti Hot Bottom Burning. Si noti che, mentre il modello a sinistra non sperimenta HBB e diventa facilmente una stella ricca di carbonio, il modello rappresentato a destra mostra un rapporto isotopico che non raggiunge mai l'unità. La figura è tratta da Karakas and Lattanzio (2014).

durante gli ultimi otto puls quando l'Hot Bottom Burning inizia a spegnersi a causa dell'erosione dell'involuppo per la perdita di massa (Karakas and Lattanzio (2014)).

Nelle stelle con $M > 5M_{\odot}$ con $Z=0.02$ l'HBB è abbastanza forte da convertire il ^{12}C in ^{13}C attraverso il ciclo CN così che il rapporto superficiale diminuisce drasticamente.

Se avviene HBB a temperature molto elevate in un tempo abbastanza lungo, l'avvicinarsi all'equilibrio del ciclo CNO, porta ad un aumento dell'abbondanza di ^{15}N e conseguentemente una diminuzione del rapporto $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ (Forestini and Charbonnel (1997)). Infatti ^{15}N può essere prodotto a partire da ^{14}N , a sua volta generato dal bruciamento del C^{12} , attraverso la catena:



In figura 2.9 vengono riportate l'evoluzione del rapporto isotopico $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ e l'abbondanza dell'azoto. Si nota che alla diminuzione del rapporto conseguente al bruciamento di ^{12}C corrisponde un aumento di N, dimostrando un efficiente attivazione del ciclo CNO.

In un secondo tempo, se avviene un HBB abbastanza forte, l'azione del ciclo ON diventa importante. L'aumento della quantità di ^{17}O come di altri elementi quali ^{13}C , ^{18}O , ^{22}Ne e ^{21}Ne , permette l'unione con particelle α e la conseguente produzione di neutroni. Parte dei neutroni prodotti sono disponibili per produrre protoni che a loro volta vengono catturati dai nuclidi di ^{18}O distruggendolo. Questa distruzione diventa più efficiente da pulso a pulso, così che, col passare del tempo, una sempre minore frazione di ^{18}O è disponibile per la reazione (p, α) .

Anche le abbondanze degli isotopi del neon, del sodio, del magnesio e dell'alluminio subiscono delle variazioni attraverso l'attivazione delle catene Ne-Na e Mg-Al.

L'attivazione di questa seconda catena, visualizzabile nella parte destra della figura 2.10, fa variare le abbondanze di magnesio e alluminio nella HBS.

Il primo isotopo nella catena che può essere considerato è ^{25}Mg che viene bruciato in ^{26}Al . Il tempo di vita del decadimento β di ^{26}Al e la cattura protonica generalmente favoriscono la produzione di ^{27}Si instabile che velocemente subisce il decadimento β verso ^{27}Al . Le abbondanze di ^{26}Mg vengono aumentate dal decadimento β di ^{26}Al nei prodotti della shell di H. La cattura protonica effettuata da ^{24}Mg richiede temperature più alte di quelle richieste da altre reazioni nella catena Mg-Al ma le previsioni dei modelli suggeriscono che questo isotopo dominante possa essere efficientemente distrutto durante HBB.

Minori metallicità di un modello stellare di $6M_{\odot}$ mostrano una considerevole distruzione di ^{24}Mg e un aumento di ^{26}Al che può provenire solo dal bruciamento nella shell di H e dalla catena Mg-Al e mostra anche variazioni di ^{25}Mg e ^{26}Mg consistenti con l'avvenimento di HBB (Karakas and Lattanzio (2014)). Il rapporto isotopico di Mg perciò diventa una prova fondamentale dei luoghi in cui avvengono le nucleosintesi che sono andate ad arricchire chimicamente i sistemi degli ammassi globulari (Globular Cluster) (Forestini and Charbonnel (1997)). A temperature di HBB più elevate, può avvenire una rottura del ciclo Mg-Al attraverso la reazione $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ e se ciò avviene ci si aspetta poi una correlazione tra l'aumento di Al e Si.

In definitiva i risultati ottenuti delle 2 catene di reazioni, suddivisi per i diversi isotopi, vengono di seguito riportati.

L'abbondanza media di ^{20}Ne rimane pressoché invariata nella HBS.

^{21}Ne viene significativamente distrutto nella HBS, ma all'interno della regione convettiva dei puls termici caldi, viene prodotto da una piccola quantità di ^{18}O attraverso la $^{18}\text{O}(\alpha,n)$.

L'isotopo ^{22}Ne viene prodotto in HBS all'interno del pulso termico. Alla loro massima estensione, alcune regioni convettive sono abbastanza calde da attivare $^{22}\text{Ne}(\alpha,\gamma)^{26}\text{Mg}$ e $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)^{25}\text{Mg}$. In realtà solo una piccola parte di ^{22}Ne viene convertita in ^{26}Mg , mentre la seconda reazione avviene più facilmente rendendo l'isotopo del neon una sorgente di neutroni non trascurabile per questi puls termici.

Le HBS più calde delle stelle più massicce non producono ^{23}Na e modelli di 5-6 $M_{\odot}$ vedono una leggera distruzione di ^{23}Na da parte di HBB: sostanzialmente HBS durante la fase di interpulso produce questi nuclidi ma, a seguito della penetrazione nell'inter-shell dell'involuppo convettivo, il materiale viene inghiottito e vi è un impoverimento di ^{23}Na .

^{24}Mg rimane pressoché invariato dopo la nucleosintesi dei puls termici, ma, mentre l'HBS di stelle di $3M_{\odot}$ non è abbastanza caldo per distruggerlo significativamente, stelle più massicce, sperimentando HBB, lo distruggono. La frazione di massa media diminuisce con il tempo.

L'evoluzione della frazione di massa di ^{25}Mg all'interno della regione convettiva viene dominata dalla sua produzione attraverso la reazione $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)$. Poiché ^{22}Ne è abbondante in questa regione l'aumento di ^{25}Mg è sensibile.

^{26}Mg viene considerevolmente prodotto dalla nucleosintesi nei puls termici attraverso la reazione $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Al}(\text{n}, \text{p})$.

Se HBB è abbastanza forte, i rapporti di $^{24}\text{Mg}/^{25}\text{Mg}$ e $^{24}\text{Mg}/^{26}\text{Mg}$ risultano bassi.

^{26}Al è uno dei principali sottoprodotti della HBS e ha un tempo di vita più lungo della durata di interpulso delle stelle AGB di massa intermedia e ciò fa di lui uno stabile nuclide della regione di intershell. Quando viene inghiottito all'interno della regione convettiva viene principalmente distrutto attraverso la reazione $^{26}\text{Al}(\text{n}, \text{p})$ e, la dieci volte più lenta, $^{26}\text{Al}(\text{n}, \alpha)$. Come risultato il bruciamento di alluminio risulta essere la più importante sorgente di protoni all'interno del pulso termico a qualsiasi M e Z. La sua distruzione è comunque parziale a causa della relativa bassa abbondanza di neutroni.

^{27}Al viene significativamente prodotto in HBS; viene incluso nella regione convettiva dalla regione di intershell e questo corrisponde ad una aumento debole della sua frazione di massa media da pulso a pulso.

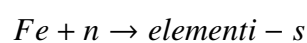
Il ruolo di silicio, fosforo e zolfo è quello di effettuare la cattura dei neutroni di seguito discussa.

2.2.3 Processo di cattura neutronica lenta (s-process)

La produzione degli elementi pesanti può continuare attraverso la fusione nucleare in stelle con una massa sufficientemente elevata fino alla produzione del ferro. Il ferro è l'elemento più stabile creato poiché ha la più forte energia di legame.

Molte stelle AGB evolute mostrano una considerevole sovrabbondanza degli elementi più pesanti del ferro. Iben(Iben (1975)) dimostrò come queste specie possano essere prodotte all'interno dei puls termici attraverso la cattura neutronica lenta (s-process). Recenti osservazioni hanno poi suggerito che una certa quantità di neutroni deve essere fornita dalla reazione $^{13}\text{C}(\alpha, \text{n})$, ove il reagente viene trasportato dall'intershell all'involuppo convettivo attraverso i puls termici. I neutroni liberati a seguito della reazione vengono catturati molto velocemente.

Si può quindi affermare che durante la fase AGB gli elementi più pesanti del ferro vengono prodotti dalla cattura neutronica da parte proprio dei nuclei di Fe all'interno del *s-process* (*slow-process*-processo lento). Il processo viene definito lento in quanto il tempo scala della cattura neutronica è lungo rispetto al temposcala del decadimento β degli isotopi instabili, cioè si può parlare di *s-process* se $\tau_{\text{cattura-n}} \gg \tau_{\text{decadimento-}\beta}$. Ovviamente l'attivazione del processo richiede una sorgente di neutroni liberi che possono essere prodotti nell'intershell attraverso sia i bruciamenti di H sia quelli di He, ma una volta generati i neutroni vengono catturati dal ferro per produrre elementi più pesanti:



In figura 2.11 viene mostrato un tipico “cammino” che porta alla formazione degli elementi del processo s a partire da Zr fino ad arrivare al Ru. Seguendo la linea blu si nota che quando i neutroni raggiungono gli isotopi con vita relativamente corta, come

L'avvenimento del processo di trasporto dei protoni nella regione di intershell e la sua efficienza vengono studiate per le stelle di piccola massa. Queste stelle infatti hanno un interpulso più lungo e una durata maggiore del terzo dredge up che permette il trasportare di una significativa quantità di H verso il basso.

Se alcuni protoni vengono mescolati dall'involuppo convettivo all'interno degli strati più alti dell'intershell allora reagiranno con l'abbondante ^{12}C per produrre ^{13}C attraverso le reazioni del ciclo CN: $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}(\beta^+\nu)^{13}\text{C}$. Questo produce uno strato ricco di ^{14}N e ^{13}C . L'accumulo di quest'ultimo elemento genera la tasca di ^{13}C che permette un abbondante rilascio di neutroni che spiega l'osservata sintesi degli elementi s nelle stelle AGB.

Il ^{13}C viene infatti bruciato attraverso la reazione (α,n) in condizioni radioattive prima che avvenga il prossimo pulso termico. Vengono quindi rilasciati neutroni nella tasca di ^{13}C e lì avviene il processo-s.

Quando avviene il prossimo pulso termico convettivo, gli strati ricchi di elementi del processo s vengono ingeriti, mescolati e portati in superficie dove risentono dei forti venti stellari e condizionano fortemente gli yields stellari.

Capitolo 3

Modelli Stellari

Gli yields stellari, oggetti di studio in questa tesi, sono conosciuti per essere altamente incerti e fortemente dipendenti dalle assunzioni fatte nei calcoli dei modelli di evoluzione stellare.

La nucleosintesi in AGB dipende dalla massa iniziale e dalla metallicità che a sua volta determina l'efficienza del terzo dredge-up, la massa minima del nucleo affinché inizi il TDU e la massa stellare minima per l'attivazione di HBB. Inoltre, i mescolamenti all'interno degli involucri in AGB dipendono fortemente dalla trattazione della convezione e dalla capacità di determinare il confine tra la regione convettiva e quella radiativa (Frost and Lattanzio (1996)).

Gli yields calcolati da diversi gruppi di ricerca variano quindi come conseguenza delle assunzioni fatte riguardo la trattazione della convezione e dei bordi convettivi e, ancor di più, dal tasso di perdita di massa adottato.

Per questo motivo in questo capitolo vengono analizzati i tre diversi codici di modelli stellari che forniscono il materiale considerato in questo lavoro di tesi, al fine di evidenziare le differenze tra gli stessi che si riflettono sui risultati finali. Per primo viene considerato il codice COLIBRI, seguito dal codice F.R.U.I.T.Y. e le sue caratteristiche ed infine il codice MONSTAR, le cui proprietà vengono riviste all'interno di diversi lavori (Karakas et al. (2002a) e Karakas (2010)).

3.1 Il codice COLIBRI

L'evoluzione di stelle nella fase TP-AGB viene calcolata con il codice COLIBRI descritto in Marigo et al. (2013) ove vengono fatti passi avanti nello sviluppo di modelli che si basano sull'involuppo. Il COLIBRI per ogni combinazione di masse e metallicità iniziali calcola l'intera evoluzione di stelle in fase TP-AGB dal primo pulso termico fino alla completa espulsione dell'involuppo attraverso venti stellari.

Le condizioni iniziali che vengono imposte all'interno del COLIBRI per ogni modello stellare al primo pulso termico (come la massa del core, temperatura effettiva, composizione chimica dell'involuppo) vengono prese dal database PARSEC (Padova

and Trieste stellar Evolution Code). Una descrizione completa di tale codice si trova in Bressan et al. (2012).

Vengono calcolate le tracce stellari per stelle con masse iniziali comprese nel range $0,1M_{\odot} \leq M_i \leq 12M_{\odot}$, con una risoluzione di $0,05M_{\odot}$ per le stelle di piccola massa e $0,2M_{\odot}$ per le stelle di massa intermedia. Il range delle metallicità invece va da $Z=0,005$ fino a $Z=0,07$, sebbene in questo lavoro di tesi vengano considerate solo le metallicità $Z=0,004$, $Z=0,008$ e $Z=0,02$.

Con il codice evolutivo COLIBRI si ottengono modelli completi di TP-AGB che giocano un ruolo fondamentale: vengono presi come riferimento per controllare l'accuratezza di alcune previsioni di base e vengono usati per derivare le informazioni quantitative attraverso relazioni di fitting (Marigo et al., 2013).

La robusta stabilità numerica e l'elevata velocità computazionale del codice preso in considerazione permettono di eseguire una calibrazione multiparametrica e accurata della fase TP-AGB. Test fatti su un processore standard con CPU da 2.2GHz hanno mostrato che COLIBRI riesce a calcolare un ciclo di pulso completo in 0.5-1.0 minuti contro i 60-90 richiesti da altri codici evolutivi come per esempio PARSEC. Ne risulta un guadagno di circa 100 e questo rende questo nuovo codice evolutivo un utile strumento per calcoli estesi di tracce evolutive di stelle TP-AGB poiché riesce a ricoprire una griglia grande e piena di diverse masse stellari e metallicità (Marigo et al., 2013).

È bene sottolineare che questo codice evolutivo abbandona una parte significativa del formalismo analitico che caratterizza i precedenti codici puramente sintetici, a favore di una dettagliata fisica applicata a modelli di inviluppo completi, nei quali le equazioni di struttura stellare vengono integrate dall'atmosfera fino al confine inferiore della shell di H.

Con COLIBRI si possono seguire i cambiamenti base nella struttura dell'inviluppo (come temperatura effettiva e raggio) ma soprattutto si possono cogliere e comprendere i mutamenti nelle energie e nella nucleosintesi associate ad HBB in modo più accurato rispetto ad altri modelli. Vengono mostrate le concentrazioni molecolari fotosferiche durante la fase TP-AGB e le loro variazioni guidate non solo dai cambiamenti nelle composizioni chimiche ma anche dall'avvenimento periodico dei puls termici.

Tra le innovazioni che si possono trarre da Marigo et al. (2013) sottolineiamo:

- una simmetria sferica nei modelli di inviluppo profondo che si estende dall'atmosfera fino al confine inferiore della shell di bruciamento di H inattiva: in questo modo la classica relazione massa-luminosità del nucleo viene prevista in modo naturale e non presa in input.
- il primo in assoluto calcolo *on-the-fly* per la chimica molecolare e l'opacità media di Rosseland pienamente consistente con i cambiamenti nelle abbondanze superficiali. Le opacità vengono calcolate contemporaneamente con le integrazioni dell'atmosfera e dell'inviluppo che costituiscono il cuore del codice TP-AGB.
- una dettagliata nucleosintesi di HBB accoppiata con una descrizione di convezione diffusiva.

- un modello per PDCZ che preveda la composizione chimica del materiale che ha subito il DU .
- miglioramenti nel determinare l’inizio e la fine del TDU.

Di seguito vengono presentati i principali cambiamenti apportati dal COLIBRI code.

Opacità

L’aspetto unico di COLIBRI è il primo calcolo ON THE FLY con il codice *ÆSOPUS* (Marigo and Aringer, 2009) di chimica per circa 300 atomi e 500 specie molecolari e opacità del gas attraverso l’atmosfera e l’involuppo convettivo che viene effettuato ad ogni step durante la fase TP-AGB. Quest’ultimo codice e il pacchetto software OP (Seaton, 2005) vengono imposti come routine interne al codice COLIBRI, evitando la preparazione preliminare di tabelle statiche e la loro successiva interpolazione (Marigo et al., 2013).

Questa nuova tecnica assicura passo dopo passo un consistente legame della struttura dell’involuppo con la sua composizione chimica, che può cambiare significativamente a causa dei processi di terzo dredge-up e HBB.

Il codice *ÆSOPUS* considera $4.2 \leq \log(\frac{T}{K}) \leq 8$ come routine interna al codice COLIBRI e in questo modo è possibile seguire il rapporto superficiale C/O che permette di comprendere l’efficienza del bruciamento del carbonio e i meccanismi che avvengono all’interno della fase TP-AGB.

Nucleosintesi

Il network nucleare considerato dal codice consiste nella catena pp, nel ciclo CNO, nelle catene Ne-Na e Mg-Al e nelle più importanti reazioni di cattura α includendo 25 specie chimiche: ^1H , ^2H , ^3He , ^4He , ^7Li , ^7Be , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O , ^{18}O , ^{19}F , ^{20}Ne , ^{21}Ne , ^{22}Ne , ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{25}Mg , ^{26}Mg , $^{26}\text{Al}_m$, $^{26}\text{Al}_g$, ^{27}Al e ^{28}Si . In totale vengono considerati 42 tassi di reazione per i quali vengono adottate reazioni analitiche con l’adattamento dei coefficienti presi dal database MINA (Cyburt et al., 2010).

Il terzo dredge-up Grazie al codice COLIBRI, la composizione chimica del materiale del TDU (principalmente ^4He , ^{12}C , ^{16}O , ^{22}Ne e ^{23}Na), viene calcolata come media di un network nucleare completo, applicato ad un semplice modello di PDCZ.

Date le incertezze e le eterogeneità dei risultati che caratterizzano il mescolamento convettivo dei modelli TP-AGB, è necessario trattare il TDU seguendo uno schema parametrico come dettagliatamente discusso in Marigo et al. (2013).

Riassumendo è necessario specificare 3 caratteristiche principali di tale evento di mescolamento: l’inizio, l’efficienza e la composizione chimica del materiale di intershell.

L’inizio del TDU viene prevista con l’aiuto dell’integrazione dell’involuppo richiedendo che il minimo della temperatura venga raggiunto alla base dell’involuppo convettivo. L’avvenimento dell’evento è quindi solitamente controllato attraverso un parametro

T_{dred} che definisce la temperatura minima che dovrebbe essere raggiunta alla base dell'involuppo convettivo allo stadio del massimo di luminosità dopo il flash, con valori tipici nel range $6,3 \leq \log(T) \leq 6,7$. Ad ogni pulso termico il codice COLIBRI esegue integrazioni nell'intero involucro per controllare se questo criterio della temperatura venga o meno soddisfatto.

Un'altra scelta equivalente a questa, è il parametro classico M_c^{min} che definisce la massa del nucleo minima per l'inizio della sequenza degli eventi di TDU. Tipicamente il valore è solitamente compreso all'interno del range $0.54M_\odot \leq M_c^{min} \leq 0.60M_\odot$.

L'efficienza per ogni evento di mescolamento è solitamente descritto dal parametro λ che mostra la frazione dell'incremento della massa del nucleo durante il periodo di interpulso che viene portata in superficie al prossimo pulso termico.

I valori tipici si trovano all'interno del range $\lambda = 0$, se non si ha affatto dredge-up, e $\lambda = 1$ se non vi è aumento nella massa del nucleo quindi l'efficienza è massima con conseguente elevata quantità di materiale portato in superficie; sono però previsti casi di $\lambda > 1$ nei modelli che assumono un efficiente overshoot convettivo che aumenta la quantità di materiale che subisce il dredge-up (Herwig, 2004).

L'efficienza del TDU viene calcolata con dei fit analitici di modelli TP-AGB completi di Karakas et al. (2002a) in funzione della massa stellare attuale e metallicità.

Le enormi differenze nei valori di λ considerati da diversi autori verranno trattate in seguito.

Hot Bottom Burning Poiché i processi di HBB alterano significativamente la composizione chimica degli involucri attraverso le reazioni nucleari che hanno luogo negli strati convettivi più interni, con il codice COLIBRI viene seguita in dettaglio la ricca nucleosintesi di HBB (caratterizzata dall'attivazione dei cicli CNO, Ne-Na e Mg-Al). Diversi test indicano che la versione 2013 dei modelli TP-AGB portano già ad una buona descrizione di tale fase.

Attraverso l'uso di COLIBRI è possibile predire in modo consistente la nucleosintesi di HBB attraverso la considerazione del bruciamento nucleare accoppiato ad un propagante mescolamento, considerando una stratificazione di temperatura e densità che deriva dall'integrazione di modelli di involucro completi.

Il tasso locale del cambiamento delle abbondanze di un elemento i è infatti legato sia alla variazione di abbondanza locale prodotta dai moti convettivi nel gas e sia ai cambiamenti nelle quantità dovuti alle reazioni nucleari che coinvolgono la specie i andando a considerare valori positivi se l'elemento viene prodotto o negativi se viene distrutto.

La perdita di massa

La perdita di massa nei modelli AGB è importante poiché controlla l'intera durata della fase, che normalmente termina quando l'intero involucro viene espulso all'interno del mezzo interstellare. Negli anni, sostanziali sforzi sono stati fatti per comprendere i meccanismi fisici responsabili per la perdita di massa in stelle AGB.

Lo schema generale dei modelli considera due regimi di perdita di massa:

- una precedente alla formazione della polvere
- una guidata dalla polvere

La prima corrisponde allo stadio di Red Giant caratterizzato da relativamente basse luminosità e temperatura effettiva elevata, il che è una combinazione sfavorevole per il vento stellare guidato dalla pressione di radiazione sui grani di polvere. Quindi inizialmente, prima che la pressione di radiazione agente sui grani di polvere diventi il fattore principale del vento stellare, la perdita di massa viene descritta con la relazione semi-empirica Schröder and Cuntz (2005) che essenzialmente assume che il vento stellare si origini da onde magneto acustiche che operano al di sotto della cromosfera stellare ($\dot{M}_{pre-dust}$). Tale relazione viene poi modificata seguendo Rosenfield et al. (2016).

Successivamente la stella AGB entra in un regime di vento guidato dalla polvere, che viene trattato con un approccio simile a quello sviluppato da Bedijn (1988) e recentemente adottato da Girardi et al. (2010). Si assume che il vento viene guidato da un meccanismo che è l'effetto combinato di due processi cioè la pulsazione radiale e la pressione di radiazione sui grani di polvere negli strati atmosferici più esterni.

In questo caso viene adottata la formula

$$\dot{M} \propto \exp(M^\alpha R^\beta)$$

ove si vede la dipendenza della perdita di massa dalla massa e dal raggio attuali. Questa espressione sintetizza i risultati dei calcoli numerici di atmosfere che subiscono periodicamente degli shock (Bedijn, 1988). I parametri liberi α e β presenti nella formula sono stati calibrati sul campione di variabili galattiche a lungo periodo (Long-Period Variable) conoscendo la misura della perdita di massa, periodi di pulsazione, masse stellari, raggi e temperature effettive. Tale tasso di perdita di massa viene denotato come $\dot{M}_{dust}$.

La caratteristica fondamentale di questo formalismo è che predice un aumento esponenziale del tasso di perdita di massa a mano a mano che l'evoluzione procede lungo la TP AGB finché i valori tipici del *superwind* vengono raggiunti (sin 10^{-5} – $10^{-4} M_\odot/\text{anno}$). La perdita di massa caratteristica del *superwind* è descritta in Vassiliadis and Wood (1993) e corrisponde ad un vento guidato dalla radiazione rappresentato da

$$\dot{M}_{sw} = \frac{L}{c v_{exp}}$$

ove c è la velocità della luce e v è la velocità finale del vento.

In ogni momento durante i calcoli di TP-AGB il tasso di perdita di massa effettivo è dato da:

$$\dot{M} = \max[\dot{M}_{pre-dust}, \min(\dot{M}_{dust}, \dot{M}_{sw})]$$

I dati considerati in questo lavoro di tesi appartengono a due set di parametri ben specifici: il set007 e il set035, di seguito trattati.

3.1.1 Due set di modelli COLIBRI

In questo lavoro analizzeremo gli ejecta chimici calcolati con il codice COLIBRI relativi a due set di modelli (denominati SET007 e SET035) ottenuti con diverse prescrizioni per la perdita di massa e l'efficienza del terzo dredge-up.

Entrambi i set sono il frutto di un attento lavoro di calibrazione mirato a riprodurre i conteggi stellari e le funzioni di luminosità dell'intera popolazione di stelle di ramo asintotico osservate nella galassia irregolare della Piccola Nube di Magellano (Giada Pastorelli, tesi di dottorato).

Nel regime "pre-dust" entrambi i set assumono una perdita di massa di tipo cromosferico (Cranmer and Saar, 2011), ovvero originata da onde di Alfvén associate al campo magnetico nella cromosfera. Nel successivo regime di perdita di massa prodotta dalla pressione di radiazione sui grani di polvere vengono utilizzate due prescrizioni a seconda del rapporto C/O alla fotosfera, ovvero: la relazione di Bloeker (1995b) (con parametro di efficienza η_{B95}) per stelle di tipo spettrale M (con $C/O < 1$), e una descrizione basata su modelli dinamici per le atmosfere pulsanti di stelle al carbonio (con $C/O > 1$) calcolati da Eriksson et al. (2014); Mattsson et al. (2010).

Il SET007 è caratterizzato da una più alta efficienza della perdita nelle fasi con $C/O < 1$ per la quale si assume $\eta_{B95} = 0.06$, mentre si adotta $\eta_{B95} = 0.02$ per il SET035.

Un'altra differenza significativa riguarda il terzo dredge-up: nei modelli del SET007 l'efficienza dei processi di mescolamento è descritta sulla base del formalismo di Karakas et al. (2002b) il quale assegna valori molto elevati ($\lambda \simeq 1$) a stelle TP-AGB con massa iniziale $M_i > 3 M_\odot$, mentre il SET035 nello stesso intervallo di masse assume un'efficienza del terzo dredge-up è significativamente più bassa (si vedano le figure 3.5 e 3.6).

Tali differenze nella trattazione dei processi di perdita di massa e di mescolamento convettivo tra i due gruppi di modelli si ripercuotono sugli ejecta chimici, come verrà discusso in seguito.

Nelle figure 3.1 e 3.3 vengono quindi analizzate le evoluzioni temporali relative a $M_i = 2.6 M_\odot$ e uguale metallicità ($Z = 0.004$) calcolate con i due diversi set del modello COLIBRI.

I pannelli più in alto rappresentano l'andamento della temperatura alla base dell'involuppo convettivo in funzione della durata della fase TP-AGB. I pannelli centrali mostrano invece l'andamento del rapporto C/O ed infine nei pannelli più in basso viene indicata l'evoluzione temporale delle abbondanze superficiali dei singoli elementi.

Le due figure considerate mostrano che la temperatura alla base dell'involuppo si alza fino ad un massimo di $0.5 \cdot 10^7 K$, un ordine di grandezza inferiore rispetto a quello necessario per l'avvenimento di Hot Bottom Burning. Le stelle di piccola massa rappresentate da $M_i = 2.6 M_\odot$ sperimentano infatti solo episodi di terzo dredge-up, che dovrebbe portare ad un aumento del rapporto C/O con conseguente variazione della composizione dell'involuppo che diventa quindi ricca di carbonio.

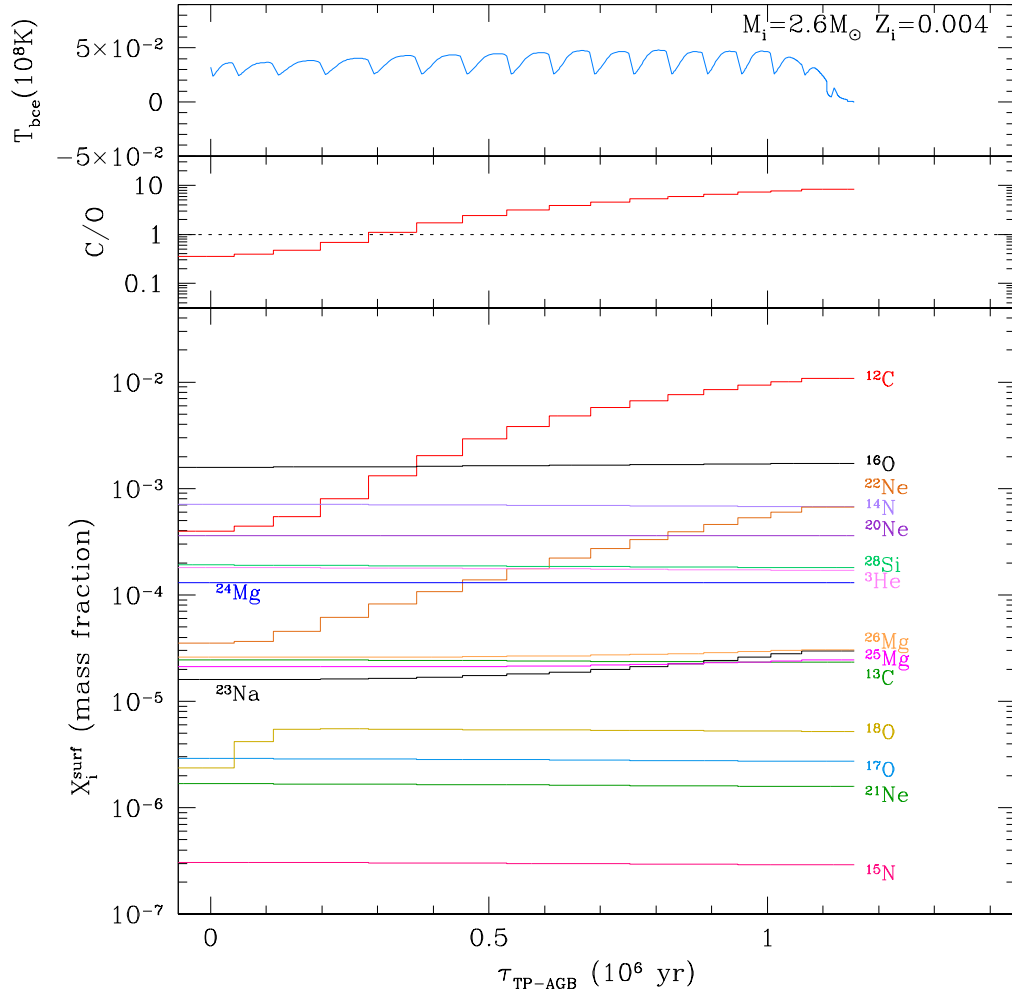


Figura 3.1: Evoluzione temporale di T_{BCE} , C/O e abbondanze superficiali ottenute per un modello stellare appartenente al **SET007** per una stella con $M_i=2.6M_{\odot}$.

Se si guardano infatti le abbondanze superficiali delle figure 3.1 e 3.3 si riscontrano effettivamente aumenti nelle abbondanze di ^{12}C , ^{22}Ne e ^{18}O . Le altre specie rimangono pressoché costanti per l'intera TP-AGB.

Dal confronto attento tra le due figure come prima cosa si nota la diversa durata della fase TP-AGB indicata con τ sebbene le masse iniziali considerate siano le stesse. Considerando infatti il SET007, si riscontra che la stella permane più a lungo ($\tau \sim 1.1 \cdot 10^6 \text{yr}$) in questa condizione caratterizzata da pulsazioni termiche, mentre minore è la durata per il SET035 ove si attesta $\tau \sim 0.9 \cdot 10^6 \text{yr}$.

Si rileva lo stesso andamento per il rapporto C/O , con il superamento dell'unità tipico delle stelle di piccola massa, ma vengono raggiunti, per i due SET, dei valori finali diversi sempre superiori all'unità. Per il SET007 si attesta un valore $C/O=8.3273$ mentre per SET035 C/O raggiunge valori minori rispetto al precedente pari a $C/O=4.7466$. Queste diverse quantità riscontrate testimoniano la possibilità per queste masse di generare stelle

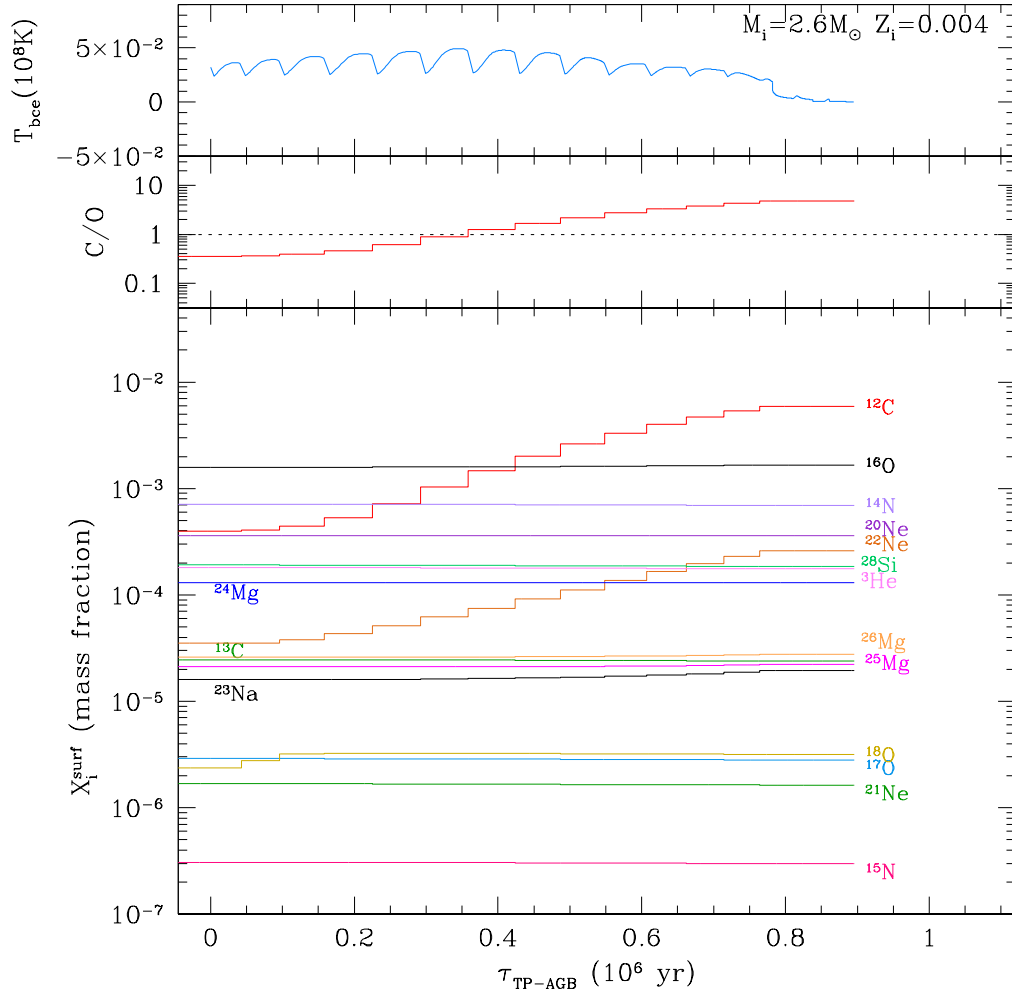


Figura 3.2: Evoluzione temporale di T_{BCE} , C/O e abbondanze superficiali ottenute per un modello stellare appartenente al **SET035** per una stella con $M_i=2.6M_\odot$.

ricche di carbonio.

Per quanto riguarda le evoluzioni delle abbondanze superficiali si nota che gli andamenti dei diversi elementi sono molto simili nei due set in esame.

Attraverso un attento studio si riscontrano però diversi valori nelle abbondanze finali esposti in tabella 3.1.

Si notano grandi discordanze tra i valori relativi a ^{12}C , ^{18}O , ^{22}Ne , ^{23}Na e ^{26}Mg dove per alcuni si osservano variazioni considerevoli. Sono infine lievi le differenze tra i due set riscontrate in ^{14}N e ^{25}Mg .

I risultati ottenuti con questi set considerando stelle di piccola massa sono completamente diversi rispetto a quelli derivanti dallo studio di stelle di massa intermedia.

I modelli stellari con $M_i=5.4M_\odot$, esemplificativa per stelle di massa intermedia, vengono mostrati nelle figure 3.3 e 3.4 relative ai set 007 e 035 rispettivamente. Queste stelle

Elementi	SET007	SET035
^{12}C	1.082579E-02	5.902224E-03
^{14}N	6.743529E-04	6.934024E-04
^{18}O	5.230123E-06	3.177592E-06
^{22}Ne	6.692276E-04	2.602791E-04
^{23}Na	2.991035E-05	1.937409E-05
^{25}Mg	2.454580E-05	2.234430E-05
^{26}Mg	3.066547E-05	2.770900E-05

Tabella 3.1: Tabella che rappresenta le principali variazioni delle abbondanze superficiali considerando $M_i=2.6M_\odot$ e $Z=0.004$ per i due diversi set di COLIBRI.

sono caratterizzate dal raggiungimento di temperature alla base dell'involuppo sufficientemente elevate da azionare il bruciamento. A seguito dell'attivazione di Hot Bottom Burning le abbondanze superficiali variano.

La durata della fase TP-AGB non solo è diversa a seconda del set analizzato ma presenta ordini di grandezza diversi se si confrontano questi risultati con quelli relativi ai modelli con $M_i=2.6M_\odot$. Nel caso di $M_i=5.4M_\odot$ la durata varia dal valore $\sim 0.021 \cdot 10^6$ yr per SET007 a $\sim 0.036 \cdot 10^6$ yr per il SET035. Si nota che in questo caso $\tau_{007} < \tau_{035}$ mentre per stelle di piccola massa valeva il contrario. Inoltre si vuole porre l'accento sul fatto che in questo caso di massa intermedia $\tau \sim 0.021 \cdot 10^6$ che è un valore molto minore rispetto $\tau \sim 1.1 \cdot 10^6$ yr relativo allo stesso set ma alla massa piccola.

Considerando i pannelli riguardanti le temperature alla base dell'involuppo si constata che solo nel modello con $M_i=5.4M_\odot$ (in figura 3.3), si riescono a raggiungere temperature sufficientemente elevate ($0.6 \cdot 10^8$ K) affinché si attivi l'Hot Bottom Burning. All'accensione di tale meccanismo corrisponde un crollo nelle abbondanze superficiali del carbonio favorendo invece la produzione di azoto a seguito dell'attivazione del ciclo CNO.

Per quanto riguarda il secondo pannello possiamo affermare che il rapporto C/O non solo non raggiunge valori alti quanto precedentemente riscontrato per stelle di piccola massa, ma addirittura vede una diminuzione dello stesso, tanto più che non raggiunge mai l'unità. Questo è il risultato del bruciamento del carbonio in azoto a seguito di Hot Bottom Burning. In base a queste condizioni è possibile affermare che a partire da tali masse non si riescano a generare stelle ricche di carbonio. Dal confronto invece del medesimo rapporto considerando $M_i=5.4M_\odot$ si riscontra un valore pari a $C/O=0.1655$ per SET007 e $C/O=0.2852$ per SET035. La differenza nel rapporto può essere attribuita al diverso numero di puls termici che caratterizzano i due set: per questa data massa nel SET007 avvengono 9 puls termici mentre nel SET035 ne avvengono 19.

Passando infine all'analisi delle abbondanze superficiali negli ultimi pannelli delle figure 3.3 e 3.4 si può affermare che le elevate temperature raggiunte permettono l'attivazione del ciclo CNO e delle catene Ne-Na e Mg-Al.

Ci si aspetta una diminuzione nelle abbondanze superficiali di ^{12}C e ^{13}C a favore della produzione di ^{14}N che arriva a superare l'abbondanza di ^{16}O . Un efficiente HBB vede successivamente anche la distruzione di ^{15}N , ^{16}O , ma soprattutto di ^{18}O , come si vede in entrambe le figure riguardanti la massa intermedia.

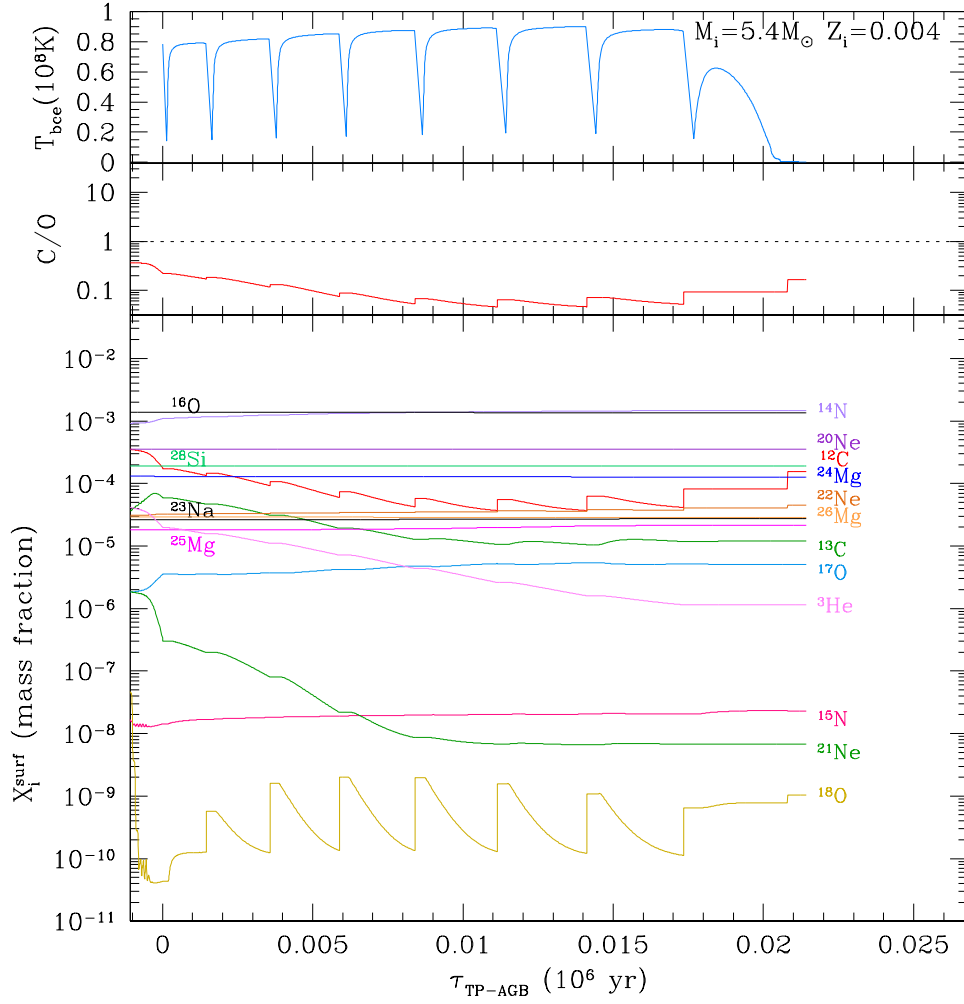


Figura 3.3: Evoluzione temporale di T_{BCE} , C/O e abbondanze superficiali ottenute per un modello stellare appartenente al **SET007** per una stella con $M_i=5.4M_{\odot}$.

Si riscontra inoltre nelle figure una violenta diminuzione di ^{21}Ne e una lieve diminuzione di ^{22}Ne , sintomi dell'attivazione delle catene sopra citate. Riguardo a ciò, è bene anche sottolineare che mentre ^{26}Mg non risente di grandi variazioni, ^{25}Mg sperimenta un aumento mentre ^{24}Mg una sostanziale diminuzione in quanto subito bruciato in ^{26}Al .

I valori finali relativi alle variazioni nelle abbondanze sono visibili in tabella 3.2 dove vengono confrontati i risultati ottenuti dai due diversi set.

Rispetto al SET007, nel SET035 risultano esserci quantità superiori di ^{14}N , ^{20}Ne e ^{25}Mg . Tali valori maggiori differiscono di quasi un punto in ^{12}C e ^{17}O . Minori sono invece le abbondanze di ^{13}C , ^{16}O , ^{21}Ne , ^{23}Na e ^{24}Mg rispetto al SET007. Le abbondanze in SET035 di ^{18}O e ^{22}Ne sono di molto inferiori rispetto all'altro set.

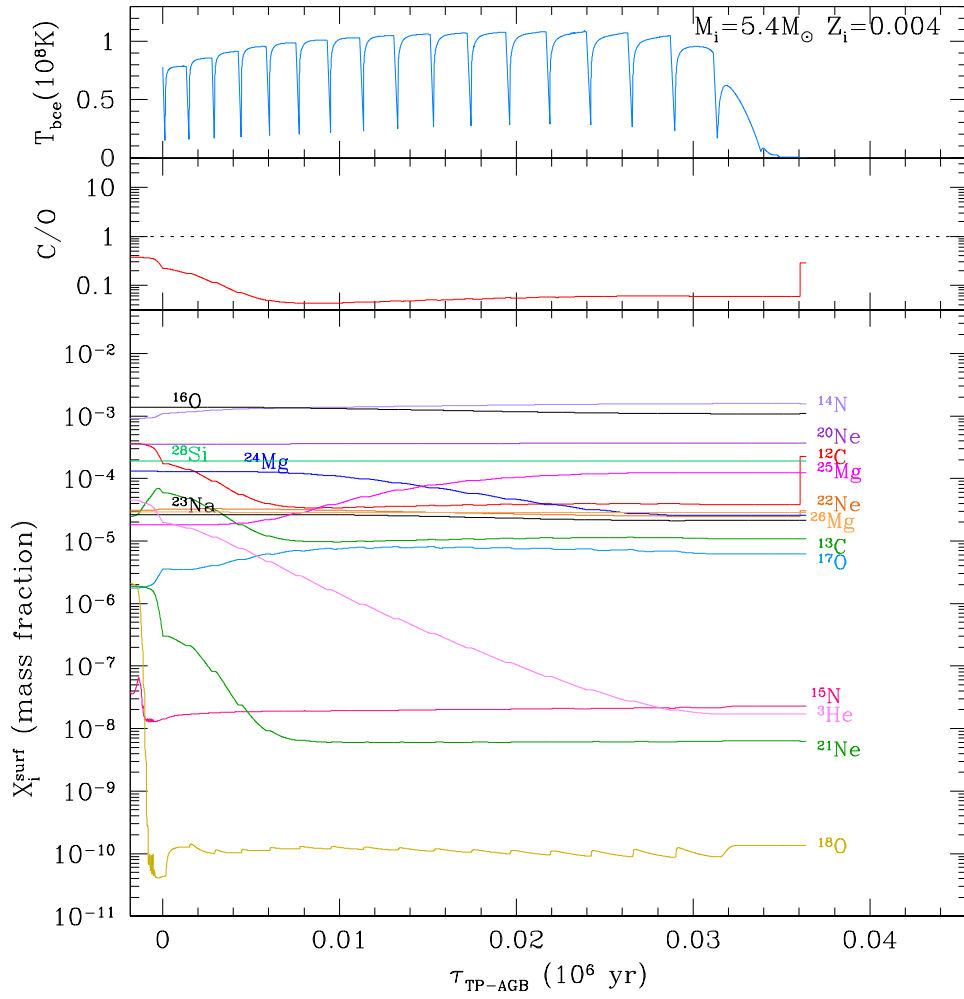


Figura 3.4: Evoluzione temporale di T_{BCE} , C/O e abbondanze superficiali ottenute per un modello stellare appartenente al **SET035** per una stella con $M_i=5.4M_{\odot}$.

3.2 Il codice F.R.U.I.T.Y.

F.R.U.I.T.Y. è un database online dedicato alla nucleosintesi nelle stelle AGB. Inizialmente il suo acronimo era FRANEC Repository of Update Isotopic Tables Yields poiché si affidava al codice evolutivo FRANEC (Frascati Raphson-Network Evolutionary Code; Chieffi et al. (1998)). Con il passare degli anni tale acronimo è cambiato in FUNS Repository of Update Isotopic Table Yields, utilizzando il codice evolutivo idrostatico e monodimensionale FUNS (Full Network Stellar) (Cristallo et al., 2016b).

La sua interfaccia è ancora oggi ospitata sul sito web dell'osservatorio di Teramo (INAF-OACTe) ed è accessibile all'indirizzo <http://fruity.oa-teramo.inaf.it/>. La struttura di F.R.U.I.T.Y. è stata organizzata utilizzando il software MySQL Database Management System che lega i dati di input agli indici logici, ottimizzando i loro arrangiamenti, e velocizzando i tempi di risposta alle richieste dell'utente. Questa inter-

Elementi	SET007	SET035
¹² C	1.562973E-04	2.246458E-04
¹³ C	1.201721E-05	1.093529E-05
¹⁴ N	1.467014E-03	1.574387E-03
¹⁶ O	1.344084E-03	1.091725E-03
¹⁷ O	5.083183E-06	6.203155E-06
¹⁸ O	1.038036E-09	1.353829E-10
²⁰ Ne	3.572100E-04	3.680718E-04
²¹ Ne	6.824325E-09	6.299671E-09
²² Ne	4.460892E-05	3.021934E-05
²³ Na	2.739287E-05	2.125678E-05
²⁴ Mg	1.266346E-04	2.558899E-05
²⁵ Mg	2.159961E-05	1.246454E-04

Tabella 3.2: Tabella che rappresenta le principali variazioni delle abbondanze superficiali considerando $M_i=5.4M_\odot$ e $Z=0.004$ per i due diversi set di COLIBRI.

faccia interattiva presente sul web e facilmente accessibile è stata sviluppata attraverso un set di script di Perl che permette all'utente di inviare la stringa di richiesta risultante dalla compilazione di un campo appropriato per il sistema di gestione (Cristallo et al., 2011b).

Dall'interfaccia del web la selezione dei modelli può essere fatta scegliendo la massa desiderata e/o i valori di metallicità; le proprietà dei nuclidi possono essere recuperate per tutte le masse e numeri atomici o solo per un sottocampione ed è inoltre possibile selezionare per ogni modello la distribuzione delle abbondanze superficiali dopo ogni singolo TDU o quella finale. Tra le altre quantità disponibili su F.R.U.I.T.Y. ci sono anche gli indici degli elementi s e gli yields stellari aggiunti a fianco degli ejecta rispetto alla versione originale (Cristallo et al., 2016b). Si specifica che le abbondanze degli elementi vengono date in notazione spettroscopica, le frazioni di massa vengono restituite per ogni isotopo ed infine gli yields vengono dati in unità di masse solari.

Tutto ciò permette all'utilizzatore di fruire liberamente e gratuitamente delle tabelle contenenti le composizioni isotopiche dall'idrogeno al bismuto, modificate ad ogni episodio di TDU, e gli yields stellari prodotti durante l'evoluzione.

I dati possono essere visualizzati sullo schermo oppure scaricati come file ASCII e possono essere visualizzati in diversi formati, a seconda dell'esigenza dell'utente: multi-tabelle (tabelle multiple a seconda del numero di modelli selezionati) o tabella singola (ove si ottiene una sola tabella contenente tutti modelli e in questo caso possono essere visualizzati i singoli elementi). Aggiornamenti e novità riguardanti il database F.R.U.I.T.Y. sono riportati in una newsletter dedicata, a cui ognuno può accedere registrando la sua e-mail.

F.R.U.I.T.Y. database

Il set originale di F.R.U.I.T.Y. consiste in 28 modelli evolutivi con diverse combinazioni di massa (1.5, 2.0, 2.5 e 3 masse solari) e metallicità ($\text{Fe}/\text{H} = -1.15, -0.67, -0.37, -0.24, -0.15, 0.00, +0.15$), corrispondenti alle $Z = 0.001, 0.003, 0.006, 0.008, 0.01, 0.014$ (che corrisponde alla metallicità solare) e 0.02, attraverso la formula:

$$[\text{Fe}/\text{H}] = \log \left(\frac{Z_{\star}}{Z_{\odot}} \right)$$

Per ogni modello generato da diverse combinazioni di massa e metallicità venne fornita una descrizione dettagliata dell'evoluzione chimica e fisica e vennero previsti la composizione superficiale e gli yields stellari (Cristallo et al., 2011b).

La grande quantità di dati spettroscopici disponibili, come i necessari yields per i modelli di evoluzione chimica, richiedono i calcoli di un gran numero di modelli evolutivi dettagliati AGB. Per questo sono stati resi disponibili i risultati teorici sulla pagina online di F.R.U.I.T.Y. espandendo i range di masse e metallicità rispetto al set originale.

Recentemente, infatti i nuovi modelli caricati in rete, mostrano un range di masse espanso fino ai modelli di $1.3 M_{\odot}$ e l'aggiunta di 2 metallicità ($[\text{Fe}/\text{H}]$ pari a -2.15 e -1.67) al fine di ricoprire il vasto range di metallicità degli ammassi globulari.

Ad oggi, in F.R.U.I.T.Y. sono presenti più di 100 modelli, che presentano un'ampia gamma di masse ($1.3 < M/M_{\odot} < 6$), metallicità ($-2.85 < [\text{Fe}/\text{H}] < +0.15$) e velocità rotazionali iniziali ($0 \text{ km/s} < v_{\text{rot}} < 60 \text{ km/s}$). Per ogni modello, sono disponibili sia l'evoluzione fisica sia quella chimica. Vengono forniti: durata della fase di AGB, luminosità, gravità, temperatura, efficienza del mixing (durante il FDU, SDU e TDU), durata della fase di interpulso e così via. Inoltre, sono disponibili tabelle con le composizioni superficiali degli elementi e degli isotopi (pulso per pulso), così come gli yields netti e totali.

Il codice evolutivo

Tutti i modelli sono stati calcolati con il codice di evoluzione stellare FUNS (Full Network Stellar evolutionary code), che include un network nucleare completo, dall'idrogeno al bismuto. Allo scopo infatti di evitare la possibile perdita di accuratezza innata nelle tecniche di post-process, i modelli evolutivi sono stati direttamente accoppiati alla rete nucleare che include tutti gli isotopi considerati (Cristallo et al., 2016b).

I calcoli evolutivi per questo codice iniziano da una protostella in un modello in equilibrio idrostatico, chimicamente omogenea, completamente convettiva e più fredda rispetto alla soglia in cui avviene il bruciamento nucleare. Non vengono considerati fenomeni di overshoot e viene adottata una semiconvezione durante il bruciamento di He. Il calcolo evolutivo si ferma quando, come conseguenza della perdita di massa, l'involuppo ricco di H viene ridotto ad una massa minima per l'avvenimento dei continui fenomeni di DU.

Negli ultimi 15 anni il codice FUNS ha subito sostanziali aggiornamenti che vengono di seguito trattati (Cristallo et al., 2016a).

I bordi convettivi In FUNS i bordi convettivi vengono fissati dal criterio di Schwarzschild ($\nabla_{rad} > \nabla_{ad}$), mentre il gradiente di temperatura nelle regioni convettive instabili viene calcolato nel lavoro di Cox and Giuli (1968). Durante il TDU una discontinuità raggiunge il confine radiativo/convettivo e, se perturbato diventa instabile. Allo scopo di superare questo problema, viene ipotizzato che i vortici convettivi penetrino oltre i formali bordi di Schwarzschild e ciò viene simulato aggiungendo un decadimento esponenziale al profilo di velocità alla base dell'involuppo convettivo. Un tale algoritmo appiana il gradiente di temperature, rimuovendo perciò la discontinuità sopra citata.

Formazione della tasca di ^{13}C L'introduzione del decadimento esponenziale nel profilo di velocità implica due conseguenze: un più efficiente TDU, con conseguente valore maggiore di λ , e il mescolamento di una quantità limitata di protoni negli strati ricchi di ^{12}C che si trovano più internamente nell'intershell, permettendo la formazione di una tasca di C13 (che rappresenta la principale sorgente di neutroni in stelle di AGB di piccola massa).

Maggiore è la massa del nucleo e più sottile sarà questa tasca: nei modelli di piccola massa le tasche formate dopo il primo pulso dominano la successiva nucleosintesi di processi s. Perciò la distribuzione superficiale di processo s risultante dipende fortemente dalla massa stellare iniziale Cristallo et al. (2015).

In F.R.U.I.T.Y. proponiamo due diversi metodi per identificare la massima penetrazione di protoni durante un TDU, lasciando all'utente la possibilità di scegliere il metodo preferito.

La perdita di massa Per la fase AGB viene calibrato il tasso di perdita di massa sulle relazioni Periodo-luminosità e Periodo-Perdita di massa determinate attraverso lo studio di un campione di variabili galattiche a lungo periodo (*Long Period Variable*). Tali relazioni vengono proposte da Whitelock et al. (2003) e derivano dallo studio di un campione di giganti ricche di O e di C nelle nubi di Magellano (Straniero et al., 2006).

Infatti un possibile metodo utilizzabile per stimare il tasso di perdita di massa è basato sulla sua correlazione con il periodo di pulsazione. Poiché l'evoluzione del periodo di pulsazione dipende dalla variazione di raggio, luminosità e massa, questa relazione fornisce un metodo semplice per stimare l'evoluzione della massa stellare totale a partire da parametri stellari di base. Dall'utilizzo fatto da Straniero et al. (2006) di una grande quantità di dati vengono riconosciuti 3 diversi regimi e ad essi associate 3 diverse relazioni periodo-perdita di massa:

- per $\log P < 2.5$ $\log \dot{M} = -7.7$
- per $2.5 \leq \log P \leq 3.1$ $\log \dot{M} = -101.6 + 63.26 \log P - 10.282(\log P)^2$
- per $\log P \geq 3.1$ $\log \dot{M} = -4.3$

ove per P si intende il periodo di pulsazione in giorni.

Per approfondimenti si rimanda a Straniero et al. (2006).

Opacità molecolari ricche di carbonio A seconda del rapporto C/O, le molecole di C o O rappresentano la sorgente di opacità dominante negli strati più freddi dell'involucro convettivo (Marigo, 2002). Poiché la quantità di C dell'involucro aumenta con il numero dei DU, anche l'opacità di quei strati aumenta implicando una struttura più espansa e più fredda (Cristallo et al., 2016a).

L'opacità influenza il tasso di perdita di massa e accorcia i tempi di vita stellari riducendo, di conseguenza, la quantità di materiale che finisce nel mezzo interstellare: cambiano i valori degli yields (Cristallo et al., 2011b).

Nuclear Network L'evoluzione fisica dei modelli FUNS viene accoppiata con una network nucleare completo da H fino al termine del cammino del processo s, permettendo di seguire direttamente la nucleosintesi associata a tali elementi evitando calcoli post-processo. La rete nucleare include 700 isotopi legati da più di mille processi e segue quindi la nucleosintesi sia degli elementi leggeri che di quelli pesanti (Straniero et al., 2006).

L'ultimo upgrade fatto per F.R.U.I.T.Y. risale al 19 ottobre 2016 e riguarda:

- modelli di rotazione con $M=1.5M_{\odot}$ a diversi valori di metallicità $[Fe/H]$ (-2.15;-1.67;-1.15;-0.67;-0.37;-0.15)
- nuovi modelli evolutivi con $[Fe/H]=-2.45$ e -2.85 e diverse masse ($M=1.3;1.5;2.0$)
- un nuovo set con una tasca di ^{13}C estesa

3.3 Il codice MONSTAR

I calcoli evolutivi vengono ottenuti attraverso l'utilizzo di un codice di struttura standard monodimensionale che utilizza integrazioni numeriche e metodi matriciali di Heyley per risolvere le equazioni di struttura stellare Campbell and Lattanzio (2012). Tale codice è la versione Monash del Monash/Mount Stromlo stellar evolution code (MONSTAR, (Frost and Lattanzio, 1996)).

I calcoli di nucleosintesi sono stati fatti con Monash Stellar Nucleosynthesis code (MONSOON): un codice post-processing che prende gli input dal codice MONSTAR (densità, temperatura e velocità convettive). Più recentemente però si riscontra l'utilizzo di una versione modificata di MONSOON chiamata MONTAGE (Church et al., 2009).

Per calcolare la nucleosintesi sia degli elementi leggeri che di quelli pesanti viene usato un network di 475 specie da H a Bi o una versione estesa di 700 specie che consideri anche gli isotopi. Viene inclusa la tasca di ^{13}C nei modelli di piccola massa introducendo artificialmente protoni nell'estensione più profonda del TDU usando un approccio descritto in Lugaro et al. (2012).

Al tempo attuale si può affermare che questo codice fornisce un grande set di yields stellari per stelle con masse comprese tra 0.8 e 10 masse solari e metallicità tra 0 e 0.04. I modelli vengono fatti evolvere a partire dalla Zero Age Main Sequence (ZAMS) fino

alla fine dell'AGB e i calcoli di nucleosintesi includono gli elementi da H a Bi.

Il codice post-processing di evoluzione stellare MONASH è descritto in Karakas and Lugaro (2016) e fornisce le previsioni di nucleosintesi e degli arricchimenti che mostrano valori maggiori rispetto a quelli riscontrati da F . R . U . I . T . Y . per le stesse metallicità e masse. Bisogna però anche aggiungere che sono comunque in miglior accordo con le abbondanze derivate alle osservazioni IGRINS (Dinerstein et al., 2017).

I principali elementi caratteristici di MONSTAR vengono evidenziati in Doherty et al. (2015) e sono:

- una forte aderenza al criterio di Schwarzschild per tutti i confini convettivi; cioè non viene ricercato alcun confine convettivo neutrale come trattato in Frost and Lattanzio (1996)
- teoria standard del mixing length (MLT) per la convezione con parametro $\alpha=1,75$
- opacità di OPAL (Iglesias and Rogers (1996)) per T_i 8000 K, integrata con quella di Ferguson et al. (2005) a minori temperature.
- Tassi di reazioni nucleari estratti da NACRE (Angulo (1999)) Nuclear Astrophysics Compilation of REaction Rate.
- calcolo dell'evoluzione nucleare delle specie ad ogni iterazione durante il processo di convergenza.

Tale modello ha subito modifiche descritte in diversi articoli di cui il più recente è (Karakas et al., 2018) e mostra che le osservazioni possono essere riprodotte includendo l'overshoot con il codice MONASH e che non viene considerata alcuna rotazione nei modelli, nonostante essa possa fortemente influenzare il processo-s attraverso il mescolamento di ^{14}N all'interno della stella.

In Karakas et al. (2018) viene introdotta una tasca di ^{13}C attraverso l'applicazione di un mescolamento artificiale che agisce sui protoni nell'intershell. Tale mescolamento viene modellato utilizzando una funzione esponenziale e riproduce i risultati relativi agli elementi del processo s per stelle di piccola massa mentre per masse intermedie non viene aggiunto il mescolamento fittizio a seguito delle osservazioni.

Per quanto riguarda la perdita di massa, nei lavori recenti si è adottata la strategia di utilizzare due diverse leggi a seconda delle masse che si considerano: Bloeker (1995a) per stelle di massa intermedia e Vassiliadis and Wood (1993) per quelle di piccola massa.

Per il lavoro di tesi da me svolto viene però fatto uso di modelli evolutivi trattati in altri lavori, meno recenti, presenti in letteratura: Karakas et al. (2002a) e Karakas (2010).

Modelli risalenti al 2002

All'interno del lavoro di Karakas et al. (2002a) i calcoli evolutivi vengono ottenuti sempre attraverso l'utilizzo della versione MONASH del codice di evoluzione stellare *Mt Stromlo Stellar Evolution Code* (Wood and Zarro (1981)) aggiornato con l'inclusione solo delle tabelle di opacità OPAL di Iglesias and Rogers (1996).

Vengono fatte girare sul codice 60 sequenze di modelli stellari dalla ZAMS fino alla TP-AGB per 3 diverse composizioni: $Z=0,02$ $0,008$ $0,004$ e per ogni composizione viene coperto un range di masse da $1M_{\odot} < M < 6M_{\odot}$.

In questo meno recente lavoro che analizza i modelli utilizzati nella tesi, vengono considerate le stesse caratteristiche riguardanti convezione e dredge-up viste in modelli più recenti. La principale differenza consiste nella trattazione della perdita di massa: in questo caso per l'applicazione dell'espressione riguardante il tasso di perdita di massa non viene fatta alcuna distinzione tra stelle di massa piccola o intermedia. Per la fase AGB viene considerata la legge di Vassiliadis e Wood (da qui in poi vw93) (Vassiliadis and Wood, 1993) che parametrizza il tasso di perdita di massa in funzione del periodo di pulsazione, come di seguito descritta.

$$\log\left(\frac{dM}{dt}\right) = -11.4 + 0.0125P$$

ove il tasso di perdita di massa viene dato in $M_{\odot}yr^{-1}$ e P è il periodo di pulsazione in giorni espresso da

$$\log P = -2.07 + 1.94 \log R - 0.9 \log M$$

con M e R massa e raggio in unità solari. Per $P > 500$ giorni il tasso di perdita di massa viene invece descritto da:

$$\left(\frac{dM}{dt}\right) = \frac{L}{cv_{exp}}$$

che corrisponde ad un vento guidato dalla pressione di radiazione ed è infatti inversamente proporzionale alla velocità di espansione del vento (Karakas et al., 2002a).

Modelli risalenti al 2010

Altri dati utilizzati nel mio lavoro di tesi vengono trattati in Karakas (2010) ove il range di masse considerato rimane lo stesso del precedente anche se reso più fitto, ma variano le metallicità pari questa volta a $Z=0,02$ $0,008$ $0,004$ $0,0001$.

In questo caso i modelli di massa intermedia vengono calcolati usando un aggiornamento del codice di struttura, distinguendo tra le opacità a temperature elevate (OPAL (Iglesias and Rogers, 1996)) e quelle a bassa temperatura (Ferguson et al., 2005) come visto in lavori più recenti.

Viene considerata una rete di 77 specie e più di 589 tassi di reazione che provengono dal database JINA REACLIB e differiscono significativamente da quelli antecedenti perché aggiornati in tema di cattura protonica, catene Ne-Na e Mg-Al. I tassi di reazione aggiornati relativi al ciclo CNO e alla cattura neutronica derivano da *Nuclear Astrophysics Compilation of REaction RatE* (NACRE).

I modelli analizzati in Karakas (2010) considerano inoltre la presenza di una zona di mescolamento parziale che viene aggiunta artificialmente nelle zone più profonde di ogni DU. La PMZ artificiale, considerata per alcuni modelli di piccola massa, mescola

i protoni all'interno dell'intershell che facilmente si legano al ^{12}C portando alla formazione di una tasca di ^{13}C (Karakas, 2010). I neutroni rilasciati in seguito sono essenziali per l'attivazione del processo-s e portano a modifiche nelle abbondanze superficiali e conseguentemente anche negli yields, oggetti del lavoro di tesi.

I principali risultati ottenuti con questo lavoro mostrano una grande riduzione negli yields di ^{23}Na all'interno di modelli che risentono di HBB e a piccoli cambiamenti, dovuti all'aggiornamento del tasso di reazioni, per gli yields di ^{12}C ^{14}N ^{19}F . I più grandi cambiamenti di questi isotopi si osservano per $Z=0,0001$ caratterizzato da un minor numero di puls termici e TDU e questo comporta una grande riduzione negli yields di ^{14}N e ^{17}O . L'aggiunta artificiale della tasca di ^{13}C porta all'attivazione della reazione $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ e il conseguente rilascio di neutroni che permettono l'inizio del processo-s: viene influenzata la produzione di ^{19}F , ^{23}Na , Mg, Si e Fe. Poiché la PMZ è aggiunta in post processing, gli yields ottenuti devono essere trattati con cautela (Karakas, 2010).

3.4 Confronto tra autori

In base alle assunzioni fatte all'interno dei diversi codici trattati, si avranno risultati diversi.

Vengono analizzate 3 metallicità campione che siano state trattate da tutti i codici evolutivi in esame, ossia i valori di $Z=0.02$, 0.004 e 0.008 .

Per ognuna di esse vengono studiati i modelli stellari associati ottenuti considerando parametri di input diversi. In particolare in questa sezione viene analizzato il parametro di efficienza del terzo dredge-up λ e il suo diverso andamento a seconda del codice stellare.

Il range di masse preso in esame dai 3 codici è circa lo stesso ($0.5M_{\odot} \leq M \leq 7M_{\odot}$) sebbene le griglie siano più o meno fitte a seconda del codice.

Le masse considerate da F.R.U.I.T.Y sono infatti in numero minore rispetto a quelle valutate da altri codici e sono comprese nell'intervallo $1.30M_{\odot} \leq M \leq 6M_{\odot}$.

Per il codice F.R.U.I.T.Y il valore di $Z=0.004$ era mancante. Si è così deciso di prendere al suo posto, per il confronto, il vicino valore $Z=0.003$. Le tabelle che mostrano i diversi valori di λ al variare di massa e metallicità vengono riportate in 3.3.

Analizzando la tabella si nota che il massimo di efficienza è pari a $\lambda=0.6973$, valore che si ottiene per una massa iniziale pari a $3M_{\odot}$. Questo codice quindi non vede il raggiungimento del valore di massima efficienza pari ad 1 e non vi si avvicina nemmeno.

Qualunque sia il valore della metallicità, in questi modelli si nota che il massimo di efficienza si trova sempre per $M=3M_{\odot}$. È bene sottolineare però che, a parità di massa, tale valore è maggiore per metallicità minori.

MASSA ($M_{\odot}$)	λ , Z=0.003	λ , Z=0.008	λ , Z=0.02
1.30	1.855e-1	0.00000	0.00000
1.50	3.305e-1	2.524e-1	2.077e-1
2.00	5.537e-1	4.617e-1	4.430e-1
2.50	6.770e-1	5.763e-1	5.211e-1
3.00	6.973e-1	6.463e-1	6.014e-1
4.00	6.541e-1	5.249e-1	4.603e-1
5.00	6.327e-1	5.559e-1	3.656e-1
6.00	4.941e-1	4.903e-1	3.297e-1

Tabella 3.3: Dati ottenuti con il codice `F.R.U.I.T.Y.` relativi ai diversi valori di λ in funzione di diverse masse iniziali. I valori vengono forniti in tre colonne per tre diverse metallicità $Z=0.003$, $Z=0.008$ e $Z=0.02$.

I valori ottenuti con il codice `MONSTAR` sono invece mostrati in 3 diverse tabelle relative a $Z=0.004$ (tabella 3.4), $Z=0.008$ (tabella 3.5) ed infine $Z=0.02$ (tabella 3.6). Le tabelle sono state separate a causa del diverso numero di masse iniziali analizzate. Si vuole inoltre porre l'attenzione sul fatto che i dati ottenuti con questo codice evolutivo qui riportati derivano da modelli evolutivi trattati in Karakas et al. (2002a).

MASSA ($M_{\odot}$)	λ , Z=0.004
1.00	0.002992
1.25	0.077337
1.50	0.258153
1.75	0.430650
1.90	0.562942
2.25	0.768745
2.50	0.832633
3.00	0.951849
3.50	0.998221
4.00	0.978497
5.00	0.993132
6.00	0.977630

Tabella 3.4: Dati relativi ai valori di λ in funzione di diverse masse iniziali. I valori vengono forniti considerando metallicità pari a $Z=0.004$ e sono stati ottenuti utilizzando il codice `MONSTAR`.

Già dopo un primo sguardo si nota che i dati ottenuti con il codice `MONSTAR` analizzano una griglia più fitta di masse pur considerando lo stesso intervallo di `F.R.U.I.T.Y.`. Vengono infatti qui esaminate le masse contenute nel range $1M_{\odot} \leq M \leq 6.5M_{\odot}$ con step pari a 0.25 fino alla massa che si aggira attorno al valore $2M_{\odot}$. Per valori maggiori delle masse la quantità di valori considerata diventa minore.

I valori di λ associati al codice evolutivo `COLIBRI` oltre ad essere separati in base ai diversi valori di metallicità considerate, vengono anche separate in base al set di

MASSA ($M_{\odot}$)	λ , $Z=0.008$
1.00	0.000000
1.25	0.000000
1.50	0.082937
1.75	0.329037
1.90	0.499632
2.10	0.637913
2.25	0.720131
2.50	0.805141
3.00	0.897702
3.50	1.020904
4.00	0.987005
5.00	0.980631
6.00	0.954151

Tabella 3.5: Variazione di λ in funzione della massa iniziale con metallicità $Z=0.008$. I dati sono stati ricavati con il codice MONSTAR.

MASSA ($M_{\odot}$)	λ , $Z=0.02$
1.00	0.000000
1.25	0.000000
1.50	0.000000
1.75	0.000000
1.90	0.000000
2.00	0.000000
2.25	0.237807
2.50	0.563312
3.00	0.776605
3.50	0.879276
4.00	0.975587
5.00	0.960795
6.00	0.956900
6.50	0.952182

Tabella 3.6: Considerando $Z=0.02$, vengono mostrati i diversi valori di λ in funzione di diverse masse iniziali. I valori sono stati ottenuti con il codice MONSTAR

parametri che si sta considerando, ossia i SET007 E SET035.

Entrambi i set considerano masse comprese nel range $0.5M_{\odot} \leq M \leq 6M_{\odot}$ con step che vanno da 0.005, per masse minori, fino ad un valore di 0.2, per masse maggiori.

Il set 007 vede un valore nullo per l'efficienza del terzo dredge-up fino a $M=1.25M_{\odot}$ per $Z=0.004$, $M=1.35M_{\odot}$ per $Z=0.008$ e $M=2.15M_{\odot}$ per $Z=0.02$.

Se si considera invece lo step 035 si nota che il valore del parametro di efficienza rimane nullo per valori diversi da quelli del precedente set. In questo nuovo caso infatti per $Z=0.004$ e per $Z=0.008$ l'ultimo valore di $\lambda=0$ lo riscontra per la massa $M=1.20M_{\odot}$,

mentre considerando $Z=0.02$ per $M=2.30M_{\odot}$.

Questa discrepanza tra i valori in cui il parametro di efficienza inizia a diventare efficace è dovuta alle caratteristiche dei due diversi SET.

Per analizzare in dettaglio queste discrepanze viene fornita la 3.7 che permette di vedere gli ultimi valori in cui l'efficienza è nulla per i due diversi set.

Si deduce che a metallicità maggiori il dredge-up diventa efficiente solo per masse maggiori di $2.15M_{\odot}$ per quanto riguarda il set 007 e per $M>2.30M_{\odot}$ per il set035. Per quanto riguarda invece le minori metallicità considerate, la metallicità è efficiente già a masse minori ($M>1.25M_{\odot}$ per il set 007 e $M>1.20M_{\odot}$ per il set 035).

Possiamo inoltre aggiungere che, per una data massa, λ aumenta con la diminuzione della metallicità. Se infatti consideriamo il SET007 e la massa $M=3M_{\odot}$ si nota che per $Z=0.004$ si ha $\lambda=0.8963$, per $Z=0.008$ $\lambda=0.8936$ ed infine per $Z=0.02$ $\lambda=0.8461$. Con il SET035 questa tendenza è ancor più evidente: a massa fissata pari a $3M_{\odot}$ si nota che per $Z=0.004$ $\lambda=0.4028$, per $Z=0.008$ $\lambda=0.5773$ ed infine per $Z=0.02$ $\lambda=0.6124$. Fissata la massa è quindi chiara la maggior efficienza a metallicità minori.

Metallicità	λ	SET007	SET035
$Z=0.004$	0	$1.2500 M_{\odot}$	$1.2000 M_{\odot}$
$Z=0.008$	0	$1.3500 M_{\odot}$	$1.2000 M_{\odot}$
$Z=0.02$	0	$2.1500 M_{\odot}$	$2.3000 M_{\odot}$

Tabella 3.7: valori delle ultime masse in cui il parametro di efficienza è nullo alle diverse metallicità considerate: dalla massa indicata in poi il terzo dredge-up diventa sempre più efficiente. I valori sono stati ottenuti con COLIBRI.

Così come si è andati a trattare l'ultimo punto in cui il dredge-up non è efficiente, si ritiene importante anche considerare la diversa massa a quale questo codice raggiunge la massima efficienza. Per rendere l'analisi più semplice i dati vengono forniti in tabella 3.8.

Già ad un primo sguardo si nota che il SET007 riesce ad arrivare ad efficienze più elevate rispetto al SET035.

Il primo set infatti riesce a sfiorare il valore di $\lambda=1$, che è il massimo valore possibile se non si considerano fenomeni di overshoot (Herwig (2000)); il secondo invece si ferma a valori intorno a $\lambda=0.6$ raggiunti già per masse 2.1, 2.3 e $2.8 M_{\odot}$ nelle 3 diverse metallicità.

Considerando le tabelle di F . R . U . I . T . Y . , MONSTAR e COLIBRI, si sono riusciti a generare i grafici che mostrino l'andamento del parametro di efficienza in funzione della massa iniziale.

Viste le differenze riscontrate nei diversi set di COLIBRI, gli andamenti vengono separati tra SET007 (figura 3.5) e SET035 (figura 3.6).

Metallicità	λ	SET007	λ	SET035
Z=0.004	0.9983	4.6000 $M_{\odot}$	0.6012	2.1500 $M_{\odot}$
Z=0.008	0.9684	5.6000 $M_{\odot}$	0.6697	2.3500 $M_{\odot}$
Z=0.02	0.9793	5.4000 $M_{\odot}$	0.6244	2.8000 $M_{\odot}$

Tabella 3.8: Valori delle masse per le quali il parametro di efficienza è massimo. I valori sono stati ottenuti con COLIBRI.

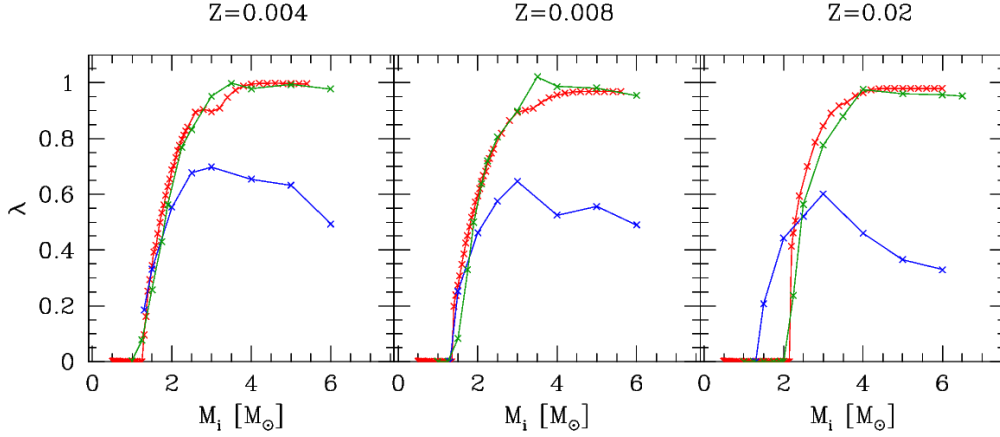


Figura 3.5: Andamenti del parametro di efficienza in funzione della massa iniziale, a 3 diverse metallicità campione. I grafici sono stati ottenuti attraverso l'utilizzo di 3 diversi codici evolutivi: in rosso si ha l'andamento ottenuto con COLIBRI, in blu quello di F.R.U.I.T.Y. ed infine il colore verde è associato agli andamenti ottenuti con il codice MONSTAR. Il set considerato per COLIBRI è il numero 007.

Per quanto riguarda il SET007 in figura 3.5, la prima cosa che si riscontra è l'andamento dato dai modelli sviluppati con F.R.U.I.T.Y. che rimane molto più basso rispetto ad altri andamenti.

Considerando $Z=0.004$ e $Z=0.008$, si può affermare che mentre per masse minori di $2M_{\odot}$ si nota un buon match tra tutti i modelli evolutivi, lo stesso non si può dire per masse maggiori. Si sottolinea però che COLIBRI e MONSTAR continuano ad avere andamenti simili anche per masse maggiori.

Il valore di $Z=0.02$ vede di nuovo un buon accordo per COLIBRI e MONSTAR ma un andamento completamente diverso per F.R.U.I.T.Y..

Anche il SET035 riscontra un buon match per i 3 modelli per $M \leq 2M_{\odot}$ considerando $Z=0.004$ e $Z=0.008$. Questa volta però l'andamento di λ generato dal set di COLIBRI è completamente diverso e vede un crollo repentino dopo le $2M_{\odot}$, in completo disaccordo con gli altri due modelli.

Per $Z=0.02$ continua ad esserci un buon match fino a $2M_{\odot}$ che però non continua a masse maggiori dove si vedono andamenti completamente diversi tra i 3 diversi modelli considerati.

I diversi andamenti del parametro di efficienza del dredge-up mostra come input di-

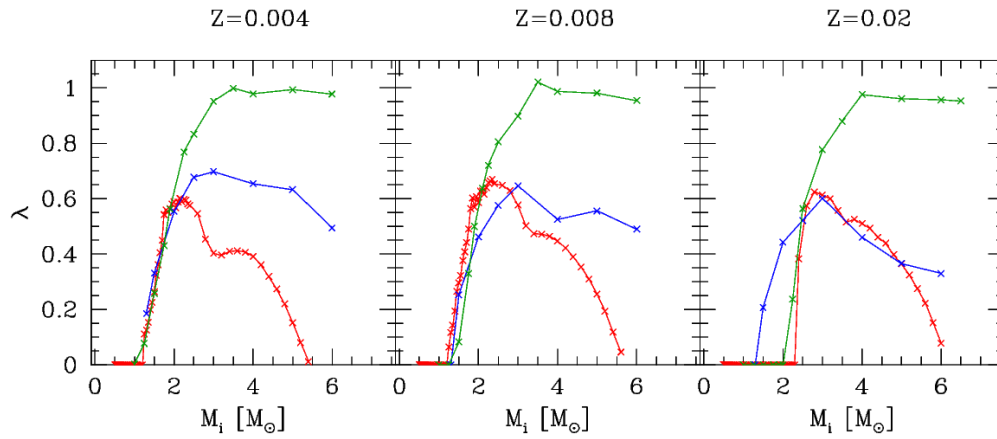


Figura 3.6: Andamenti del parametro di efficienza in funzione della massa iniziale, a 3 diverse metallicità campione. I grafici sono stati ottenuti attraverso l'utilizzo di 3 diversi codici evolutivi: in rosso si ha l'andamento ottenuto con COLIBRI, in blu quello di F.R.U.I.T.Y ed infine il colore verde è associato agli andamenti ottenuti con il codice MONSTAR. Il set considerato per COLIBRI è il numero 035.

versi abbiano conseguenze nei risultati finali. Infatti i diversi valori di λ mostrano modelli che riescono a portare in superficie diverse quantità di materiali di nuova produzione, influenzando così gli yields stellari e, conseguentemente, anche il mezzo interstellare.

Capitolo 4

Ejecta chimici e Yields stellari

Quantificare gli elementi chimici che vengono immessi nel mezzo interstellare per mezzo di venti ed esplosioni è importante per descrivere l'evoluzione chimica delle galassie. Come già affermato in precedenza tali prodotti sono caratterizzati da grandi incertezze che derivano dalle assunzioni fatte nei calcoli evolutivi stellari.

In particolare per le stelle AGB, vista la forte dipendenza dal tasso di perdita di massa, dall'avvenimento del Hot Bottom Burning e dall'efficienza del terzo dredge-up, i risultati saranno diversi a seconda del modello evolutivo analizzato.

In questo capitolo vengono presentati i diversi ejecta e yields stellari al fine di realizzare un confronto tra i risultati ottenuti da diversi gruppi di ricerca.

4.1 Trattazione teorica di ejecta e yields

Gli **ejecta** vengono definiti come la quantità totale di ogni elemento che viene espulsa nel mezzo interstellare durante l'intero tempo di vita per una stella di massa iniziale M_i . Viene espresso in masse solari ($M_\odot$) e definito dalla seguente relazione:

$$E_k(M_i) = \int_0^\tau X_k(M_i) \frac{dM}{dt} dt$$

dove E_k è la quantità di specie k espulsa, dM/dt è il tasso di perdita di massa, $X(k)$ si riferisce alla frazione di massa attuale della specie k presente sulla superficie, mentre $\tau(M_i)$ è il tempo di vita considerato dal modello stellare (Karakas and Lugaro, 2016).

Per calcolare il totale dei prodotti emessi viene quindi integrata la massa persa dai diversi modelli stellari durante l'intero tempo di vita della stella.

Poiché rappresentano la quantità totale di massa persa, gli ejecta sono caratterizzati dall'avere solo valori positivi.

Lo **yield** stellare $[Y_k(M_i)]$ di un dato elemento chimico k è la quantità di massa di una data stella con massa iniziale M_i che viene convertita in elemento k e restituita al mezzo interstellare durante l'intero tempo di vita della stella $\tau(M_i)$ (Marigo et al., 2013).

In accordo con questa definizione è possibile scrivere la formula relativa agli yields stellari indicati con Y_k :

$$Y_k(M_i) = \int_0^{\tau(M_i)} [X_k(M_i) - X_{k,0}(M_i)] \frac{dM}{dt} dt$$

dove, ancora una volta, dM/dt definisce il tasso di perdita di massa e X_k è riferito all'abbondanza superficiale al tempo attuale dell'elemento k . In questa formula però è presente anche un nuovo termine che rappresenta l'abbondanza superficiale iniziale dell'elemento preso in considerazione: X_k^0 .

Poiché viene fatta una sottrazione tra due quantità riferite al tempo attuale e al tempo iniziale si può affermare che in generale gli yields stellari possono assumere sia valori negativi sia positivi.

Se si ottengono quantità negative significa che quegli elementi vengono distrutti o diluiti nell'involuppo. In questo caso le loro abbondanze nel materiale espulso sono minori rispetto a quelle della Sequenza Principale (Main-Sequence) e quindi rappresenta l'eventualità in cui l'abbondanza media dell'elemento nell'ejecta sia minore rispetto a quella iniziale.

Il valore di Y_k positivo invece corrisponde a quegli elementi che sono prevalentemente prodotti cosicché viene previsto un netto arricchimento delle loro abbondanze nel materiale espulso.

Considerando stelle di piccola massa si può affermare che, grazie al fatto che la composizione chimica superficiale non viene influenzata da HBB ma viene alterata solo prima da episodi di primo dredge-up nella fase RGB e poi da episodi di terzo dredge-up alternati a eventi di continua perdita di massa durante la fase TP-AGB, il calcolo degli yields stellari può essere semplificato come segue:

$$Y_k = Y_{RGB} + Y_{E-AGB} + Y_{TP-GB}$$

ossia vengono considerati separatamente i contributi parziali durante le diverse fasi evolutive stellari: RGB, E-AGB, TP-AGB.

Il primo fattore rappresenta la massa dell'involuppo persa durante la fase di RGB, mentre per quanto riguarda il secondo termine la perdita di massa è trascurabile. L'ultimo valore di Y rappresenta la somma dei contributi parziali dei continui cicli di pulso e interpulso durante i quali avvengono le forti perdite di massa causate dal vento stellare.

Le previsioni dei modelli possono essere meglio comprese considerando che gli yields stellari di un dato elemento sono essenzialmente determinati dall'efficienza e dalla durata o frequenza di:

processi di nucleosintesi e mescolamento, in particolar modo eventi di dredge-up e HBB che alterano le abbondanze negli strati superficiali;

processi di perdita di massa che immettono gli strati superficiali della stella all'interno del mezzo interstellare.

Inoltre, a seconda della quantità di involucro rimanente, i modelli stellari possono sperimentare diversi puls termici e quindi un diverso numero di episodi di dredge-up, comportando forti cambiamenti negli yields stellari. Infatti anche un solo evento di dredge-up in più può alterare significativamente le abbondanze superficiali e quindi, conseguentemente, le quantità che finiscono nel mezzo interstellare e condizionano la chimica delle galassie (Karakas and Lattanzio, 2007).

Al fine di sintetizzare i principali punti esposti nei capitoli precedenti possiamo affermare che:

1. Il terzo dredge-up determina l'arricchimento superficiale principalmente di ^4He , ^{12}C e ^{22}Ne ed è caratterizzato da valori di λ più elevati per bassi valori di Z .
2. HBB agisce attraverso il ciclo CNO, le catene Ne-Na e Mg-Al, quindi essenzialmente aumentano le abbondanze superficiali di ^4He e ^{14}N . Il processo è più efficiente a maggiori valori di M e basso Z .
3. La perdita di massa è, in generale, meno efficiente al diminuire di Z . Metallicità minori sono infatti caratterizzate dal raggiungimento di temperature più elevate, anticorrelate con la perdita di massa. Il che significa che a temperature elevate la perdita di massa è minore e come conseguenza la stella avrà un maggiore tempo di vita: potrà quindi in questo modo sperimentare diversi episodi di terzo dredge-up e disporrà di un più duraturo Hot Bottom Burning (Marigo et al., 2013).

Viste le definizioni date di **ejecta** e **yields** stellari il legame tra le due quantità è:

$$Y_k = E_k - X_{k,0} \Delta M$$

ove $\Delta M = M_i - M_f$ rappresenta la quantità totale di massa persa. Come detto precedentemente, Y_k definisce gli yields stellari, E_k rappresenta gli ejecta, ossia la quantità totale di massa di elemento k persa nel mezzo interstellare durante l'intero tempo di vita della stella e X_0 è riferito alla frazione di massa iniziale dell'elemento.

Attraverso questa formula è ancora una volta evidente che, vista la quantità sempre positiva di E_k , gli yields stellari saranno positivi se l'ejecta del prodotto immesso in ISM sarà maggiore rispetto alla quantità iniziale dell'elemento stesso. Y_k sarà invece negativo se l'abbondanza iniziale di un determinato isotopo è maggiore rispetto a quella espulsa.

In questo capitolo vengono forniti gli andamenti sia degli ejecta sia degli yields stellari prodotti da diversi gruppi di ricerca che hanno adottato input diversi nei loro calcoli di evoluzione.

In particolare si sono considerati per questo lavoro i risultati ottenuti con il codice MONSTAR (Karakas (2010)), con il codice F.R.U.I.T.Y. e quelli acquisiti attraverso lo studio di due diversi set (SET007 e SET035) ottenuti con il codice COLIBRI.

4.2 Confronto tra modelli: gli ejecta

In questa sezione vengono confrontati i risultati degli ejecta ottenuti con tre diversi modelli evolutivi per metallicità pari a $Z=0.004$, $Z=0.008$ e $Z=0.02$. Solo nella successiva sezione si porrà l'attenzione sul lavoro fatto di ricavare gli yields e paragonare il loro andamento con altri presenti in letteratura.

Si ricorda che in assenza della metallicità $Z=0.004$ per il codice *F.R.U.I.T.Y.* si è considerata la vicina $Z=0.003$ e che i risultati ottenuti da *MONSTAR* sono relativi ai parametri utilizzati in Karakas (2010).

Il primo gruppo di elementi in figura 4.1 mostra gli andamenti degli ejecta di diversi elementi, in funzione della massa iniziale, alla più bassa delle metallicità considerate: $Z=0.004$.

I diversi isotopi considerati sono: ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O , ^{18}O , ^{19}F , ^{20}Ne , ^{21}Ne , ^{22}Ne , ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{25}Mg , ^{26}Mg e ^{28}Si .

In blu vengono mostrati i prodotti emessi dalla stella durante l'intero tempo di vita ottenuti con il codice *F.R.U.I.T.Y.*, in verde quelli rilasciati da *MONSTAR* e in rosso quelli relativi a *COLIBRI*. Vengono prima analizzati i risultati connessi al SET007 e subito dopo quelli riferiti al SET035.

Come si vede in figura 4.1, sebbene vi sia un buon accordo per piccole masse iniziali nella maggior parte degli elementi trattati, gli andamenti mostrati da ogni modello si discostano molto da quelli degli altri: fatta eccezione infatti per ^{28}Si , ^{16}O , ^{20}Ne e ^{24}Mg tutte le altre specie presentano quantità espulse completamente diverse a seconda del modello che le ha generate.

Significative sono le differenze che si riscontrano negli isotopi del carbonio. Sebbene la quantità di ^{12}C espulsa per piccole masse mostri curve simili, tali andamenti vengono spezzati però attorno a $3M_{\odot}$ dove si registra addirittura un crollo se si considera il codice *COLIBRI*. Alla stessa massa invece l'ejecta determinata con il codice evolutivo *MONSTAR* è addirittura massima. Queste differenze sono ascrivibili ai maggiori tempi di vita della fase TP-AGB previsti dai modelli *MONSTAR*.

Il ^{13}C è caratterizzato da valori di ejecta simili nei 3 modelli, se si considerano $M_i \leq 3M_{\odot}$. Il brusco aumento registrato dal modello *MONSTAR*, viene riscontrato solo per masse ben maggiori ($4.5M_{\odot}$) e in modo più attenuato da *COLIBRI*. L'isotopo ^{14}N vede una buona corrispondenza tra i 3 modelli fino ad $M_i=3.5M_{\odot}$, dopo di che il forte incremento osservato per il modello *MONSTAR* non viene invece registrato dagli altri due.

Fatta eccezione per piccole masse, i risultati di ^{15}N , ^{18}O e ^{21}Ne ottenuti con i tre diversi modelli sono completamente divergenti. Per ^{17}O le discrepanze iniziano già per $M_i=2M_{\odot}$.

Gli isotopi del magnesio presentano invece un buon accordo tra i risultati ottenuti con *COLIBRI* e *F.R.U.I.T.Y.* che però discordano di *MONSTAR* già attorno a $M_i = 2.5M_{\odot}$. Quest'ultimo modello vede infatti un forte aumento delle abbondanze di magnesio emesse nell'intero tempo di vita della stella.

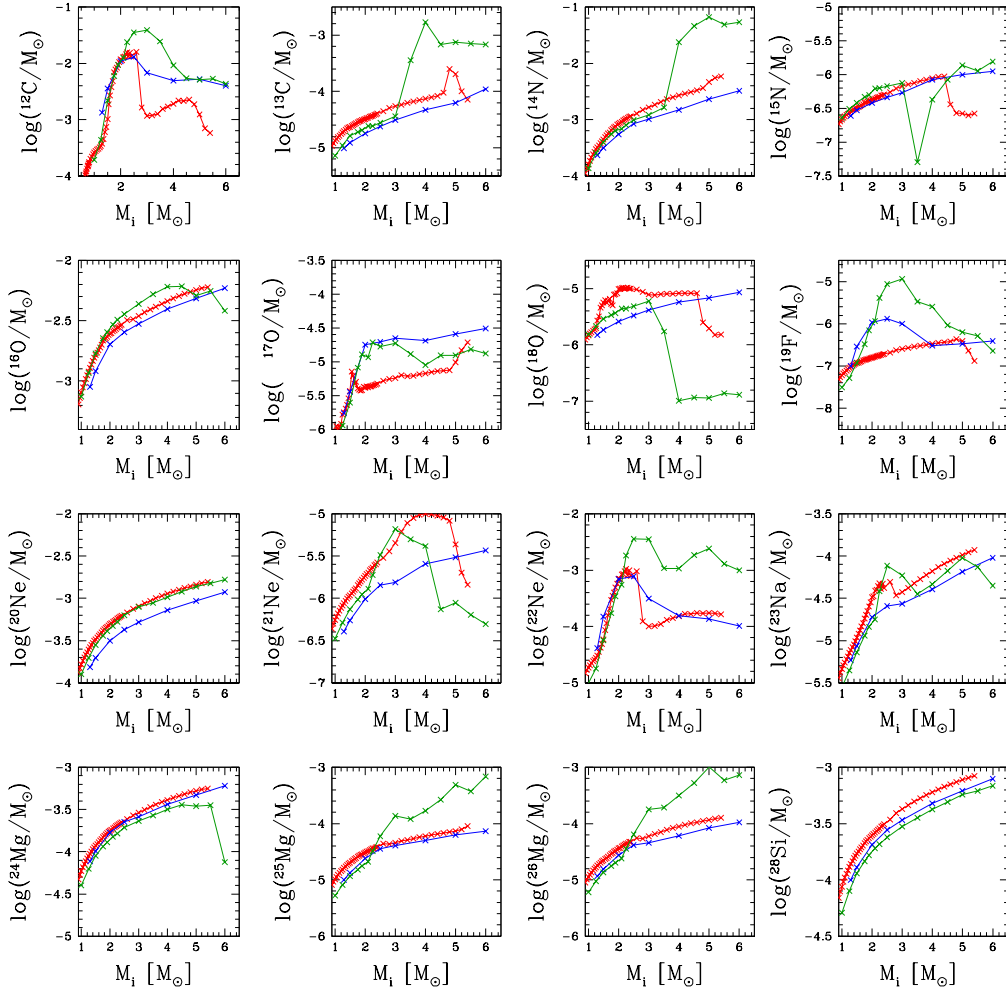


Figura 4.1: Ejecta stellari per l'intero tempo di vita, distinti per ogni elemento in funzione della massa iniziale. La metallicità studiata in questo caso è $Z=0.004$. Il colore blu rappresenta i risultati ottenuti con il modello F.R.U.I.T.Y., il verde è relativo agli ejecta determinati da MONSTAR e in rosso vengono mostrati gli esiti ottenuti considerando il SET007 del codice COLIBRI.

Il ^{19}F , sebbene presente nelle figure, non è oggetto di studio in questa tesi in quanto la sua nucleosintesi non è ancora implementata nel codice COLIBRI.

Considerando la stessa metallicità, la figura 4.2 mostra gli andamenti degli ejecta ottenuti stavolta con il SET035 del codice COLIBRI.

Poiché i risultati sono simili a quanto detto precedentemente, si richiede di porre l'attenzione solo al trend definito dal tratto rosso associato a COLIBRI.

Viene inoltre riscontrato un forte aumento dell'isotopo ^{25}Mg a masse maggiori.

La figura 4.3 mostra gli ejecta ottenuti valutando una metallicità di poco superiore,

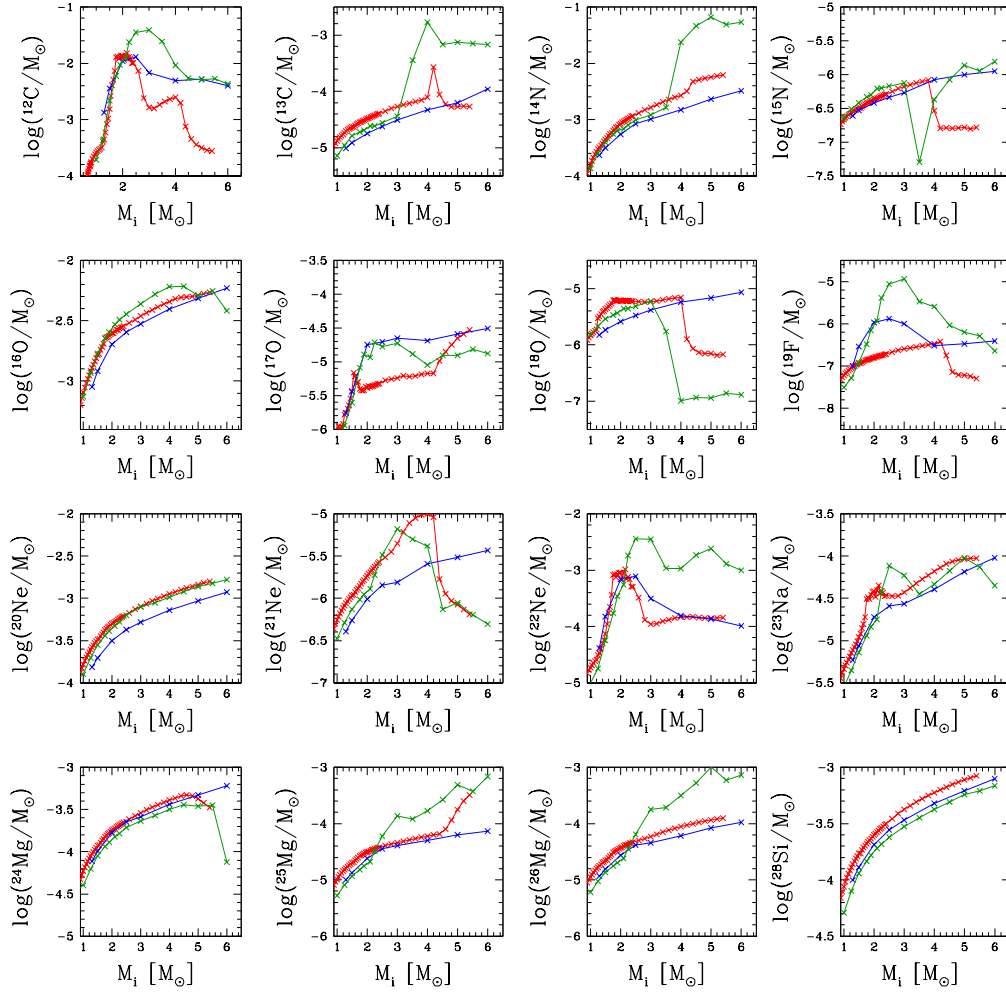


Figura 4.2: Ejecta stellari per l'intero tempo di vita, distinti per ogni elemento in funzione della massa iniziale. La metallicità studiata in questo caso è $Z=0.004$. Il colore blu rappresenta i risultati ottenuti con il modello F.R.U.I.T.Y., il verde è relativo agli ejecta determinati da MONSTAR e in rosso vengono mostrati gli esiti ottenuti considerando il **SET035** del codice COLIBRI.

$Z=0.008$. Il SET007 in esame mostra un andamento dell'emissione di ^{12}C molto simile a quella di cui trattato sopra tanto più che la linea blu sembra non aver subito modifiche e tutti modelli sembrano combaciare per masse piccole. I valori raggiunti sono però leggermente diversi: il modello MONSTAR registra una diminuzione dell'elemento fino a $0.06M_{\odot}$, avvicinandosi al modello di F.R.U.I.T.Y., mentre il modello COLIBRI rimane a valori maggiori rispetto alle quantità riscontrate nei modelli precedentemente trattati.

L'abbondanza dell'isotopo di ^{13}C con il modello segnalato dalla curva rossa mostra il raggiungimento di valori superiori rispetto a quelli che si erano ottenuti a $Z=0.004$.

Opposto è invece il caso dell'andamento in verde che non riesce a raggiungere il

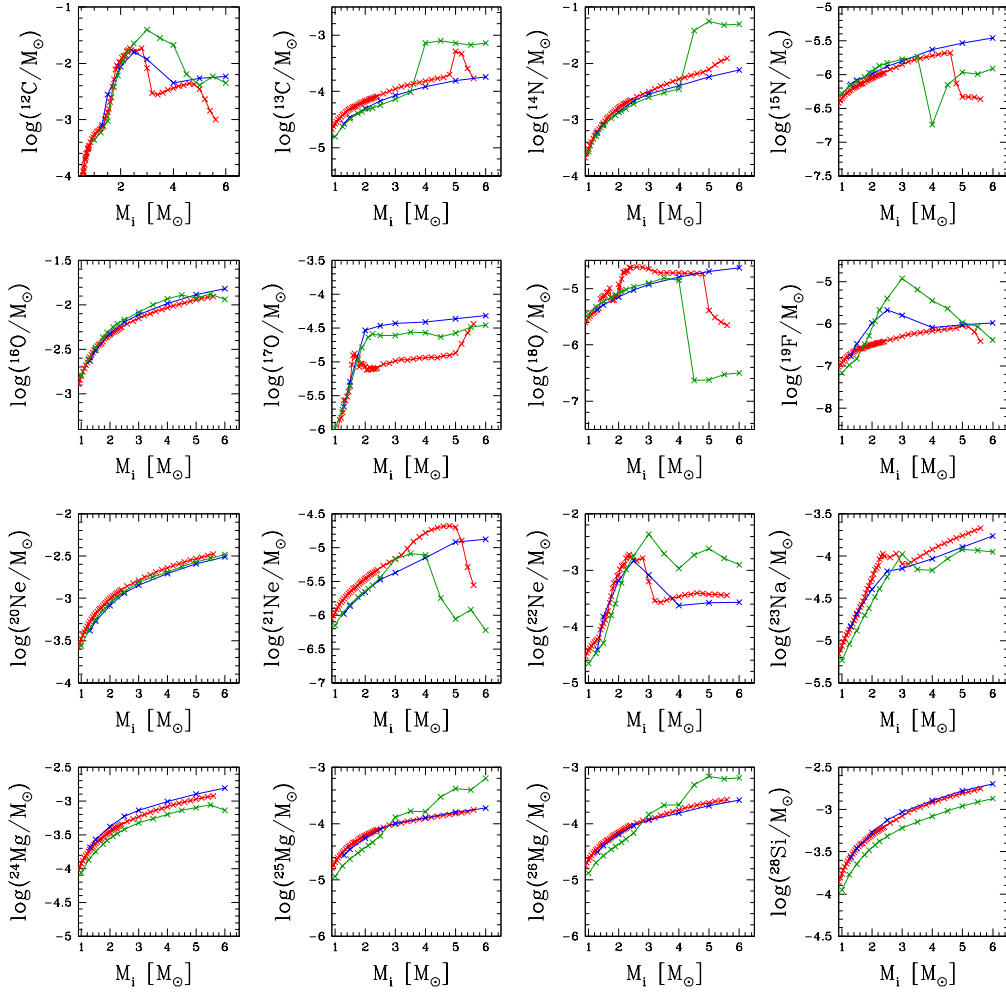


Figura 4.3: Ejecta stellari per l'intero tempo di vita, distinti per ogni elemento in funzione della massa iniziale. La metallicità studiata in questo caso è $Z=0.008$. Il colore blu rappresenta i risultati ottenuti con il modello F.R.U.I.T.Y., il verde è relativo agli ejecta determinati da MONSTAR e in rosso vengono mostrati gli esiti ottenuti considerando il SET007 del codice COLIBRI.

picco oltre il valore di $0.001M_{\odot}$.

Nel grafico che mostra gli ejecta di ^{14}N si nota che i modelli si differenziano a $M_i=4M_{\odot}$ e non più a 3.5 come nei modelli precedenti. Viene emessa una minor quantità di ^{15}N a masse maggiori, mentre la forte depressione (questa volta registrata a $4M_{\odot}$ e non più a 3.5) segna che la minor quantità possibile emessa di tale isotopo è comunque maggiore di 10^{-7} rimanendo quindi valori più grandi rispetto ai modelli precedenti.

Simili sono gli andamenti e i valori di ejecta ottenuti per gli isotopi dell'ossigeno, ^{20}Ne (che mostra addirittura un miglior accordo tra i diversi modelli rispetto a $Z=0.004$ e ^{22}Ne (che però risulta essere più appuntito rispetto ai precedenti casi analizzati).

Per quanto riguarda l'isotopo del neon ^{21}Ne , COLIBRI registra maggiori quantità di

ejecta durante l'intero tempo di vita stellare, implicando che tale modello considera quindi una maggiore abbondanza dell'elemento nella stella rispetto a modelli con metallicità inferiori.

Anche l'andamento di ^{23}Na è molto simile a quanto riscontrato nelle altre figure analizzate, ma questa volta si sottolinea che vengono raggiunti valori maggiori per masse $\sim 2.5M_{\odot}$.

Considerando gli isotopi del magnesio, possiamo affermare che in questo caso ^{24}Mg non sperimenta più il repentino crollo tipico a $M_i=5.5M_{\odot}$ visto con $Z=0.004$, ma rimane attorno a valori di poco minori di $0.001M_{\odot}$. Viene prevista da COLIBRI una maggior quantità emessa di ^{25}Mg e ^{26}Mg rispetto a quella risultante da modelli con metallicità minori, tanto che in questo caso si raggiunge e si supera il valore di $0.0001M_{\odot}$ per stelle di masse intermedie.

Per questi isotopi buona è la corrispondenza tra i risultati ottenuti da F. R. U. I. T. Y. e COLIBRI, ma entrambi discostano da quanto risultante dal modello MONSTAR.

Anche ^{28}Si nel caso di $Z=0.008$ mostra un buon accordo tra i diversi modelli considerati e vengono in questo caso raggiunti valori di ejecta maggiori, fino a superare $0.001M_{\odot}$.

Passando invece al SET035, si registra una maggiore abbondanza di ^{18}O espulso per $M_i=2.5M_{\odot}$ arrivando a superare il valore di $10^{-5}M_{\odot}$. L'emissione di tale isotopo analizzata con il set 007 non raggiunge valori così elevati. Contrario è invece quanto si osserva per $M_i = 5.5M_{\odot}$ dove il materiale emesso è invece inferiore rispetto a quanto calcolato precedentemente.

Assieme ad una diminuzione di ^{19}F per valori di $M_i=4.5M_{\odot}$, comportando una minore abbondanza emessa di tale elemento, si riscontra anche una maggiore quantità di ^{25}Mg per masse $\sim 5M_{\odot}$.

Le abbondanze di ^{21}Ne sono minori rispetto a quelle misurate con SET007, infatti mentre in quest'ultimo caso si arriva ad un'emissione $> 10^6$, per l'insieme di input rappresentato in figura 4.4 relativo al SET035 a fatica si raggiunge il valore di 10^6 .

Per ultima si analizzano gli ejecta relativi alla maggiore metallicità considerata, $Z=0.02$. In figura 4.5 si registra un buon accordo tra i tre diversi modelli per alcuni elementi come gli isotopi del magnesio, ^{20}Ne , ^{16}O e ^{28}Si ove però si riscontra una curva più bassa per il modello di MONSTAR.

La buona corrispondenza tra i modelli è mostrata anche da ^{14}N ma viene interrotta a masse maggiori dove il codice MONSTAR registra un incremento non condiviso da altri modelli che inizia a $MM_i=4.5M_{\odot}$ e si appiattisce a $5.5M_{\odot}$.

I range di emissioni di ^{12}C e ^{13}C si assottigliano. Confrontando gli andamenti di ^{12}C previsti da COLIBRI a metallicità diverse per masse maggiori, si nota che alla decrescita delle abbondanze riscontrata a minori metallicità, viene in questo contrapposto un aumento. La quantità di ^{13}C emessa durante l'intero tempo di vita della stella si aggira attorno a valori maggiori per $Z=0.02$.

Una miglior corrispondenza tra i risultati relativi ai 3 diversi modelli si riscontra anche per ^{19}F mentre le emissioni di ^{22}Ne risultano essere più elevate per queste metallicità. Le emissioni di ^{18}O risultano essere sempre $> 10^{-6}$ e arrivano ad un massimo pari a $> 10^{-4}$ per $M_i=3M_{\odot}$. Lo stesso COLIBRI registra valori di ejecta di questo elemento

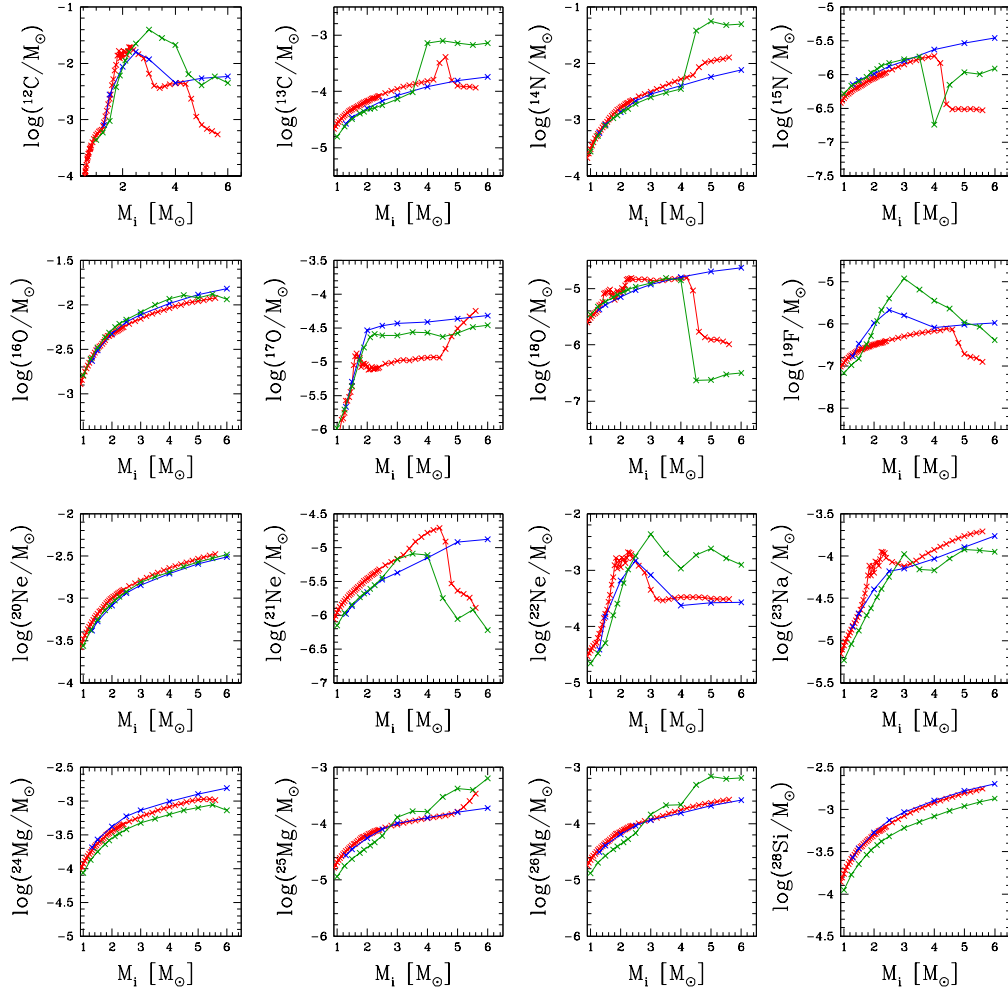


Figura 4.4: Ejecta stellari per l'intero tempo di vita, distinti per ogni elemento in funzione della massa iniziale. La metallicità studiata in questo caso è $Z=0.008$. Il colore blu rappresenta i risultati ottenuti con il modello F.R.U.I.T.Y., il verde è relativo agli ejecta determinati da MONSTAR e in rosso vengono mostrati gli esiti ottenuti considerando il **SET035** del codice COLIBRI.

$> 5 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$. La decrescita prevista da MONSTAR per questo isotopo dell'ossigeno viene ritardata rispetto ai modelli con minori metallicità.

Confrontando i risultati del SET007 con il SET035, rappresentato in figura 4.6, si riscontra che i tre diversi modelli hanno un buon accordo per gli elementi ^{25}Mg , ^{26}Mg , ^{14}N e ^{23}Na .

Per la prima volta tra tutti i grafici trattati fino ad ora, si nota che l'andamento degli ejecta in Ne20 si discosta dagli altri due modelli posizionandosi su valori minori. Altri esempi in cui i modelli MONSTAR e F.R.U.I.T.Y. producono simili risultati tra loro ma maggiori rispetto a quelli ottenuti da COLIBRI si vedono in ^{15}N , ^{16}O e ^{17}O .

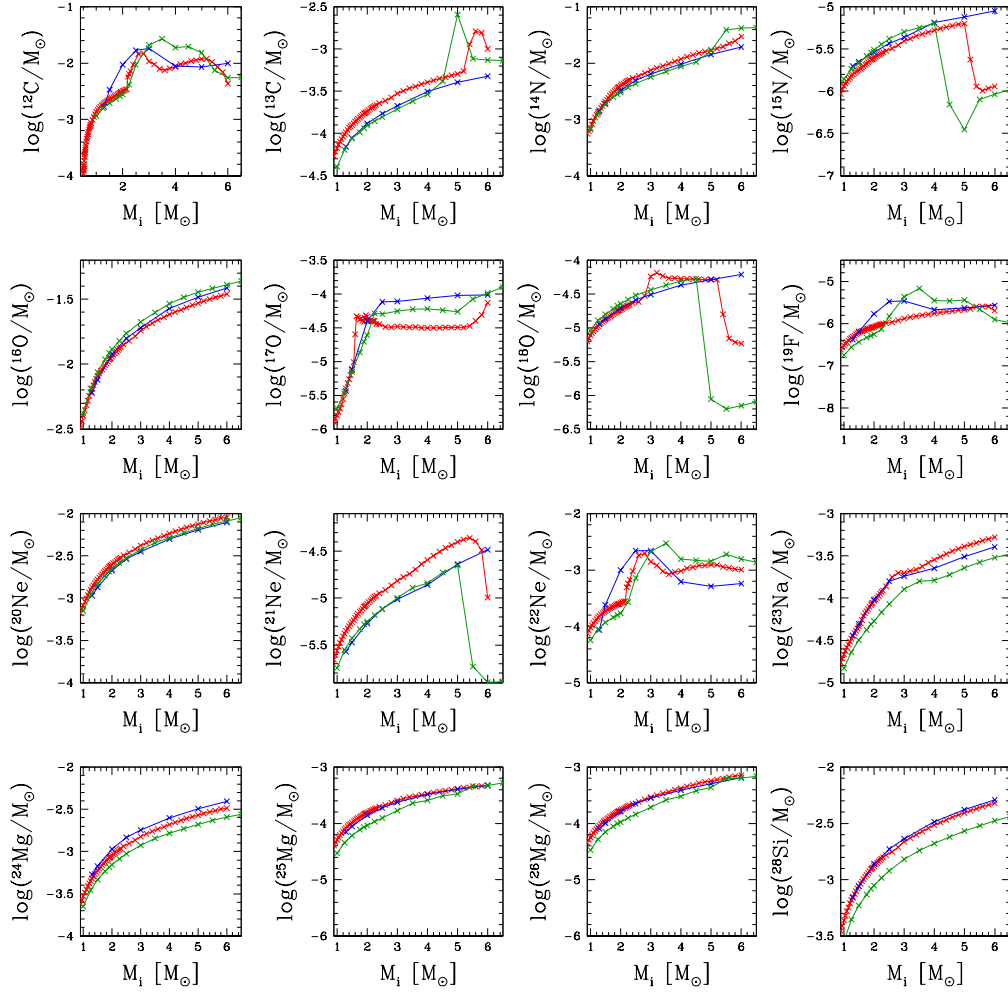


Figura 4.5: Ejecta stellari per l'intero tempo di vita, distinti per ogni elemento in funzione della massa iniziale. La metallicità studiata in questo caso è $Z=0.02$. Il colore blu rappresenta i risultati ottenuti con il modello F . R . U . I . T . Y . , il verde è relativo agli ejecta determinati da MONSTAR e in rosso vengono mostrati gli esiti ottenuti considerando il **SET007** del codice COLIBRI.

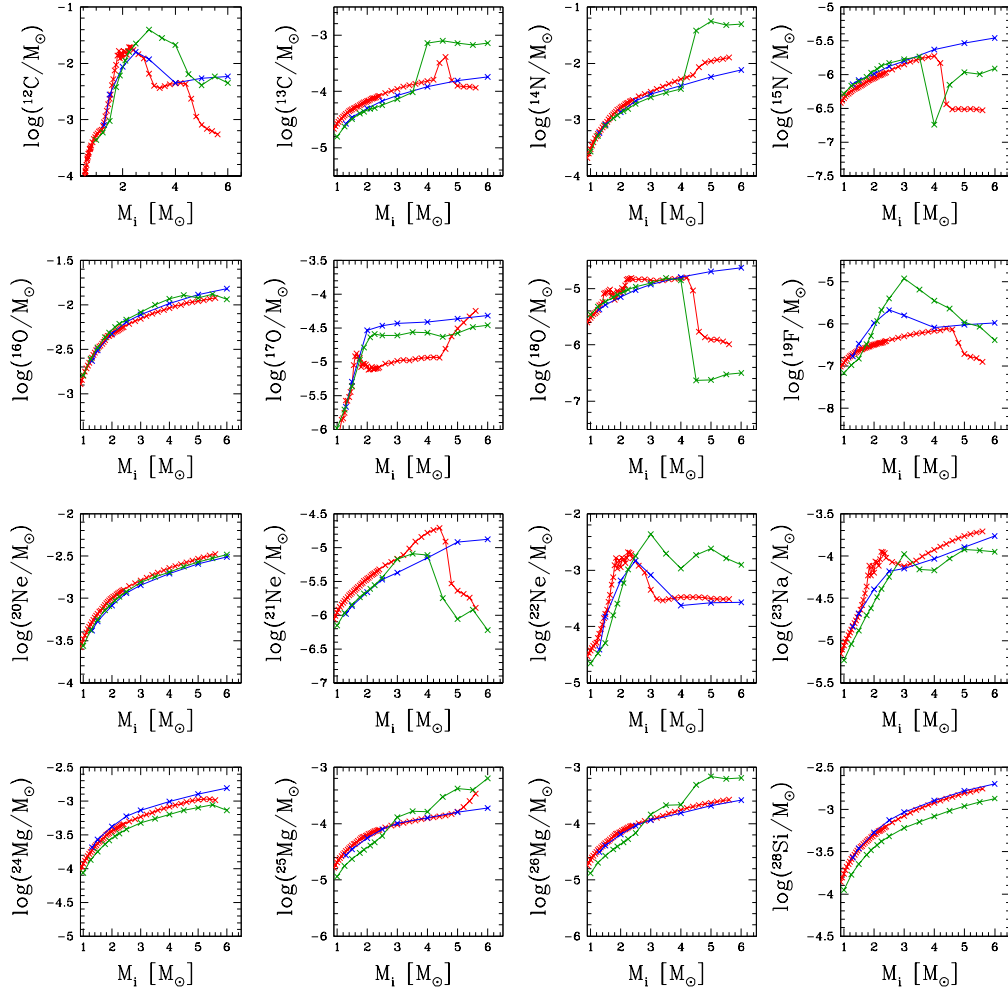


Figura 4.6: Ejecta stellari per l'intero tempo di vita, distinti per ogni elemento in funzione della massa iniziale. La metallicità studiata in questo caso è $Z=0.02$. Il colore blu rappresenta i risultati ottenuti con il modello F . R . U . I . T . Y . , il verde è relativo agli ejecta determinati da MONSTAR e in rosso vengono mostrati gli esiti ottenuti considerando il **SET035** del codice COLIBRI.

In ^{28}Si e ^{24}Mg tutti e tre hanno simili andamenti ma forniscono diversi valori di ejecta.

4.3 Confronto tra modelli: gli yields

In questa sezione vengono confrontati i risultati relativi agli yields stellari ossia alle quantità espulse nel mezzo interstellare a seguito di nucleosintesi nella fase TP-AGB delle stelle.

I dati relativi ai modelli MONSTAR e F.R.U.I.T.Y. sono già presenti in letteratura.

Gli yields di ogni elemento (k) del modello COLIBRI si sono ottenuti a partire dagli ejecta attraverso la formula:

$$Y_k = E_k - X_{k,0} \cdot (M_i - M_f)$$

Per prima cosa si sono dovuti calcolare i valori di $X_{k,0}$ e per farlo si è utilizzata la relazione

$$\frac{X_{k,0}}{Z} = \frac{X_{k,\odot}}{Z_\odot}$$

dove $X_{k,0}$ rappresenta l'abbondanza della specie k espulsa, Z indica la metallicità che viene considerata nel modello, $X_{k,\odot}$ raffigura la quantità di elemento k emesso dal sole ed infine $Z_\odot$ esprime la metallicità tipica del sole che si attesta essere $Z_\odot=0.0014$.

Al fine di determinare il valore di $X_{k,0}$, viene applicata la seguente uguaglianza:

$$X_{k,0} = \frac{X_{k,\odot}}{Z_\odot} Z$$

Sono quindi poi stati calcolati i valori $\frac{X_{k,\odot}}{Z_\odot}$ che vengono riportati in tabella 4.1, relativi ai diversi elementi.

Vengono di seguito illustrati i risultati ottenuti dall'applicazione delle precedenti formule al caso esemplificativo del ^{12}C .

Dalla tabella 4.1 si nota che il rapporto per l'isotopo del carbonio in esame è pari a

$$\frac{X_{^{12}\text{C},\odot}}{Z_\odot} = 1.79980 \cdot 10^{-1}$$

Considerando poi $Z=0.004$, come metallicità dimostrativa, la formula diventa:

$$Y_{C^{12}} = E_{C^{12}} - (1.79980 \cdot 10^{-1}) \cdot 0.004 \cdot (M_{ini} - M_{fin})$$

Conoscendo quindi massa iniziale, massa finale ed ejecta è possibile determinare i valori degli yields.

In tabella 4.3 vengono forniti gli strumenti per poter operare e i risultanti yields ottenuti per l'isotopo del carbonio in questione. Come si può facilmente notare dalla tabella, gli ejecta risultano essere sempre positivi mentre gli yields assumono sia valori positivi che negativi, coerentemente con quanto affermato nella sezione 4.1.

Questa procedura è stata eseguita per ogni singolo elemento, per tutte le metallicità fino ad ora considerate ($Z=0.004$, $Z=0.008$ e $Z=0.02$) e per entrambi i set di COLIBRI.

Una volta ottenuta questa grande quantità di dati, si sono generati i grafici relativi agli yields stellari in funzione della massa iniziale dove vengono presentati i confronti

Elementi(k)	$X_{k,\odot} / Z_{\odot}$
^{12}C	1.79980e-01
^{13}C	2.01325e-03
^{14}N	4.85195e-02
^{15}N	1.11365e-04
^{16}O	4.40090e-01
^{17}O	1.67190e-04
^{18}O	8.82300e-04
^{19}F	3.30515e-05
^{20}Ne	9.40650e-02
^{21}Ne	2.25485e-04
^{22}Ne	6.91650e-03
^{23}Na	2.35510e-03
^{24}Mg	3.49880e-02
^{25}Mg	4.42945e-03
^{26}Mg	4.87680e-03
^{26}Al	0.00000e+00
^{27}Al	3.81630e-03
^{28}Si	4.40380e-02

Tabella 4.1: Tabella che rappresenta il rapporto $\frac{X_{k,\odot}}{Z_{\odot}}$ relativo ad ogni singolo elemento oggetto dello studio di tesi.

tra i 3 diversi modelli.

La figura 4.7 rappresenta le abbondanze degli elementi espulsi nel mezzo interstellare a seguito di una produzione avvenuta durante la fase TP-AGB. Tali yields sono relativi ad una metallicità pari a $Z=0.004$ e, come per gli ejecta, in blu vengono indicati i valori ricavati con F.R.U.I.T.Y., in verde con MONSTAR e in rosso quelli ottenuti considerando il **SET007** di COLIBRI.

La prima cosa che si riscontra è che difficilmente si arriva ad un buon accordo tra i risultati dei tre diversi modelli.

COLIBRI e F.R.U.I.T.Y. mostrano gli stessi esiti negli isotopi del magnesio, in ^{22}Ne e ^{14}N , ma in tutti e 5 i casi, in corrispondenza di $M > 2.5M_{\odot}$, sono presenti chiare differenze con MONSTAR che dichiara valori molto maggiori rispetto ai primi due modelli.

Prendendo infatti come esempio il caso di ^{14}N si nota che per masse $M_i=5M_{\odot}$ MONSTAR attesta uno yield massimo pari a $Y=0.065M_{\odot}$ mentre F.R.U.I.T.Y. e COLIBRI sono caratterizzati rispettivamente da yields pari a $Y=0.002M_{\odot}$ e $Y=0.004M_{\odot}$.

Considerando il grafico riguardante ^{12}C , una buona corrispondenza si trova per $M < 2M_{\odot}$ tra tutti e 3 i modelli ma da tale massa in poi si nota che MONSTAR arriva a toccare valori ben più alti ($Y=0.038M_{\odot}$), mentre F.R.U.I.T.Y. e COLIBRI ottengono lo stesso valore massimo $Y=0.012$. A masse maggiori (già a $M=3M_{\odot}$) solo i risultati presentati per la prima volta in questo lavoro di tesi arrivano a valori negativi, mentre i due mo-

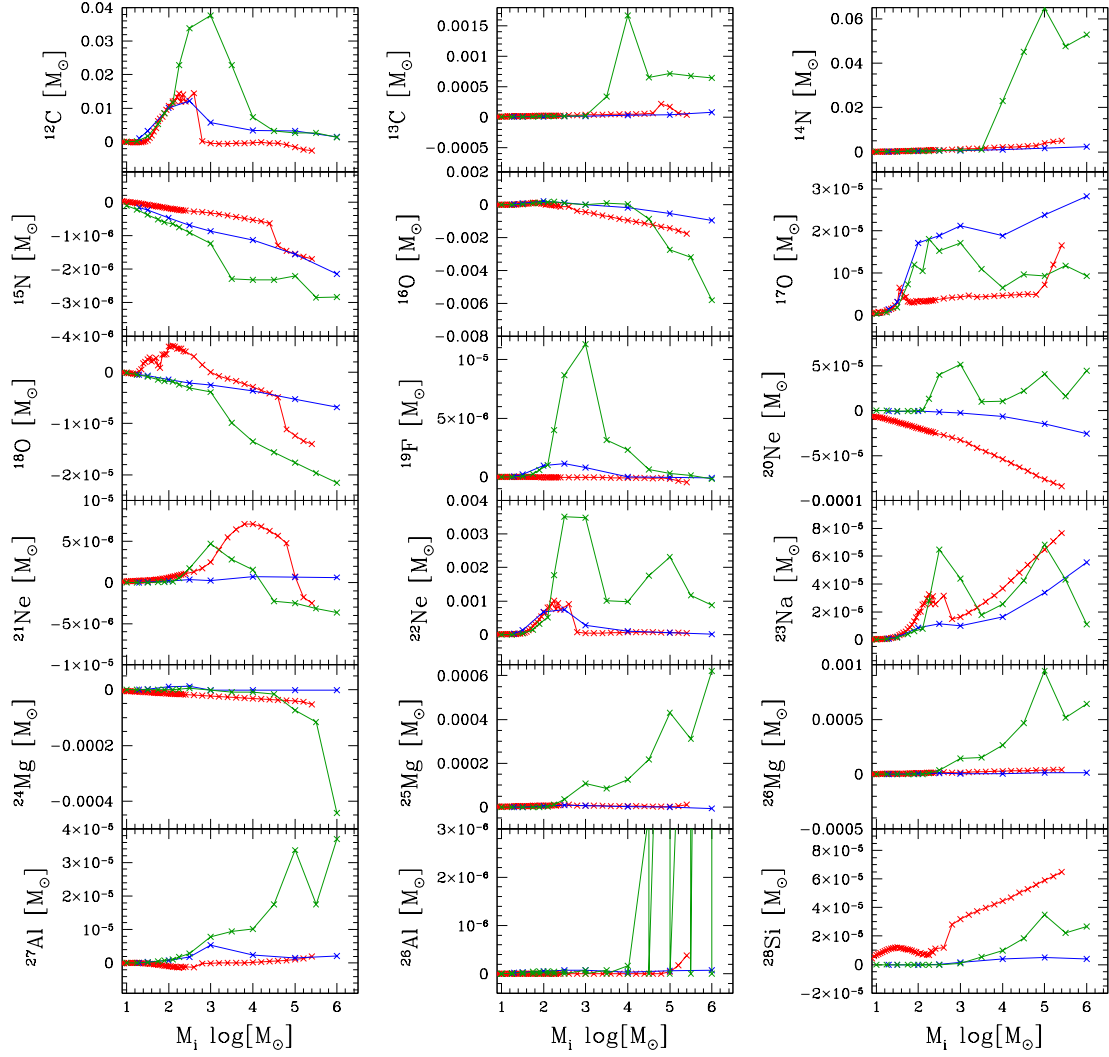


Figura 4.7: Abbondanze degli elementi espulsi nel mezzo interstellare dopo essere stati prodotti durante la fase TP-AGB. Ogni riquadro rappresenta gli yields relativi ad un diverso elemento in funzione della massa iniziale, considerando una metallicità $Z=0.004$. Il colore blu rappresenta i risultati ottenuti con il modello F.R.U.I.T.Y., il verde è relativo agli ejecta determinati da MONSTAR e in rosso vengono mostrati gli esiti ottenuti considerando il **SET007** del codice COLIBRI.

delli presenti in letteratura raggiungono un'intesa negli andamenti senza mai riscontrare distruzione dell'isotopo.

Per quanto concerne il caso di ^{13}C di nuovo viene mantenuto un buon accordo tra i tre modelli fino a $M < 3M_{\odot}$. Dopo ciò la linea verde rappresentante MONSTAR schizza a valori ben più alti, mentre le linee rossa e blu proseguono il loro cammino in buona armonia sebbene COLIBRI preveda un leggero innalzamento a $5M_{\odot}$.

Considerando il caso di ^{15}N si nota innanzitutto che per tutti e 3 i modelli vi è una distruzione dell'elemento poichè gli yields hanno valori negativi: per MONSTAR la di-

struzione è più forte ed è elevata già a masse minori; COLIBRI attesta una distruzione meno brusca di tale elemento e non arriva a valori bassi quanto il modello in verde; infine F.R.U.I.T.Y. si colloca tra gli andamenti degli altri due modelli ritrovandosi in buon accordo con il primo per $M < 2.5M_{\odot}$ e con il secondo per $M > 4.5M_{\odot}$.

I grafici riguardanti gli isotopi dell'ossigeno ^{16}O e ^{18}O mostrano una distruzione di tali elementi sebbene sempre caratterizzati da valori drasticamente minori per il codice MONSTAR. Quest'ultimo modello mostra infatti yields pari rispettivamente a $Y_{^{16}\text{O}} = -0.006M_{\odot}$ e $Y_{^{18}\text{O}} = -2.16 \cdot 10^{-5}M_{\odot}$, inferiori a quanto riscontrato da F.R.U.I.T.Y. $Y_{^{16}\text{O}} = -0.001M_{\odot}$ e $Y_{^{18}\text{O}} = -6.87 \cdot 10^{-6}M_{\odot}$ o da COLIBRI con $Y_{^{16}\text{O}} = -0.002M_{\odot}$ e $Y_{^{18}\text{O}} = -1.4 \cdot 10^{-5}M_{\odot}$. Si nota inoltre che COLIBRI, a differenza degli altri, ottiene una quantità positiva di ^{18}O per $M < 3M_{\odot}$.

Più delicata è invece la situazione di ^{17}O che mostra che, nonostante il buon accordo tra i 3 per $M < 1.5M_{\odot}$, COLIBRI si discosta molto dagli andamenti risultanti dagli altri modelli mantenendo una molto più bassa produzione di questo isotopo fino a $5M_{\odot}$, per poi aumentare fino a superare addirittura il valore previsto da MONSTAR per $M > 5M_{\odot}$. L'abbondanza massima di $Y_{^{17}\text{O}}$ per COLIBRI si attesta valere $1.652 \cdot 10^{-5}$.

L'abbondanza degli yields del ^{19}F non è oggetto di studio della tesi.

Significativo è il caso di ^{20}Ne che mostra forti differenze tra i diversi risultati tanto che, mentre per il modello in verde viene prodotto, per il rosso e il blu viene distrutto. COLIBRI testimonia una più profonda distruzione di tale elemento.

Il secondo isotopo del neon considerato vede un buon accordo tra i modelli per $M < 2M_{\odot}$ che poi si interrompe mostrando un andamento quasi costante di F.R.U.I.T.Y. con uno yields che si aggira attorno al valore nullo. Per $M_i = 4M_{\odot}$ nel pannello riguardante ^{21}Ne è visibile un'intersezione tra i risultati di MONSTAR e F.R.U.I.T.Y. che testimoniano che per entrambi a tale massa tanto elemento viene prodotto e tanto viene poi distrutto. Per COLIBRI in corrispondenza di tale punti si trova invece un massimo di abbondanza espulsa nel mezzo interstellare affermando la produzione di tale elemento nella fase TP-AGB. Solo per $M > 5M_{\odot}$ ^{21}Ne inizia ad essere distrutto anche per COLIBRI.

Di nuovo per $M < 2M_{\odot}$ si riscontra un buon accordo anche nel caso di ^{23}Na ma a masse maggiori gli andamenti si discostano, sebbene la crescita nelle abbondanze sia prevista da tutti i modelli.

Diverso è invece il caso del silicio che mostra un buon accordo tra gli andamenti generati da MONSTAR e F.R.U.I.T.Y. fino a $3M_{\odot}$ ma da tale valore della massa iniziale in poi l'andamento in blu aumenta lievemente, mentre quello verde sale vertiginosamente. Per questo elemento i risultati ottenuti con questo lavoro di tesi mostrano che viene prevista una ben più forte produzione rispetto a quella riscontrata da altri modelli per ^{28}Si .

Prendendo ora in esame il **SET035**, mostrato in figura 4.8, vengono di seguito trattate le principali differenze negli andamenti delineati con il rosso rispetto a quanto ottenuto con il set precedente, al fine di porre l'accento su quanto possa incidere la scelta degli input all'interno dei modelli.

Innanzitutto si nota che la distruzione di ^{12}C inizia già a $4M_{\odot}$, quindi ad una massa minore rispetto a quanto riscontrato con il SET007. Il ^{13}C vede la sua massima produ-

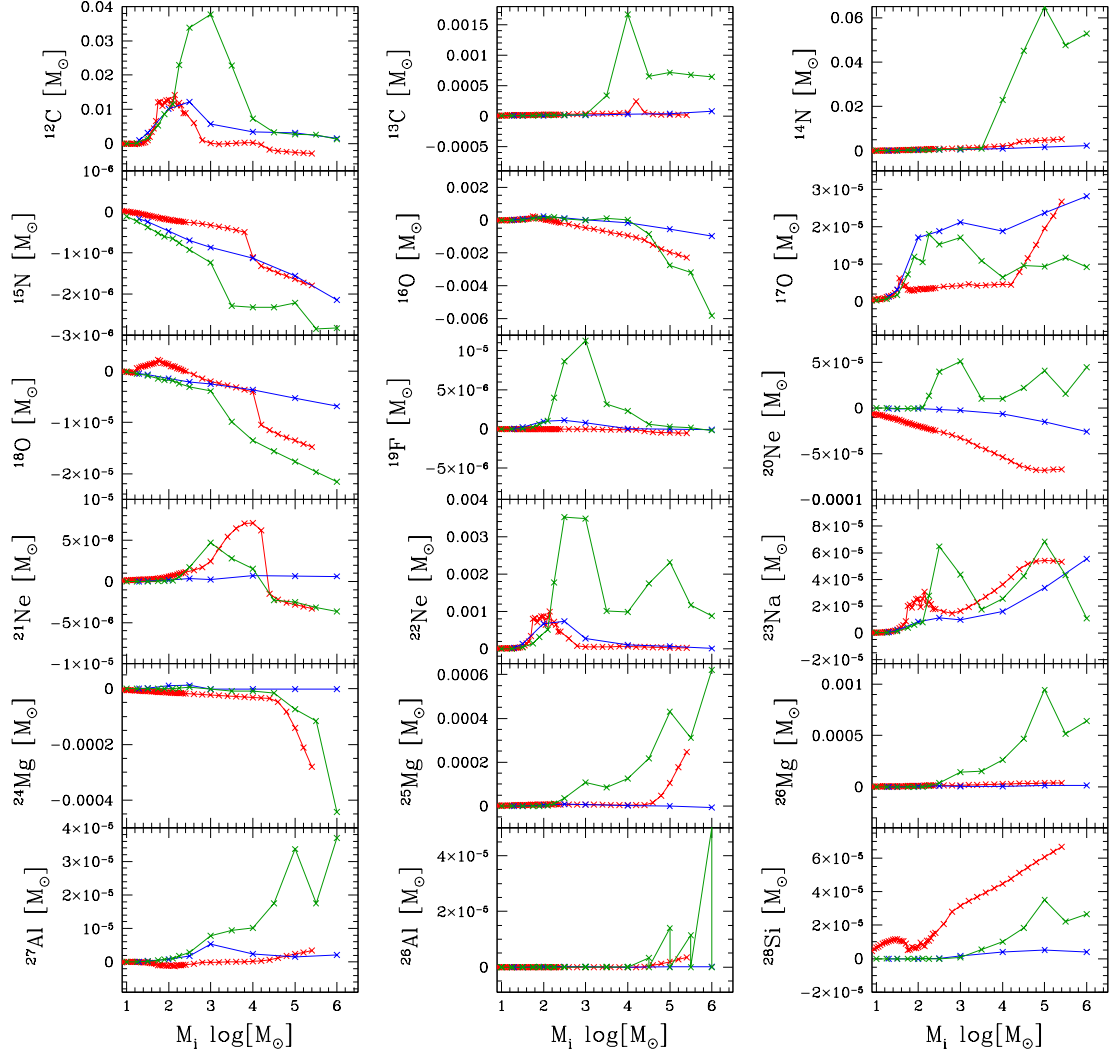


Figura 4.8: Abbondanze degli elementi espulsi nel mezzo interstellare dopo essere stati prodotti durante la fase TP-AGB. Ogni riquadro rappresenta gli yields relativi ad un diverso elemento in funzione della massa iniziale, considerando una metallicità $Z=0.004$. Il colore blu rappresenta i risultati ottenuti con il modello F.R.U.I.T.Y., il verde è relativo agli ejecta determinati da MONSTAR e in rosso vengono mostrati gli esiti ottenuti considerando il SET035 del codice COLIBRI.

zione a $M_i=4.2M_\odot$, minore rispetto alle $5M_\odot$ trovate con lo stesso modello evolutivo ma con input diversi.

Anche la forte produzione di ^{17}O si sposta a $4M_\odot$ con un incremento della produzione tale da raggiungere valori superiori a quelli riscontrati da F.R.U.I.T.Y.. ^{18}O viene invece prodotto in minore quantità e la distruzione di ^{20}Ne si attenua a $5M_\odot$.

Mentre il massimo di produzione di ^{21}Ne rimane pressoché invariato ad un valore di $Y \sim 7.11 \cdot 10^{-6}$ in corrispondenza di $4M_\odot$, la sua distruzione inizia già per masse minori a quelle riscontrate nel SET007.

Meno efficiente è la produzione di ^{23}Na , mentre significativi sono i casi di ^{24}Mg e ^{25}Mg .

Il primo isotopo del magnesio viene fortemente distrutto a $M_i=4.6M_\odot$ mentre a partire dalla stessa massa il secondo sperimenta un'intensa produzione che precedentemente non era prevista.

In figura 4.9 vengono mostrati gli yields dei tre modelli relativi alla metallicità $Z=0.008$, considerando che in rosso viene rappresentato il modello **SET007** di COLIBRI.

Viene quindi di seguito fatto un confronto tra i risultati ottenuti con le due diverse metallicità.

Confrontando gli esiti relativi a $Z=0.008$ con quelli precedentemente ottenuti con $Z=0.004$ si nota che per quanto riguarda ^{12}C MONSTAR non prevede grandi differenze, F.R.U.I.T.Y. presenta una produzione maggiore rispetto alla precedente e COLIBRI indica un crollo più pronunciato a partire da $M=5M_\odot$. Si rileva infatti che il secondo modello sopra citato passa da un valore massimo $Y=0.006$ in corrispondenza di $M_i=3M_\odot$ per il modello con $Z=0.004$ ad un valore superiore pari a $Y=0.014$ in corrispondenza di minori masse ($M_i=2.5M_\odot$). Per quanto concerne il SET007 qui in esame di COLIBRI il crollo a partire dalle 5 masse solari è notevole tanto che si può affermare vi sia una diminuzione pari al doppio rispetto al caso con minore metallicità. Ciò si può confutare dallo studio della seguente tabella riguardante gli ultimi valori determinati con $Z=0.004$ e i corrispettivi a $Z=0.008$.

$M_{ini} [M_\odot]$	$Z=0.008$	$Z=0.004$
5	-0.002394	-0.001685
5.4	-0.004947	-0.00259

Le abbondanze espulse di ^{13}C e ^{14}N mostrano un simile destino: entrambi vengono infatti prodotti con maggiore efficienza secondo il codice COLIBRI mentre rimangono a valori di produzione minore rispetto a $Z=0.004$ per il codice MONSTAR. Quest'ultimo modello inoltre prevede che ^{15}N raggiunga valori negativi inferiori ad una massa pari a $M_i=4M_\odot$.

Il valore minimo di ^{16}O riscontrato per le masse maggiori passa da $Y=-0.002M_\odot$ per $Z=0.004$ alla quantità $Y=-0.004M_\odot$ per $Z=0.008$ secondo il modello COLIBRI. Tutti i modelli concordano su un aumento degli yields di ^{17}O , a testimoniare che questo elemento viene prodotto: F.R.U.I.T.Y. continua ad avere i valori più elevati tra tutti i modelli e COLIBRI raggiunge $Y=3 \cdot 10^{-5}M_\odot$ (maggiore rispetto a $Y=2 \cdot 10^{-5}M_\odot$ riscontrato in $Z=0.004$). Per ^{18}O si sono ottenuti risultati simili a quelli conseguiti a metallicità minori, sebbene traslati a valori inferiori.

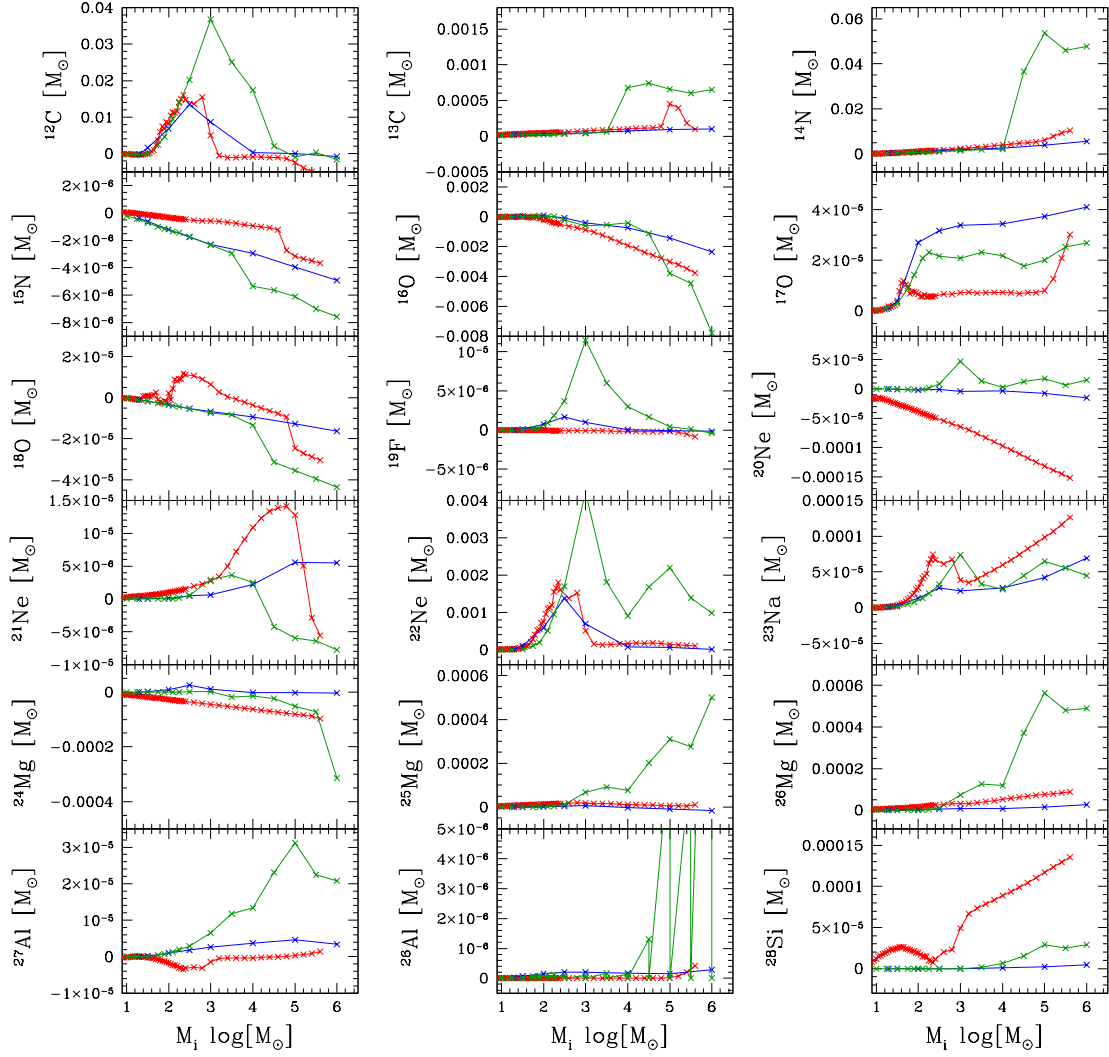


Figura 4.9: Abbonanze degli elementi espulsi nel mezzo interstellare dopo essere stati prodotti durante la fase TP-AGB. Ogni riquadro rappresenta gli yields relativi ad un diverso elemento in funzione della massa iniziale, considerando una metallicità $Z=0.008$. Il colore blu rappresenta i risultati ottenuti con il modello F.R.U.I.T.Y., il verde è relativo agli ejecta determinati da MONSTAR e in rosso vengono mostrati gli esiti ottenuti considerando il **SET007** del codice COLIBRI.

Considerando gli isotopi del neon, ^{20}Ne arriva a valori negativi minori (raggiunge infatti $Y = -1.5 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$). Grandi cambiamenti interessano il ^{21}Ne : a fronte di MONSTAR che determina una maggiore distruzione rispetto a $Z=0.004$ fino ad arrivare a $Y = -1 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$, si riscontra un aumento nella produzione per gli altri due modelli fino ad un massimo ottenuto per COLIBRI che si attesta ad una massa iniziale pari a $M_i = 5 M_{\odot}$. Successivamente per masse intermedie F.R.U.I.T.Y. mostra un andamento costante senza che questo elemento venga mai distrutto, mentre il modello i cui risultati sono stati ricavati in questo lavoro presenta una distruzione che arriva a raggiungere i valori

determinati da MONSTAR. Per i rimanenti isotopi del neon, si riscontrano differenze rispetto alle minori metallicità solo per i risultati ottenuti da COLIBRI che presenta per entrambi una maggiore produzione.

Simili sono inoltre gli esiti delle diverse metallicità per tutti e tre gli isotopi del magnesio, mentre il silicio viene in questo caso largamente prodotto secondo il modello in esame in questa tesi.

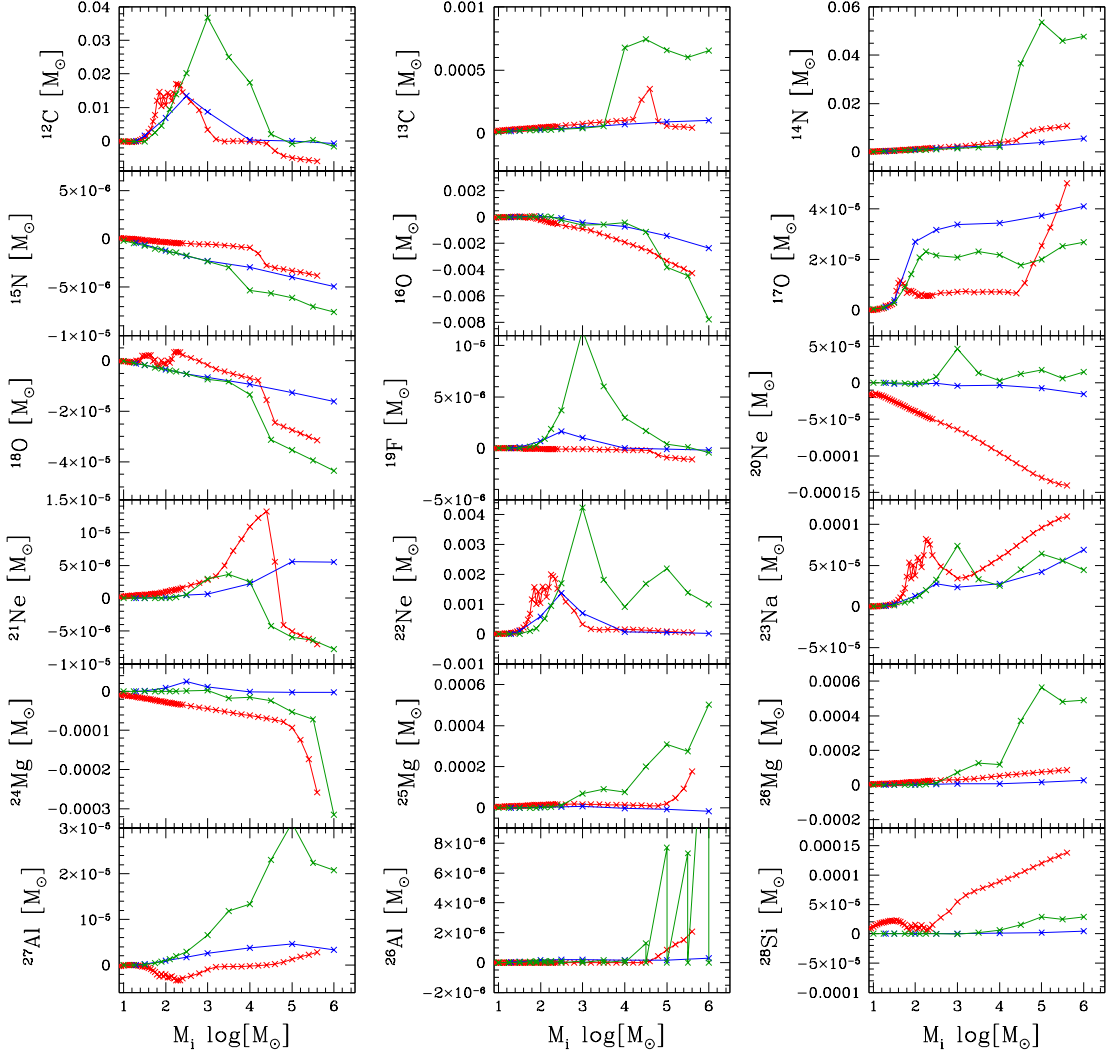


Figura 4.10: Abbondanze degli elementi espulsi nel mezzo interstellare dopo essere stati prodotti durante la fase TP-AGB. Ogni riquadro rappresenta gli yields relativi ad un diverso elemento in funzione della massa iniziale, considerando una metallicità $Z=0.008$. Il colore blu rappresenta i risultati ottenuti con il modello F.R.U.I.T.Y., il verde è relativo agli ejecta determinati da MONSTAR e in rosso vengono mostrati gli esiti ottenuti considerando il **SET035** del codice COLIBRI.

Nella figura 4.10 vengono mostrati i risultati relativi al **SET035** e di seguito illustra-

te le principali differenze rispetto al precedente set di COLIBRI che consideri ancora $Z=0.008$.

Si rileva che la distruzione del ^{12}C inizia ad avvenire per masse leggermente maggiori rispetto al caso precedente ($M_i=3.4M_\odot$ per SET035 e $M_i=3.2M_\odot$ per SET007). Il ^{13}C sperimenta il picco di produzione ad una massa pari a $4.6M_\odot$ per il SET035. Questo non è concorde con quanto si riscontra per il SET007 ove il massimo di produzione si attesta essere a $5M_\odot$. Solo considerando 5 cifre decimali è possibile notare le differenze nei due diversi SET: lo yield massimo per il SET035 si attesta essere pari a $0.00035M_\odot$ mentre per SET007 si riscontra $Y=0.00045M_\odot$.

Molto simile inoltre è l'andamento che si riscontra per ^{16}O : in entrambi i set infatti si arriva ad uno yields minimo pari a $-0.004M_\odot$ che si riscontra per $M_i=5.6M_\odot$. Allo stesso tempo possiamo però affermare che un altro isotopo dell'ossigeno, ^{17}O , è soggetto ad una ben più consistente produzione fino ad un picco massimo pari a $Y=5\cdot 10^{-5}M_\odot$. Questo forte aumento nell'abbondanza inizia già a $M_i=4.2M_\odot$, minore rispetto a quanto riscontrato nel SET007.

Nel caso di ^{21}Ne il picco viene spostato a masse minori rispetto ai risultati ottenuti con set diverso ma stessa metallicità. Il crollo successivo alla forte produzione è in questo caso più repentino e si riesce a riscontrare l'inizio della sua distruzione già a $4.9M_\odot$.

Anche ^{24}Mg denota una distruzione più efficace e un crollo a valori sempre più negativi che avviene a $M_i=5M_\odot$. Infine dall'analisi di ^{25}Mg si evince che a partire dalle $5M_\odot$ la produzione avviene in modo efficace tanto che mentre prima la quantità di tale elemento si aggirava attorno allo zero, ora si nota un incremento della curva a testimoniare un forte aumento della quantità di questo isotopo.

Da ultimo si considerano gli yields relativi alla maggiore metallicità considerata: $Z=0.02$.

Il primo pannello di figura 4.11 rappresenta le abbondanze degli yields del primo isotopo del carbonio ed è già indicativo di come la maggiore metallicità possa far variare significativamente i risultati. Infatti si nota che mentre nei casi precedentemente trattati l'abbondanza relativa al ^{12}C raggiungeva per MONSTAR un valore massimo pari a $0.038M_\odot$ in corrispondenza delle $3M_\odot$ ora il massimo che riesce a testimoniare questo modello è pari a $0.018M_\odot$. Si riscontra inoltre che i risultati ottenuti con F.R.U.I.T.Y. sono caratterizzati dalla distruzione dello stesso elemento con uno yield minimo pari a $-0.007M_\odot$ mentre prima non si riusciva ad andare sotto al valore dello zero. Lo stesso COLIBRI presenta valori negativi inferiori già per stelle di piccola massa fino a subire un forte crollo per $M > 5M_\odot$ con una distruzione massima che si attesta essere pari a $Y=-0.014$ per $M_i=6M_\odot$.

In figura 4.11 si registra un buon accordo tra i tre diversi modelli per masse minori di $4.5M_\odot$ sia per ^{13}C che per ^{14}N , ma ciò viene interrotto a masse maggiori dove il codice MONSTAR registra un andamento non condiviso da altri modelli. Si deve aggiungere che le abbondanze massime di ^{13}C determinate con MONSTAR raggiungono quantitativi molto più elevati rispetto ai casi con minore metallicità: considerando il caso a $Z=0.008$ si fermavano a $Y < 0.001M_\odot$ mentre con la metallicità presa qui in esame superano il valore di $0.002M_\odot$.

Se si prende invece in esame ^{14}N si nota che a minori metallicità corrispondeva un massimo pari a $Y=0.05M_\odot$ in corrispondenza di $M_i=5M_\odot$, mentre per $Z=0.02$ il massimo

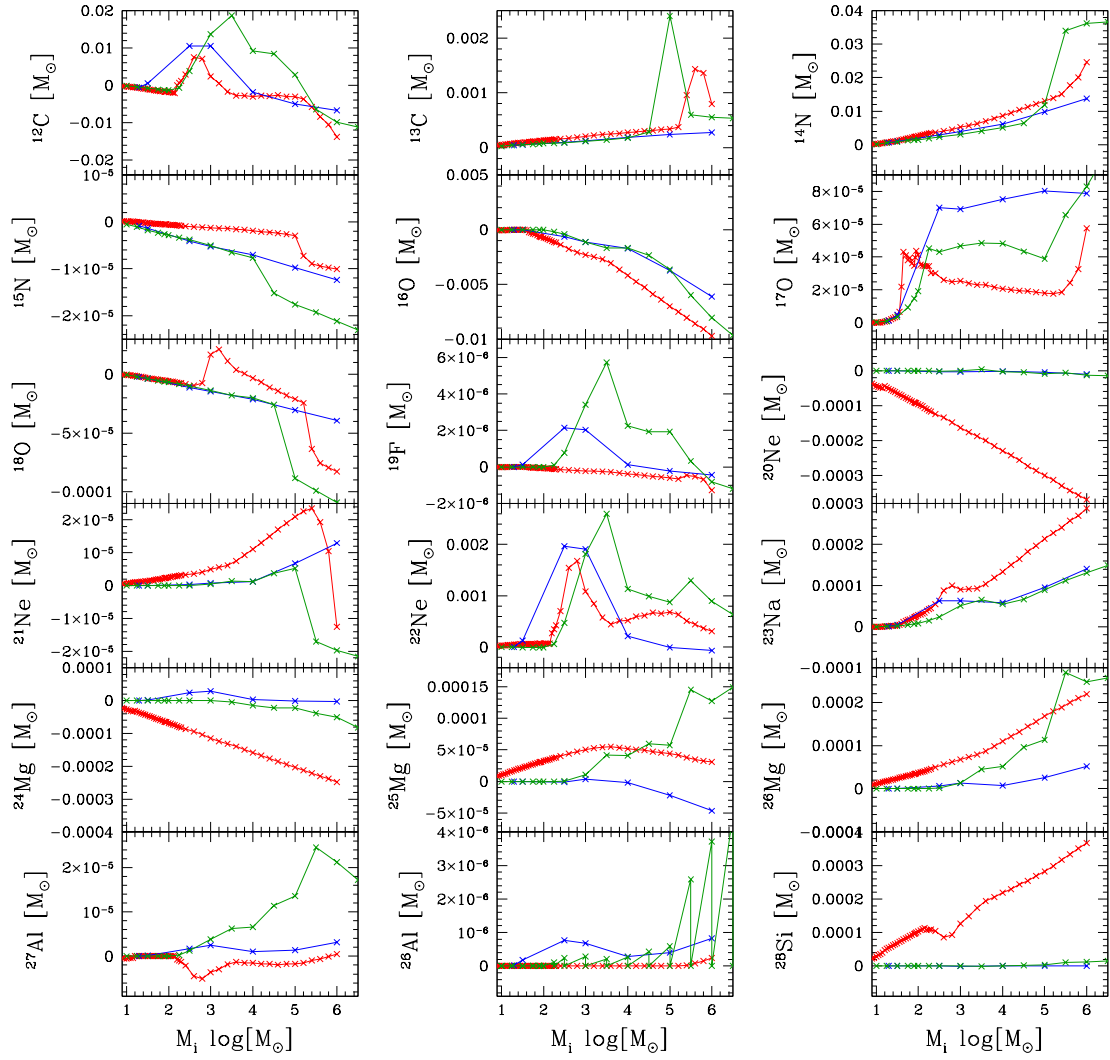


Figura 4.11: Abbondanze degli elementi espulsi nel mezzo interstellare dopo essere stati prodotti durante la fase TP-AGB. Ogni riquadro rappresenta gli yields relativi ad un diverso elemento in funzione della massa iniziale, considerando una metallicità $Z=0.02$. Il colore blu rappresenta i risultati ottenuti con il modello F.R.U.I.T.Y., il verde è relativo agli ejecta determinati da MONSTAR e in rosso vengono mostrati gli esiti ottenuti considerando il **SET007** del codice COLIBRI.

è pari a $Y=0.036M_{\odot}$ corrispondente a $M_i=6.5M_{\odot}$. COLIBRI testimonia un importante accrescimento nella quantità di entrambi gli elementi per $M_i > 5M_{\odot}$.

L'isotopo del neon, ^{21}Ne mostra risultati che toccano valori negativi inferiori rispetto ai casi con minore metallicità: COLIBRI è caratterizzato da un minimo che si attesta essere pari a $Y=-1 \cdot 10^{-5}$ (diverso dal precedente $-4 \cdot 10^{-6}$ riscontrato per $Z=0.008$) e lo stesso accade per gli esiti di MONSTAR che però si presentano ancor più negativi.

Si riscontra invece un forte incremento di ^{17}O concorde a tutti e tre i modelli: F.R.U.I.T.Y. e MONSTAR arrivano entrambi a valori di $Y=8 \cdot 10^{-5}M_{\odot}$ in corrispondenza di $M_i=5M_{\odot}$,

mentre COLIBRI attesta $Y=6 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$ maggiore di 3 punti rispetto a quanto ottenuto per metallicità minori.

Valori minori si attestano negli yield di ^{16}O e ^{18}O .

Gli esiti riguardanti ^{20}Ne derivanti dal codice MONSTAR non mostrano più un aumento a $3M_{\odot}$ e segnalano invece una sua distruzione più efficace con un raggiungimento di $Y=-2 \cdot 10^{-5}$. Secondo gli altri due modelli si riscontrano produzioni significative dell'elemento per $M_i > 4M_{\odot}$.

Al contrario invece sono minori le abbondanze degli yields di ^{22}Ne determinate con MONSTAR; F.R.U.I.T.Y. attesta solo lievi cambiamenti, mentre per COLIBRI vi è un incremento della produzione per $M_i > 3.8M_{\odot}$.

Il miglior accordo tra i risultati di MONSTAR e F.R.U.I.T.Y. riguarda ^{23}Na , mentre di nuovo COLIBRI attesta una maggiore produzione già a partire da $M_i > 2.5M_{\odot}$.

I simili andamenti di ^{24}Mg permettono di confrontare facilmente i risultati di $Z=0.02$ con quelli di metallicità minori, riscontrando per questo isotopo valori maggiori negli yields. Un forte disaccordo tra F.R.U.I.T.Y. e COLIBRI è presente nei risultati di ^{25}Mg : mentre prima infatti i due modelli indicavano simili andamenti ora, a fronte dei valori negativi sostenuti dal primo modello citato, il secondo modello esibisce un aumento nelle abbondanze degli yields dell'elemento. Per quanto concerne ^{26}Mg , dall'analisi effettuata sui risultati di MONSTAR sembra esserci una minore produzione di questi yields, ma ciò è in contrasto con quanto affermato da COLIBRI che riscontra un'accentuata produzione fino al raggiungimento di $Y=0.00022M_{\odot}$ per $M_i=6M_{\odot}$. Dal confronto con minori metallicità sembra chiaro inoltre che COLIBRI abbia ottenuto valori maggiori nella produzione di ^{28}Si mentre MONSTAR sembra riscontrare valori di poco superiori allo zero, in contrasto con la seppur lieve produzione delle metallicità precedentemente analizzate.

Infine, come termine della discussione, viene proposta la figura 4.12 e di seguito discussa in termini di confronto tra i risultati ottenuti dai due diversi set di COLIBRI per la medesima metallicità.

Il primo riquadro da analizzare per il SET035 mostra una maggior distruzione di ^{12}C che si presenta forte già per $M_i=3M_{\odot}$, indicata attraverso valori negativi inferiori dello yields. Minori sono anche le quantità di ^{13}C , ^{14}N e ^{16}O per stelle di massa intermedia. Per quanto riguarda ^{17}O si denotano abbondanze in generale minori rispetto al caso antecedente e ciò è evidenziato dal picco a $M_i=2M_{\odot}$ che non riesce nemmeno a raggiungere $Y=2 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$.

Grande differenza si riscontra dal confronto tra i due set fatto considerando gli yields di ^{18}O . Per il SET035 vengono mostrati solo valori negativi e questo attesta che tale isotopo venga solo distrutto rispetto alla composizione iniziale.

A seguito dell'applicazione di questo nuovo gruppo di input, valori minori si riscontrano per masse intermedie per tutti gli isotopi del neon.

Significativo è il caso di ^{23}Na : nel SET035 con $Z=0.02$ si denota che tale elemento raggiunge addirittura valori di yields negativi per diverse masse iniziali e non raggiunge mai l'abbondanza prevista dal precedente gruppo di input.

Sebbene ^{24}Mg abbia anche per questo set solo valori negativi sono comunque maggiori rispetto al caso precedente. Altrettanto profonde sono le differenze tra i due set in ^{25}Mg : il precedente era caratterizzato da soli valori positivi mentre ora si riscontrano

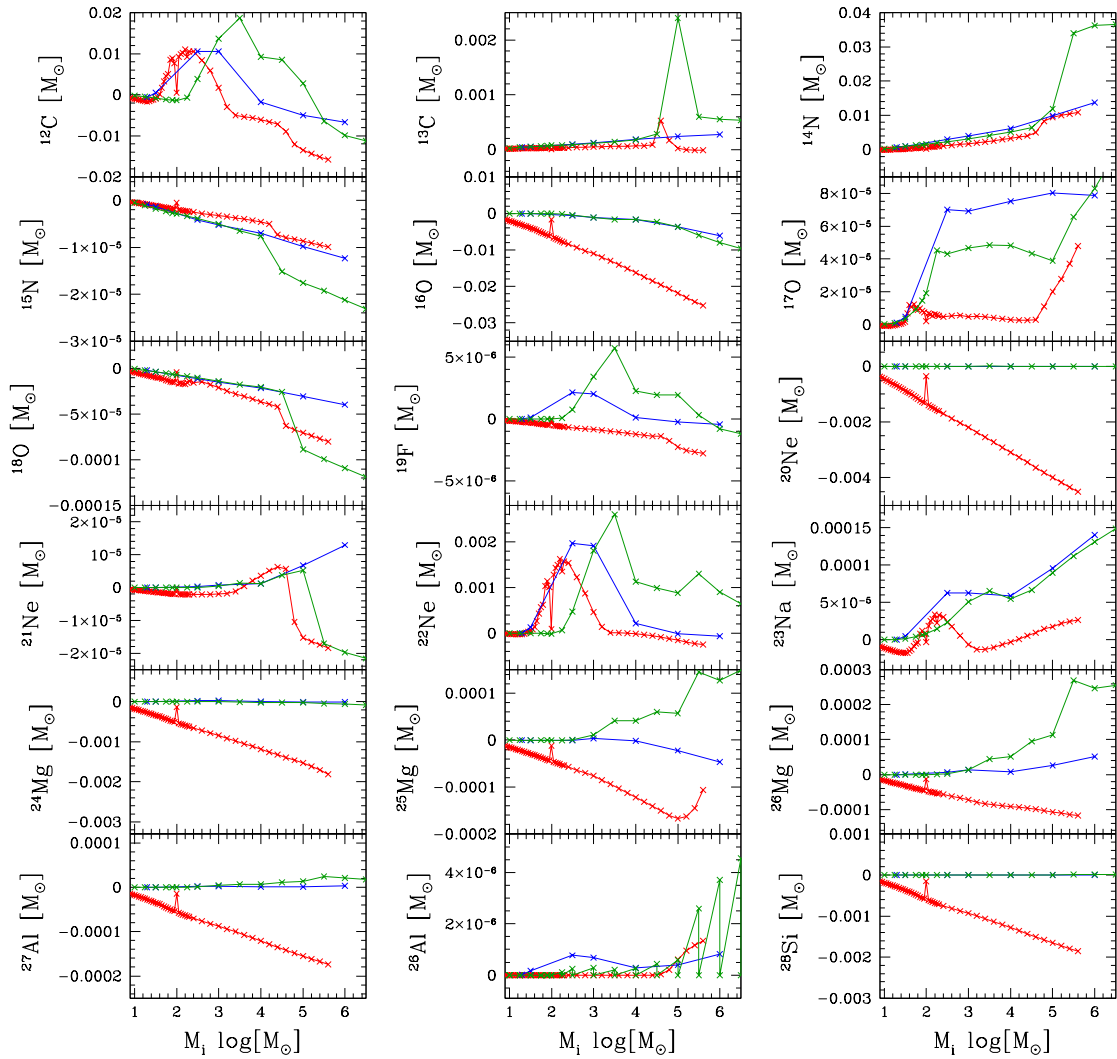


Figura 4.12: Abbondanze degli elementi espulsi nel mezzo interstellare dopo essere stati prodotti durante la fase TP-AGB. Ogni riquadro rappresenta gli yields relativi ad un diverso elemento in funzione della massa iniziale, considerando una metallicità $Z=0.02$. Il colore blu rappresenta i risultati ottenuti con il modello F.R.U.I.T.Y., il verde è relativo agli ejecta determinati da MONSTAR e in rosso vengono mostrati gli esiti ottenuti considerando il **SET035** del codice COLIBRI.

solo valori negativi. Lo stesso vale per ^{26}Mg e ^{28}Si .

4.4 Conclusioni

Nella prima parte di questo lavoro di tesi sono stati definiti e analizzati gli ejecta ossia le quantità totali di ogni elemento espulse nel mezzo interstellare durante l'intero tempo di vita stellare.

Sono stati considerati tre diversi modelli evolutivi *F.R.U.I.T.Y.*, *MONSTAR* e *COLIBRI* e di quest'ultimo sono stati studiati due diversi set (**SET007** e **SET035**) caratterizzati da diversi parametri evolutivi. È importante sottolineare che i modelli calcolati con *COLIBRI* sono stati calibrati sulla base di osservazioni di stelle AGB nella piccola nube di Magellano.

Erano disponibili tre metallicità in comune tra tutti i modelli: $Z=0.004$, $Z=0.008$ e $Z=0.02$.

Per tali valori sono stati confrontati i risultati degli ejecta riscontrando in generale un buon accordo tra i modelli per $M_i \leq 3M_\odot$, mentre differenze significative emergono a masse maggiori.

Tali differenze rispecchiano le diverse prescrizioni usate nei codici, in particolare: tasso di perdita di massa, efficienza del terzo dredge-up, tassi di reazione nucleari, trattazione della convezione, ecc. Pertanto, risulta difficile spiegare in modo dettagliato tutte le differenze. Tuttavia è possibile estrarre alcune indicazioni principali.

Per quanto riguarda il ^{12}C gli ejecta previsti da *MONSTAR* risultano essere più elevati rispetto a quelli calcolati con *COLIBRI* e *F.R.U.I.T.Y.*, ad esempio per $Z=0.004$ e $M_i=3M_\odot$ l'ejecta del ^{12}C risultante da *MONSTAR* è pari a $E_{^{12}\text{C}} = 3.9 \cdot 10^{-2}M_\odot$ mentre il SET007 di *COLIBRI* predice un valore $E_{^{12}\text{C}} = 1.16 \cdot 10^{-3}M_\odot$, quindi 30 volte inferiore a quello precedente. Se si considera invece il SET035 si ottiene $E_{^{12}\text{C}} = 1.64 \cdot 10^{-3}M_\odot$, ossia 24 volte minore rispetto a quanto determinato da *MONSTAR*.

Queste significative differenze sono dovute ad entrambi gli effetti di terzo dredge-up e perdita di massa. Nonostante *MONSTAR* e il SET007 abbiano un parametro di efficienza molto simile, il maggior tasso di perdita di massa previsto dal SET007 permette di spiegare gli ejecta inferiori ottenuti. Questa differenza nei tassi di perdita di massa viene inoltre dimostrata anche dal fatto che *MONSTAR* preveda che a questa metallicità e per $M_i \geq 3M_\odot$ si formino delle stelle ricche di carbonio mentre la forte perdita di massa del SET007 non permette che ciò avvenga.

Nel caso del SET035 invece si ha una minore efficienza di terzo dredge-up e un minore tasso di perdite di massa che permettono di spiegare i valori di ejecta inferiori rispetto a quelli determinati da *MONSTAR*.

Analogamente gli ejecta di ^{13}C e ^{14}N per $M_i \geq 3M_\odot$ previsti da *MONSTAR* risultano essere molto maggiori di quelli calcolati con il modello *COLIBRI* sia per il SET007 che per il SET035. Questo è ancora una volta dovuto sia a differenze di λ che a differenze nel tasso di perdita di massa. Poiché tali elementi sono i principali prodotti del ciclo CNO, che avviene con Hot Bottom Burning, indicano che tale meccanismo agisca per un minor tempo per i modelli *COLIBRI*. Altre significative differenze emergono per quanto riguarda ^{22}Ne , prodotto nell'intershell convettiva durante l'interpulso termico, ^{25}Mg e ^{26}Mg .

Dal confronto di *COLIBRI* con *F.R.U.I.T.Y.* si nota invece che le differenze sono molto meno marcate. Infine per $Z=0.004$ e $Z=0.008$ i risultati sono compatibili

per i tre diversi modelli per le specie ^{28}Si , ^{16}O , ^{20}Ne e ^{24}Mg senza riscontrare grandi differenze tra i due diversi set di COLIBRI.

In generale considerando SET007 con $Z=0.02$, si riscontra un buon accordo tra i tre diversi modelli fatta eccezione per lievi cambiamenti rilevati soprattutto per masse maggiori. Se alla stessa metallicità si considera il SET035 si ricavano valori di ejecta di poco inferiori a quanto determinato con il precedente set.

Nella seconda parte di questo lavoro di tesi, a partire dagli ejecta, sono stati definiti e calcolati gli yields per i due diversi set di COLIBRI e ancora una volta sono stati confrontati con gli altri due modelli alle tre metallicità in comune.

Le considerazioni precedentemente fatte per gli ejecta si possono applicare anche agli yields stellari. Di fatto risulta che MONSTAR ottenga valori di yields relativi a ^{12}C , ^{13}C e ^{14}N molto maggiori rispetto a quelli determinati da COLIBRI e F.R.U.I.T.Y.

Si riscontra in generale per $Z=0.004$ e $Z=0.008$ che gli andamenti determinati da F.R.U.I.T.Y. e COLIBRI sono in buon accordo per gli isotopi del magnesio e ^{22}Ne mentre ciò non accade per ^{16}O e ^{20}Ne dove si riscontrano yields inferiori per COLIBRI. Passando al SET035 si rileva una maggiore produzione di ^{25}Mg , ^{14}N e ^{17}O rispetto al SET007 a causa delle diverse caratteristiche dei parametri evolutivi considerati.

Considerando $Z=0.02$ e masse maggiori si rilevano yields maggiori per ^{13}C , ^{14}N , ^{17}O , ^{23}Na , ^{25}Mg , ^{26}Mg e ^{26}Al , testimoniandone una maggiore produzione rispetto ai casi con minore metallicità.

Da questo studio emerge in modo chiaro che gli ejecta chimici dipendono in maniera critica dalle assunzioni adottate per descrivere i processi fisici durante l'evoluzione delle stelle di massa piccola e intermedia. Pertanto è necessario calibrare i modelli stellari sulla base di osservazioni al fine di porre vincoli affidabili all'efficienza dei venti stellari e del mescolamento convettivo. In assenza di tali verifiche continuerà a gravare un'incertezza significativa che si propagherà sui modelli di evoluzione chimica delle Galassie. I nuovi set di ejecta chimici ottenuti con il codice COLIBRI rappresentano un progresso importante in questa direzione.

M_{ini} [$M_{\odot}$]	M_{fin} [$M_{\odot}$]	$E_{C^{12}}$ - Ejecta [$M_{\odot}$]	$Y_{C^{12}}$ - Yields [$M_{\odot}$]
0.50500	0.48940	0.000010053	-0.000001178
0.51000	0.48940	0.000013249	-0.000001581
0.51500	0.48810	0.000017360	-0.000002006
0.52000	0.48880	0.000020105	-0.000002357
0.52500	0.48870	0.000023379	-0.000002754
0.53000	0.48870	0.000026588	-0.000003145
0.54000	0.48840	0.000033277	-0.000003871
0.55000	0.48760	0.000040204	-0.000004719
0.56000	0.48730	0.000046820	-0.000005518
0.57000	0.49100	0.000050889	-0.000005985
0.58000	0.49010	0.000057910	-0.000006811
0.59000	0.49240	0.000062728	-0.000007536
0.60000	0.49470	0.000067603	-0.000008205
0.62000	0.49830	0.000077823	-0.000009791
0.65000	0.49400	0.000098395	-0.000013910
0.66000	0.49690	0.000102490	-0.000014930
0.68000	0.50290	0.000110410	-0.000017090
0.70000	0.50700	0.000119920	-0.000019020
0.72000	0.50300	0.000134120	-0.000022100
0.75000	0.50870	0.000148350	-0.000025370
0.76000	0.51110	0.000152930	-0.000026260
0.78000	0.50730	0.000167000	-0.000029320
0.80000	0.51300	0.000175470	-0.000031150
0.85000	0.52410	0.000199320	-0.000035300
0.90000	0.53240	0.000218800	-0.000045840
0.95000	0.53580	0.000241040	-0.000057150
1.00000	0.54230	0.000258920	-0.000070590
1.05000	0.54620	0.000277100	-0.000085600
1.10000	0.55210	0.000292020	-0.000102400
1.15000	0.55870	0.000306490	-0.000119200
1.20000	0.56380	0.000322160	-0.000135900
1.25000	0.56860	0.000338230	-0.000152300
1.30000	0.57240	0.000376950	-0.000146900
1.35000	0.57920	0.000451820	-0.000103100
1.40000	0.57990	0.000603230	0.000012820
1.45000	0.58440	0.000739600	0.000116400
1.50000	0.59300	0.001016000	0.000363000
1.55000	0.60240	0.001880600	0.001198000
1.60000	0.60680	0.002669700	0.001955000
1.65000	0.60940	0.003767300	0.003018000

Tabella 4.2: Tabella che mostra le masse iniziali e finali dei modelli stellari considerati, fornisce gli ejecta da poter utilizzare nella formula ed infine mostra i valori numerici risultanti dagli yields stellari per il caso esemplificativo di ^{12}C

M_{ini} [$M_{\odot}$]	M_{fin} [$M_{\odot}$]	$E_{C^{12}}$ - Ejecta [$M_{\odot}$]	$Y_{C^{12}}$ - Yields [$M_{\odot}$]
1.70000	0.61420	0.004803100	0.004021000
1.75000	0.60180	0.006960800	0.006134000
1.80000	0.60770	0.007781500	0.006923000
1.85000	0.61540	0.008324200	0.007435000
1.90000	0.62380	0.009407100	0.008488000
1.95000	0.62620	0.010446000	0.009493000
2.00000	0.63310	0.011729000	0.010740000
2.05000	0.64290	0.011342000	0.010330000
2.10000	0.64770	0.013049000	0.012000000
2.15000	0.64970	0.013266000	0.012190000
2.20000	0.66070	0.014459000	0.013350000
2.25000	0.66530	0.015565000	0.014420000
2.30000	0.66770	0.013108000	0.011930000
2.35000	0.68100	0.015252000	0.014050000
2.40000	0.68420	0.013192000	0.011960000
2.60000	0.72260	0.015794000	0.014440000
2.80000	0.73500	0.001644800	0.000158200
3.00000	0.77060	0.001158600	-0.000446400
3.20000	0.78960	0.001178300	-0.000557000
3.40000	0.80380	0.001268400	-0.000600700
3.60000	0.81550	0.001543800	-0.000460800
3.80000	0.82900	0.001703300	-0.000435600
4.00000	0.84340	0.001921500	-0.000351000
4.20000	0.86100	0.002190600	-0.000213200
4.40000	0.88120	0.002122000	-0.000411300
4.60000	0.90160	0.002271500	-0.000391100
4.80000	0.92450	0.001877300	-0.000912700
5.00000	0.94870	0.001231600	-0.001685000
5.20000	0.97820	0.000694470	-0.002345000
5.40000	1.00050	0.000577740	-0.002590000

Tabella 4.3: Tabella che mostra le masse iniziali e finali dei modelli stellari considerati, fornisce gli ejecta da poter utilizzare nella formula ed infine mostra i valori numerici risultanti dagli yields stellari per il caso esemplificativo di ^{12}C

Bibliografia

- The chaotic winds of cool giants. http://www-star.st-and.ac.uk/~pw31/AGB_popular.html, 2016.
- C. Angulo. NACRE: A European Compilation of Reaction rates for Astrophysics. In *American Institute of Physics Conference Series*, volume 495 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 365–366, November 1999. doi: 10.1063/1.1301821.
- P. J. Bedijn. Pulsation, mass loss, and evolution of upper asymptotic giant branch stars. *A&A*, 205:105–124, October 1988.
- T. Bloeker. Stellar evolution of low and intermediate-mass stars. I. Mass loss on the AGB and its consequences for stellar evolution. *A&A*, 297:727, May 1995a.
- T. Bloeker. Stellar evolution of low and intermediate-mass stars. I. Mass loss on the AGB and its consequences for stellar evolution. *A&A*, 297:727, May 1995b.
- A. I. Boothroyd, I.-J. Sackmann, and S. C. Ahern. Prevention of High-Luminosity Carbon Stars by Hot Bottom Burning. *ApJ*, 416:762, October 1993. doi: 10.1086/173275.
- A. Bressan, P. Marigo, L. Girardi, B. Salasnich, C. Dal Cero, S. Rubele, and A. Nanni. PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code. *MNRAS*, 427:127–145, November 2012. doi: 10.1111/j.1365-2966.2012.21948.x.
- S. Campbell and J. C. Lattanzio. Chemical Yields and Structural/Nucleosynthetic Evolution of Ultra Metal-poor Low-mass Stars. In *Nuclei in the Cosmos (NIC XII)*, page 72, 2012.
- A. Chieffi, M. Limongi, and O. Straniero. The Evolution of a 25 $M_{\odot}$ Star from the Main Sequence up to the Onset of the Iron Core Collapse. *ApJ*, 502:737–762, August 1998. doi: 10.1086/305921.
- R. P. Church, S. Cristallo, J. C. Lattanzio, R. J. Stancliffe, O. Straniero, and R. C. Cannon. montage: AGB Nucleosynthesis with Full s-Process Calculations. *PASA*, 26: 217–224, September 2009. doi: 10.1071/AS09008.
- J. P. Cox and R. T. Giuli. *Principles of stellar structure*. 1968.

- S. R. Cranmer and S. H. Saar. Testing a Predictive Theoretical Model for the Mass Loss Rates of Cool Stars. *ApJ*, 741:54, November 2011. doi: 10.1088/0004-637X/741/1/54.
- S. Cristallo, L. Piersanti, O. Straniero, R. Gallino, I. Domínguez, C. Abia, G. Di Rico, M. Quintini, and S. Bisterzo. Evolution, Nucleosynthesis, and Yields of Low-mass Asymptotic Giant Branch Stars at Different Metallicities. II. The FRUITY Database. *ApJS*, 197:17, December 2011a. doi: 10.1088/0067-0049/197/2/17.
- S. Cristallo, L. Piersanti, O. Straniero, R. Gallino, I. Domínguez, C. Abia, G. Di Rico, M. Quintini, and S. Bisterzo. Evolution, Nucleosynthesis, and Yields of Low-mass Asymptotic Giant Branch Stars at Different Metallicities. II. The FRUITY Database. *ApJS*, 197:17, December 2011b. doi: 10.1088/0067-0049/197/2/17.
- S. Cristallo, O. Straniero, L. Piersanti, and D. Gobrecht. Evolution, Nucleosynthesis, and Yields of AGB Stars at Different Metallicities. III. Intermediate-mass Models, Revised Low-mass Models, and the ph-FRUITY Interface. *ApJS*, 219:40, August 2015. doi: 10.1088/0067-0049/219/2/40.
- S. Cristallo, D. Karinkuzhi, A. Goswami, L. Piersanti, and D. Gobrecht. Constraints of the Physics of Low-mass AGB Stars from CH and CEMP Stars. *ApJ*, 833:181, December 2016a. doi: 10.3847/1538-4357/833/2/181.
- S. Cristallo, L. Piersanti, and O. Straniero. 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.
- R. H. Cyburt, A. M. Amthor, R. Ferguson, Z. Meisel, K. Smith, S. Warren, A. Heger, R. D. Hoffman, T. Rauscher, A. Sakharuk, H. Schatz, F. K. Thielemann, and M. Wiescher. The JINA REACLIB Database: Its Recent Updates and Impact on Type-I X-ray Bursts. *ApJS*, 189:240–252, July 2010. doi: 10.1088/0067-0049/189/1/240.
- H. L. Dinerstein, A. Karakas, N. C. Sterling, and K. Kaplan. New Measurements of s-Process Enrichments in Planetary Nebulae from High-Resolution Near-Infrared Spectra. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #230*, volume 230 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, page 318.09, June 2017.
- C. L. Doherty, J. Lattanzio, G. Angelou, S. Wattana Campbell, R. Church, T. Constantino, S. Cristallo, P. Gil-Pons, A. Karakas, M. Lugaro, and R. J. Stancliffe. Monash Chemical Yields Project (Mon χ ey) - Element production in low- and intermediate-mass stars of metallicities $Z = 0$ to 0.04. *IAU General Assembly*, 22:2254851, August 2015.
- K. Eriksson, W. Nowotny, S. Höfner, B. Aringer, and A. Wachter. Synthetic photometry for carbon-rich giants. IV. An extensive grid of dynamic atmosphere and wind models. *A&A*, 566:A95, June 2014. doi: 10.1051/0004-6361/201323241.

- J. W. Ferguson, D. R. Alexander, F. Allard, T. Barman, J. G. Bodnarik, P. H. Hauschildt, A. Heffner-Wong, and A. Tamanai. Low-Temperature Opacities. *ApJ*, 623:585–596, April 2005. doi: 10.1086/428642.
- M. Forestini and C. Charbonnel. Nucleosynthesis of light elements inside thermally pulsing AGB stars: I. The case of intermediate-mass stars. *A&AS*, 123:241–272, June 1997. doi: 10.1051/aas:1997348.
- C. A. Frost and J. C. Lattanzio. On the Numerical Treatment and Dependence of the Third Dredge-up Phenomenon. *ApJ*, 473:383, December 1996. doi: 10.1086/178152.
- L. Girardi, B. F. Williams, K. M. Gilbert, P. Rosenfield, J. J. Dalcanton, P. Marigo, M. L. Boyer, A. Dolphin, D. R. Weisz, J. Melbourne, K. A. G. Olsen, A. C. Seth, and E. Skillman. The ACS Nearby Galaxy Survey Treasury. IX. Constraining Asymptotic Giant Branch Evolution with Old Metal-poor Galaxies. *ApJ*, 724:1030–1043, December 2010. doi: 10.1088/0004-637X/724/2/1030.
- F. Herwig. The evolution of AGB stars with convective overshoot. *A&A*, 360:952–968, August 2000.
- F. Herwig. Evolution and Yields of Extremely Metal-poor Intermediate-Mass Stars. *ApJS*, 155:651–666, December 2004. doi: 10.1086/425419.
- F. Herwig, T. Bloeker, D. Schoenberner, and M. El Eid. Stellar evolution of low and intermediate-mass stars. IV. Hydrodynamically-based overshoot and nucleosynthesis in AGB stars. *A&A*, 324:L81–L84, August 1997.
- I. Iben, Jr. Thermal pulses; p-capture, alpha-capture, s-process nucleosynthesis; and convective mixing in a star of intermediate mass. *ApJ*, 196:525–547, March 1975. doi: 10.1086/153433.
- C. A. Iglesias and F. J. Rogers. Updated Opal Opacities. *ApJ*, 464:943, June 1996. doi: 10.1086/177381.
- A. Karakas and J. C. Lattanzio. Stellar Models and Yields of Asymptotic Giant Branch Stars. *PASA*, 24:103–117, October 2007. doi: 10.1071/AS07021.
- A. I. Karakas. Updated stellar yields from asymptotic giant branch models. *MNRAS*, 403:1413–1425, April 2010. doi: 10.1111/j.1365-2966.2009.16198.x.
- A. I. Karakas and J. C. Lattanzio. AGB Stars and the Observed Abundance of Neon in Planetary Nebulae. *PASA*, 20:393–400, 2003a. doi: 10.1071/AS03059.
- A. I. Karakas and J. C. Lattanzio. Production of Aluminium and the Heavy Magnesium Isotopes in Asymptotic Giant Branch Stars. *PASA*, 20:279–293, 2003b. doi: 10.1071/AS03010.
- A. I. Karakas and J. C. Lattanzio. The Dawes Review 2: Nucleosynthesis and Stellar Yields of Low- and Intermediate-Mass Single Stars. *PASA*, 31:e030, July 2014. doi: 10.1017/pasa.2014.21.

- A. I. Karakas and M. Lugaro. Stellar Yields from Metal-rich Asymptotic Giant Branch Models. *ApJ*, 825:26, July 2016. doi: 10.3847/0004-637X/825/1/26.
- A. I. Karakas, J. C. Lattanzio, and O. R. Pols. Parameterising the Third Dredge-up in Asymptotic Giant Branch Stars. *PASA*, 19:515–526, 2002a. doi: 10.1071/AS02013.
- A. I. Karakas, J. C. Lattanzio, and O. R. Pols. Parameterising the Third Dredge-up in Asymptotic Giant Branch Stars. *PASA*, 19:515–526, 2002b. doi: 10.1071/AS02013.
- A. I. Karakas, M. Lugaro, M. Carlos, B. Cseh, D. Kamath, and D. A. García-Hernández. Heavy-element yields and abundances of asymptotic giant branch models with a Small Magellanic Cloud metallicity. *MNRAS*, 477:421–437, June 2018. doi: 10.1093/mnras/sty625.
- C. Kobayashi, A. I. Karakas, and H. Umeda. The evolution of isotope ratios in the Milky Way Galaxy. *MNRAS*, 414:3231–3250, July 2011. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.18621.x.
- S. Kwok. *The Origin and Evolution of Planetary Nebulae*. August 2007.
- D. L. Lambert. Observational Effects of Nucleosynthesis in Evolved Stars. In M. G. Edmunds and R. Terlevich, editors, *Elements and the Cosmos*, page 92, 1992.
- J. Lattanzio. Nucleosynthesis in AGB Stars: the Role of Dredge-Up and Hot Bottom Burning (invited review). In S. Kwok, M. Dopita, and R. Sutherland, editors, *Planetary Nebulae: Their Evolution and Role in the Universe*, volume 209 of *IAU Symposium*, page 73, 2003.
- J. Lattanzio and M. Forestini. Nucleosynthesis in AGB Stars. In T. Le Bertre, A. Lebre, and C. Waelkens, editors, *Asymptotic Giant Branch Stars*, volume 191 of *IAU Symposium*, page 31, 1999.
- M. Lugaro, F. Herwig, J. C. Lattanzio, R. Gallino, and O. Straniero. s-Process Nucleosynthesis in Asymptotic Giant Branch Stars: A Test for Stellar Evolution. *ApJ*, 586: 1305–1319, April 2003. doi: 10.1086/367887.
- M. Lugaro, A. I. Karakas, R. J. Stancliffe, and C. Rijs. The s-process in Asymptotic Giant Branch Stars of Low Metallicity and the Composition of Carbon-enhanced Metal-poor Stars. *ApJ*, 747:2, March 2012. doi: 10.1088/0004-637X/747/1/2.
- P. Marigo. Chemical yields from low- and intermediate-mass stars: Model predictions and basic observational constraints. *A&A*, 370:194–217, April 2001. doi: 10.1051/0004-6361:20000247.
- P. Marigo. Asymptotic Giant Branch evolution at varying surface C/O ratio: effects of changes in molecular opacities. *A&A*, 387:507–519, May 2002. doi: 10.1051/0004-6361:20020304.
- P. Marigo and B. Aringer. Low-temperature gas opacity. *ÆSOPUS*: a versatile and quick computational tool. *A&A*, 508:1539–1569, December 2009. doi: 10.1051/0004-6361/200912598.

- P. Marigo, A. Bressan, A. Nanni, L. Girardi, and M. L. Pumo. Evolution of thermally pulsing asymptotic giant branch stars - I. The COLIBRI code. *MNRAS*, 434:488–526, September 2013. doi: 10.1093/mnras/stt1034.
- L. Mattsson, R. Wahlin, S. Höfner, and K. Eriksson. Intense mass loss from C-rich AGB stars at low metallicity? *A&A*, 484:L5–L8, June 2008. doi: 10.1051/0004-6361:200809689.
- L. Mattsson, R. Wahlin, and S. Höfner. Dust driven mass loss from carbon stars as a function of stellar parameters . I. A grid of solar-metallicity wind models. *A&A*, 509: A14, January 2010. doi: 10.1051/0004-6361/200912084.
- P. W. Merrill. Spectroscopic Observations of Stars of Class. *ApJ*, 116:21, July 1952. doi: 10.1086/145589.
- B. R. M. Norris, P. G. Tuthill, M. J. Ireland, S. Lacour, A. A. Zijlstra, F. Lykou, T. M. Evans, P. Stewart, and T. R. Bedding. A close halo of large transparent grains around extreme red giant stars. *Nature*, 484:220–222, April 2012. doi: 10.1038/nature10935.
- L. Piersanti, S. Cristallo, and O. Straniero. The Effects of Rotation on s-process Nucleosynthesis in Asymptotic Giant Branch Stars. *ApJ*, 774:98, September 2013. doi: 10.1088/0004-637X/774/2/98.
- D. Romano, A. I. Karakas, M. Tosi, and F. Matteucci. Quantifying the uncertainties of chemical evolution studies. II. Stellar yields. *A&A*, 522:A32, November 2010. doi: 10.1051/0004-6361/201014483.
- P. Rosenfield, P. Marigo, L. Girardi, J. J. Dalcanton, A. Bressan, B. F. Williams, and A. Dolphin. Evolution of Thermally Pulsing Asymptotic Giant Branch Stars. V. Constraining the Mass Loss and Lifetimes of Intermediate-mass, Low-metallicity AGB Stars. *ApJ*, 822:73, May 2016. doi: 10.3847/0004-637X/822/2/73.
- K.-P. Schröder and M. Cuntz. A New Version of Reimers’ Law of Mass Loss Based on a Physical Approach. *ApJ*, 630:L73–L76, September 2005. doi: 10.1086/491579.
- M. J. Seaton. Opacity Project data on CD for mean opacities and radiative accelerations. *MNRAS*, 362:L1–L3, September 2005. doi: 10.1111/j.1365-2966.2005.00019.x.
- R. J. Stancliffe, C. A. Tout, and O. R. Pols. Deep dredge-up in intermediate-mass thermally pulsing asymptotic giant branch stars. *MNRAS*, 352:984–992, August 2004. doi: 10.1111/j.1365-2966.2004.07987.x.
- R. J. Stancliffe, M. Lugaro, A. I. Karakas, and C. A. Tout. Nucleosynthesis on the Asymptotic Giant Branch: A comparison between codes. *Nuclear Physics A*, 758: 569–572, July 2005. doi: 10.1016/j.nuclphysa.2005.05.105.
- O. Straniero, A. Chieffi, M. Limongi, M. Busso, R. Gallino, and C. Arlandini. Evolution and Nucleosynthesis in Low-Mass Asymptotic Giant Branch Stars. I. Formation of Population I Carbon Stars. *ApJ*, 478:332–339, March 1997. doi: 10.1086/303794.

- O. Straniero, R. Gallino, and S. Cristallo. s process in low-mass asymptotic giant branch stars. *Nuclear Physics A*, 777:311–339, October 2006. doi: 10.1016/j.nuclphysa.2005.01.011.
- C. Travaglio, R. Gallino, and M. Busso. Galactic chemical evolution of lead: the role of asymptotic giant branch stars. *Nuclear Physics A*, 688:213–216, May 2001. doi: 10.1016/S0375-9474(01)00700-X.
- E. Vassiliadis and P. R. Wood. Evolution of low- and intermediate-mass stars to the end of the asymptotic giant branch with mass loss. *ApJ*, 413:641–657, August 1993. doi: 10.1086/173033.
- A. Weiss and J. W. Ferguson. New asymptotic giant branch models for a range of metallicities. *A&A*, 508:1343–1358, December 2009. doi: 10.1051/0004-6361/200912043.
- P. A. Whitelock, M. W. Feast, J. T. van Loon, and A. A. Zijlstra. Obscured asymptotic giant branch variables in the Large Magellanic Cloud and the period-luminosity relation. *MNRAS*, 342:86–104, June 2003. doi: 10.1046/j.1365-8711.2003.06514.x.
- P. Woitke. Too little radiation pressure on dust in the winds of oxygen-rich AGB stars. *A&A*, 460:L9–L12, December 2006. doi: 10.1051/0004-6361:20066322.
- P. Woitke and A. Quirrenbach. The Chaotic Winds of AGB Stars: Observation Meets Theory. In A. Richichi, F. Delplancke, F. Paresce, and A. Chelli, editors, *The Power of Optical/IR Interferometry: Recent Scientific Results and 2nd Generation*, page 181, 2008. doi: 10.1007/978-3-540-74256-2_20.
- P. R. Wood and D. M. Zarro. Helium-shell flashing in low-mass stars and period changes in mira variables. *ApJ*, 247:247–256, July 1981. doi: 10.1086/159032.
- P. R. Wood, M. S. Bessell, and M. W. Fox. Long-period variables in the Magellanic Clouds - Supergiants, AGB stars, supernova precursors, planetary nebula precursors, and enrichment of the interstellar medium. *ApJ*, 272:99–115, September 1983. doi: 10.1086/161265.

Ringraziamenti

Un grande grazie va alla mia relatrice, la Professoressa Paola Marigo per la sua pazienza e disponibilità. La ringrazio per la comprensione che ha sempre dimostrato di fronte ad ogni mio problema o esigenza, ritagliandosi dei momenti per i miei improvvisi arrivi a Padova. La ringrazio per aver avuto fiducia nelle mie capacità e avermi spronato ogni qual volta ne avessi bisogno. Nonostante la mia costante apprensione in ogni occasione è riuscita a mantenere la calma indirizzandomi sempre più verso l'obiettivo.

Grazie al Professor Giovanni Carraro che, ancor prima di esser mio controrelatore, è stato il sorriso sicuro su cui si poteva contare una volta arrivati al terzo piano. Lo ringrazio per essersi sempre curato di come stessi e per aver condiviso con me e con la professoressa Marigo stupendi attimi di convivialità.

Ringrazio entrambi di cuore e auspico di aver appreso da loro anche solo un decimo delle loro qualità di insegnanti per poterne far buon uso nel mio futuro.

Grazie alla Dottoressa Zorzi per la sua vicinanza in ogni situazione, per avermi fatta sentire come parte della sua famiglia, per aver risolto ogni problema e essersi sempre premurata di tranquillizzarmi. La ringrazio perché per tutti noi studenti è stata il porto sicuro ove far approdare la nostra carriera universitaria. La ringrazio per essere sempre stata solido ponte di comunicazione tra gli studenti e i professori permettendo a tutti noi di vivere più serenamente questi difficili anni universitari.