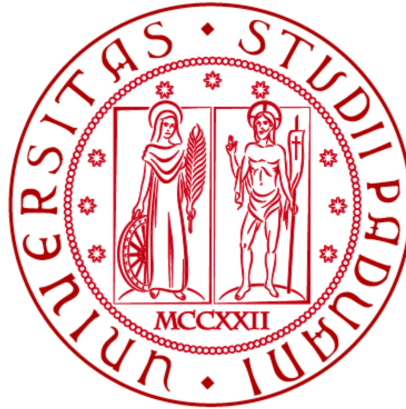


Università degli Studi di Padova

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea Triennale in Astronomia



TESI DI LAUREA TRIENNALE IN ASTRONOMIA

Composizione chimica della regione di intershell nelle stelle di TP-AGB

Relatore: Prof. Paola Marigo

Laureanda: Maria Silvia Tavella

ANNO ACCADEMICO 2014-2015

Riassunto

Questo studio tratta gli stadi finali dell'evoluzione delle stelle di massa piccola ed intermedia (con massa iniziale nell'intervallo $0.8 M_{\odot} \leq M_i \leq 6 - 8 M_{\odot}$) lungo il ramo asintotico delle giganti (AGB). In particolare, queste stelle sperimentano periodiche instabilità della shell di He, i puls termici, caratterizzati da una ricchissima nucleosintesi che porta alla produzione di svariati elementi quali C, O, Ne, Na, Mg, Al ed altri elementi pesanti ($A > 60$) attraverso il processo di cattura elettronica lenta. Tale nucleosintesi avviene all'interno di una piccola regione di intershell convettiva (con massa dell'ordine di $10^{-3} - 10^{-2} M_{\odot}$).

Successivamente, durante la fase di declino dei puls possono verificarsi episodi di mescolamento dell'involuppo convettivo, complessivamente designati con il termine di terzo dredge-up, che portano il materiale di nuova sintesi dalla regione di intershell verso gli strati più esterni della stella. In questo modo la composizione chimica superficiale viene modificata, con conseguente incremento del rapporto $\frac{C}{O}$ e di altre abbondanze chimiche (e.g., Ne, Na, Mg, Al ed elementi pesanti da Zr a Pb.)

Infine, durante le ultime fasi dell'evoluzione AGB, i venti stellari sono in grado di espellere in tempi rapidi ($10^4 - 10^5$ yr) l'involuppo, arricchendo il mezzo interstellare di nuovi elementi chimici. Da ciò è chiaro che conoscere la composizione chimica dell'intershell è d'importanza fondamentale per valutare il ruolo delle stelle AGB nell'ambito dell'evoluzione chimica delle galassie.

In questo lavoro di tesi abbiamo analizzato due configurazioni relative alla composizione chimica dell'intershell: 1) quella prevista dalla modellistica standard secondo cui la distribuzione percentuale degli elementi più abbondanti (elio, carbonio e ossigeno) è descritta da ${}^4\text{He}/{}^{12}\text{C}/{}^{16}\text{O} = 75/20/1$; 2) quella che deriva dall'applicazione di uno schema di overshoot ai bordi della regione convettiva, adottando un parametro di efficienza tale da ottenere valori tipici ${}^4\text{He}/{}^{12}\text{C}/{}^{16}\text{O} = 23/50/25$. Quest'ultimi valori corrispondono alle abbondanze tipiche misurate in una classe di stelle Post-AGB povere di H, le stelle di tipo PG1159, i cui strati di intershell sono esposti in superficie a seguito di un episodio di tardo pulso termico.

Si notano quindi differenti abbondanze nella composizione: il modello con overshoot è caratterizzato da una notevole diminuzione di He, il C è aumentato invece di un fattore 2 e l'abbondanza di ossigeno è molto più elevata rispetto ai modelli standard, portando ad un conseguente minore rapporto C/O.

Poiché l'evoluzione chimica dell'intershell influenza la composizione superficiale della stella, è stato utilizzato un piccolo campione di stelle Post-AGB a bassa metallicità appartenenti alle Nubi di Magellano, di cui si dispongono di abbondanze misurate.

Le abbondanze osservate sono state confrontate con le previsioni di modelli evolutivi AGB calcolati fino all'espulsione dell'involuppo, utilizzando le due prescrizioni per la composizione chimica dell'intershell convettiva: il caso standard (${}^4\text{He}/{}^{12}\text{C}/{}^{16}\text{O} = 75/20/1$) e il caso con overshoot (${}^4\text{He}/{}^{12}\text{C}/{}^{16}\text{O} = 23/50/25$).

Dal confronto emerge che, mentre i modelli standard predicono rapporti C/O finali troppo elevati ed abbondanze di ossigeno troppo basse, i modelli con overshoot mostrano un migliore accordo con i dati osservativi, mantenendo relativamente basso il rapporto C/O.

A questo stadio, non possiamo però ancora trarre delle conclusioni definitive circa il nuovo scenario proposto, in quanto è necessario disporre di un campione osservativo più esteso (sia come numero di stelle che come campionamento in metallicità) ed effettuare ulteriori calcoli evolutivi.

In ogni caso, pare ragionevole attenderci che una modifica sostanziale della composizione chimica della regione di intershell possa di fatto produrre effetti evolutivi significativi in termini di proprietà chiave delle stelle AGB: composizione chimica degli "yields" chimici, mineralogia della polvere circumstellare, tempi di vita, tasso di perdita di massa, temperatura effettiva, ecc. Tutti questi aspetti sono attualmente oggetto di studio.

Indice

1	Il ramo asintotico delle giganti	1
1.1	Early AGB	2
1.2	La fase thermally pulsing AGB	3
1.2.1	Il terzo dredge-up	6
1.2.2	Hot Bottom Burning	7
1.2.3	La perdita di massa	8
2	Composizione di intershell	11
2.1	Mescolamento e Overshoot	11
2.2	Codice di evoluzione stellare e calcoli	13
2.3	Overshoot al bordo dell'involuppo convettivo	16
2.3.1	Il processo-s e la tasca di ^{13}C	18
2.4	Overshoot nella zona di convezione del flash dell'elio	20
2.5	Le abbondanze nella regione di intershell	23
2.6	Proprietà superficiali	24
3	Vincoli osservativi: abbondanze chimiche in stelle Post-AGB	29
3.1	PG1159	29
3.2	Stelle Post-AGB	34
	Bibliografia	39

Capitolo 1

Il ramo asintotico delle giganti

Le stelle che appartengono all'Asymptotic Giant Branch (AGB) bruciano elio (He) ed idrogeno (H) in due gusci esterni al nucleo centrale degenere, composto da carbonio e ossigeno, lasciati in seguito al bruciamento dell'elio nel nucleo.

L'AGB occupa la regione che va da H a J nella traccia evolutiva del diagramma Hertzsprung-Russell, come indicato in Fig. (1.1).

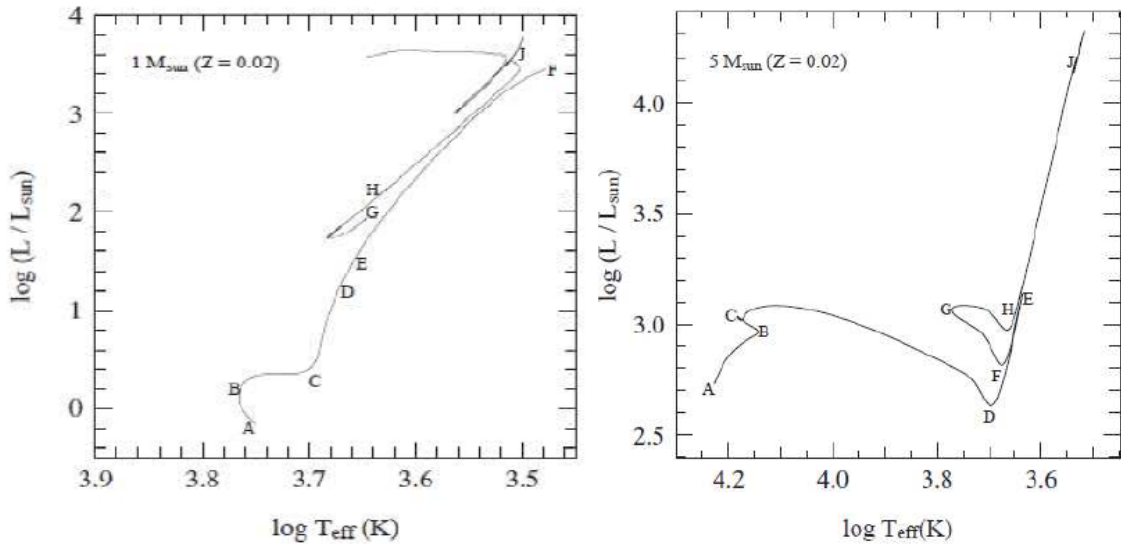


Figura 1.1: Tracce evolutive del diagramma Hertzsprung-Russell per stelle di $1M_{\odot}$ a sinistra e $5M_{\odot}$ a destra.

Si possono distinguere due o tre fasi durante l'evoluzione di una stella lungo l'AGB. Il ramo considerato inizia al punto H quando la combustione dell'elio si sposta dal centro ad una shell attorno al nucleo convettivo, fase che prende il nome di *early AGB*. A questo punto la shell che brucia idrogeno si spegne e avviene il fenomeno conosciuto come secondo dredge-up. Al punto J di Fig. (1.1), inizia il bruciamento su due shell, poiché viene riaccesa quella di H, e ciò porta ai puls termici. Durante questa fase le stelle aumentano la propria luminosità e le proprie dimensioni, ma rilasciano materia nello spazio dagli strati più esterni a causa dei forti venti stellari *superwind* che si generano; in questo periodo il tasso di perdita di massa può arrivare 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 degli involucri e viene lasciato esposto il nucleo di C-O.

Come si vede dalla Fig. (1.1) dal punto H, che rappresenta il momento in cui la stella ha esaurito l'elio nel nucleo, la stella riprende la sua scalata lungo il ramo delle giganti verso più alte luminosità.

Il termine "asintotico" deriva dal fatto che le stelle di piccola 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 linea asintotica.

L'AGB rappresenta quindi una regione popolata da stelle di masse piccole e intermedie, $0.8M_{\odot} \leq M \leq 8M_{\odot}$.

Solitamente le stelle di massa medio-piccola percorrono il ramo asintotico, quindi è una fase breve ma molto importante perché è il periodo in cui avvengono ricche nucleosintesi.

La fase AGB termina quando non ci sono più gusci in grado di sostenere la fusione nucleare. A quel punto, la stella, la cui massa non è sufficiente a innescare la fusione del carbonio e dell'ossigeno, è giunta al termine della sua evoluzione come AGB. Ciò che resta degli strati esterni viene disperso nello spazio, formando una nebulosa planetaria. Perso l'intero involucro, il nucleo resta esposto ed è composto da materia degenerare densa: si è formata una nana bianca.

1.1 Early AGB

Dopo l'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.

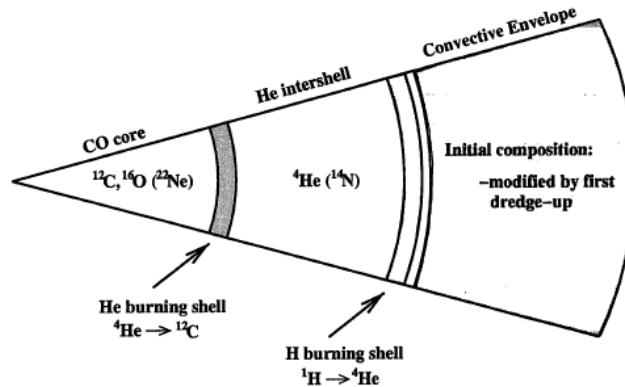


Figura 1.2: Struttura e composizione principale all'inizio della fase AGB. Tra parentesi si trovano gli elementi più abbondanti. (Lattanzio, 2003)

Guardando alla struttura della stella dall'esterno verso l'interno, come mostrato in Fig. (1.2), si trova un involucro convettivo esterno caratterizzato dalla stessa composizione che la stella possedeva alla sua formazione anche se leggermente modificata dal primo dredge-up, avvenuto durante la fase di Gigante Rossa (Red Giant Branch, RGB). Più internamente si nota la shell di bruciamento dell'idrogeno (Hydrogen Burning Shell, HBS) che converte H in He, attraverso il ciclo CNO.

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* dove la composizione è costituita principalmente da 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 attraverso la reazione $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$.

A seguito della contrazione del nucleo, l'HeBS si comporta da primo specchio, causando l'espansione degli strati sovrastanti ricchi di He. Ciò comporta che, oltre l'HBS, l'involuppo convettivo inizi a contrarsi a causa del secondo effetto specchio. Tuttavia a seguito dell'espansione dell'intershell, la temperatura nella shell di H diminuisce e all'interno di quest'ultima cessa la combustione nucleare. Ne consegue 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 della shell dell'He.

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*.

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, permettendo di sapere quali sono gli elementi presenti negli interni stellari.

Il primo dredge-up avviene quando una stella di sequenza principale entra nel ramo delle giganti rosse. Lo spettro della stella mostra tracce dei processi di fusione dell'idrogeno: i rapporti $\frac{^{12}\text{C}}{^{13}\text{C}}$ e $\frac{\text{C}}{\text{N}}$ diminuiranno e le abbondanze superficiali di Litio e Berillio possono ridursi.

Il secondo dredge-up avviene nelle stelle aventi una massa $4M_{\odot} \leq M \leq 8M_{\odot}$. Quando l'elio si esaurisce nel nucleo stellare, i moti convettivi mescolano i prodotti del ciclo CNO (Edmunds et al., 1992). Poiché la shell di idrogeno è spenta, l'involuppo convettivo riesce a penetrare dentro gli strati ricchi di He, a causa di una combinazione della continua espansione e raffreddamento degli strati stessi; ciò fa aumentare la loro opacità e fa crescere il flusso di energia prodotto dalla shell che brucia He. Per le stelle con $M \leq 4M_{\odot}$ l'involuppo 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, e 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, 2000).

Il secondo dredge-up si differenzia dal primo 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

Alla fine del secondo dredge-up, quando gli involuppi della stella si contraggono nuovamente, HBS viene riaccesa a causa di un innalzamento della temperatura portando la stella ad avere due shell attive molto vicine.

L'energia viene ora fornita da entrambi i bruciamenti e comincia una fase di *combustione a doppia shell*. 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

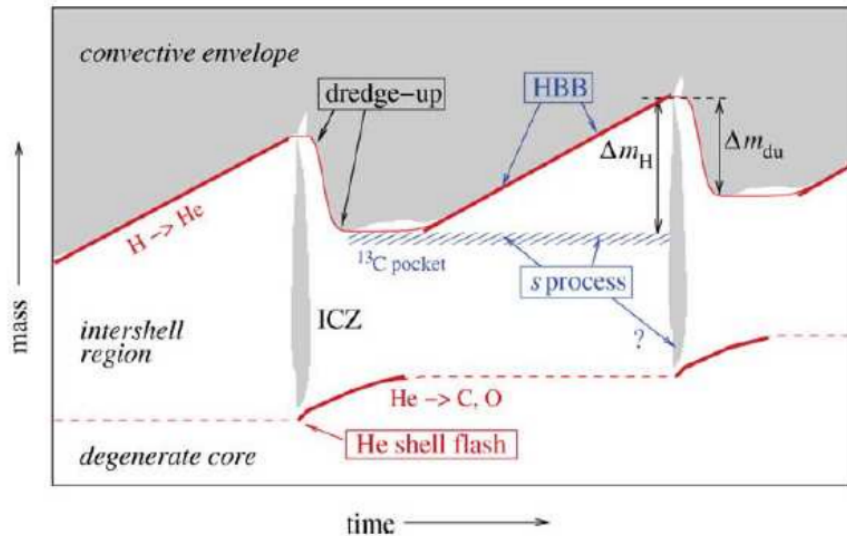


Figura 1.3: Evoluzione di una stella AGB attraverso due cicli di pulso termico. Le aree grigie rappresentano la zona convettiva interstellare, la linea rossa a tratti mostra la massa del nucleo che ha esaurito l'He, mentre la linea rossa spessa indica dove la combustione nucleare è attiva in queste shells. Infine la regione grigia tratteggiata rappresenta una tasca ricca di ^{13}C e segue un episodio di dredge-up

dà inizio a instabilità termiche della shell di He, denominati pulsi termici. Cosa avviene durante un ciclo di pulso termico è mostrato in Fig. (1.3)

La shell di He rimane, per la maggior parte del tempo, 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 la massa di questa regione raggiunge un valore critico, l'elio viene acceso in modo instabile dando inizio ad un runaway termonucleare chiamato *flash della shell dell'He*. Il bruciamento dell'He causa l'insorgenza di una zona convettiva dovuta al pulso (Pulse-Driven Convective Zone, PDCZ).

Il rilascio di energia dovuto al flash della shell dell'He porta ad un'espansione della regione di intershell con conseguente diminuzione di pressione e temperatura e ciò permette alla shell di He di espandersi e raffreddarsi, cosicché cessa il flash della shell dell'He 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 e, inoltre, vi è anche una penetrazione più profonda dell'involucro convettivo. In alcuni casi la convezione può penetrare oltre la shell spenta di H, in modo tale che il materiale che proviene dalla regione di intershell (He e ^{14}N) viene mescolato e portato in superficie. Questo fenomeno è chiamato terzo dredge-up. L'elio, il carbonio e l'azoto possono apparire in superficie.

Dopo il terzo dredge-up, che verrà approfondito in sezione 1.2.1, la shell di H viene riaccesa e quella dell'He 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.

Ogni pulso termico, come rappresentato in Fig. (1.4) 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.

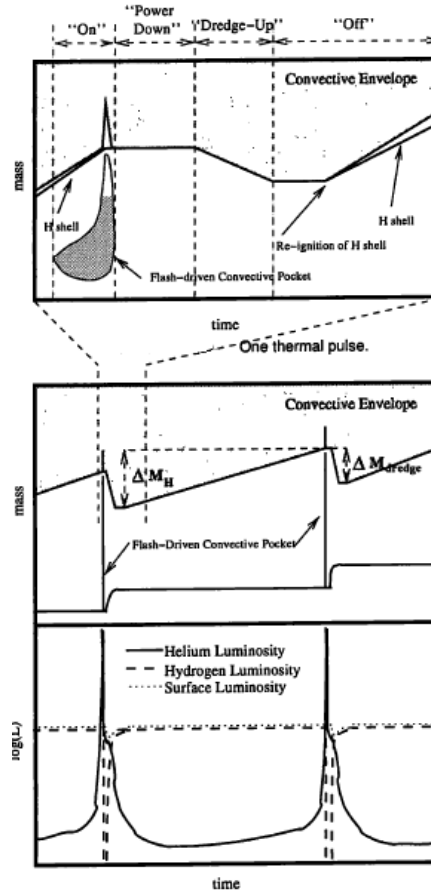


Figura 1.4: Rappresentazione schematica dei dettagli di un pulso termico (pannello superiore) e due pulsioni consecutive (pannello inferiore) (Lattanzio, 2003)

- **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 noti che durante l'interpulso è la HBS a fornire l'energia mentre durante il pulso termico è l'HeBS che brucia principalmente. Le shell di H e He si accendono e spengono in alternanza.

Quando la stella entra nella fase TP-AGB, può sperimentare diversi pulsioni 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 degenerare 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 proprio dal processo di perdita di massa. L'intero involucro ricco di H può venir rimosso prima che la massa del nucleo cresca abbastanza da raggiungere il limite di Chandrasekhar.

È chiara quindi l'importanza della perdita di massa per la fase TP-AGB e verrà approfondita in sezione 3.4. Prima però si esamina il terzo dredge-up, altrettanto importante in questa fase.

1.2.1 Il terzo dredge-up

Tutti i dredge-up che seguono i puls 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. Il bordo dell'involucro convettivo si può estendere all'interno della shell di bruciamento dell'H e gli elementi dell'intershell vengono mescolati dai moti convettivi e portati in superficie.

L'efficienza del dredge-up è spesso misurata dal parametro λ , definito come il rapporto tra la massa che ha subito il dredge-up e l'aumento del nucleo di idrogeno ad ogni ciclo:

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

Il terzo dredge-up ha due importanti conseguenze: la prima è che, mentre il primo e il secondo dredge-up mescolano solo prodotti della combustione dell'idrogeno, il terzo porta i prodotti dell'elio in superficie; la seconda è che limita la crescita della massa del nucleo C-O.

Il principale effetto dei puls termici e del terzo dredge-up è la comparsa sulla superficie dei prodotti della combustione dell'elio, tra i quali il principale è il Carbonio. 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 rapporto numerico C/O.

Se $\frac{C}{O} < 1$, allora i rimanenti atomi di ossigeno formano molecole ricche di ossigeno e particelle di polvere, come TiO, H₂O 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, il rapporto C/O può superare l'unità e tutto l'O viene bloccato in molecole di CO, mentre il rimanente C forma molecole ricche di carbonio e grani di polvere, ad esempio C₂, CN e grani di carbonio come la grafite. Queste stelle AGB più evolute sono classificate come stelle di carbonio, di tipo spettrale C. Oltre al carbonio, le abbondanze superficiali di molti altri elementi e isotopi cambiano durante la fase TP-AGB.

All'interno della shell di bruciamento dell'He, durante il flash, avvengono importanti reazioni, tra le quali, la più importante è la reazione 3α che trasforma ^4He in ^{12}C . I principali elementi che arricchiscono la regione di intershell vengono mostrati in Fig. (1.5). L' ^{14}N , lasciato dal ciclo CNO nella shell di bruciamento dell'idrogeno, viene convertito in ^{22}Ne attraverso la cattura- α e, se la temperatura è abbastanza elevata, anche il neon subisce la cattura- α , producendo il ^{25}Mg e il ^{26}Mg e rilasciando neutroni e protoni.

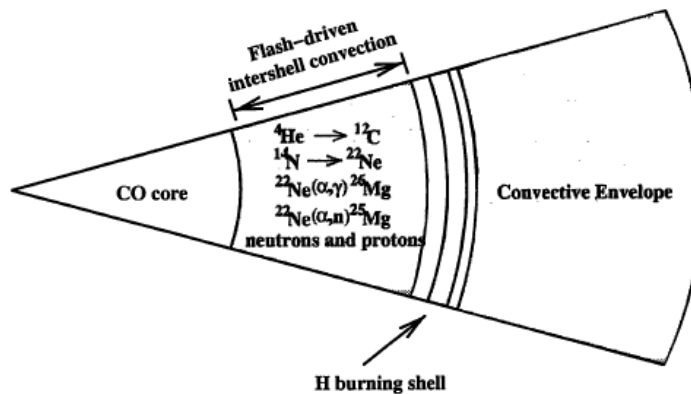


Figura 1.5: Nucleosintesi durante un pulso termico (Lattanzio, 2003).

Questo materiale viene poi portato in superficie dal dredge-up. Avvengono il ciclo Ne-Na che produce ^{22}Na , mentre ^{25}Mg e ^{26}Mg assorbono un protone producendo ^{26}Al e ^{27}Al .

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 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 che vengono, infine, inghiottiti dall'intershell convettiva e portati in superficie grazie al dredge-up.

Gli effetti del dredge-up sulla nucleosintesi possono essere osservati in Fig. (1.6).

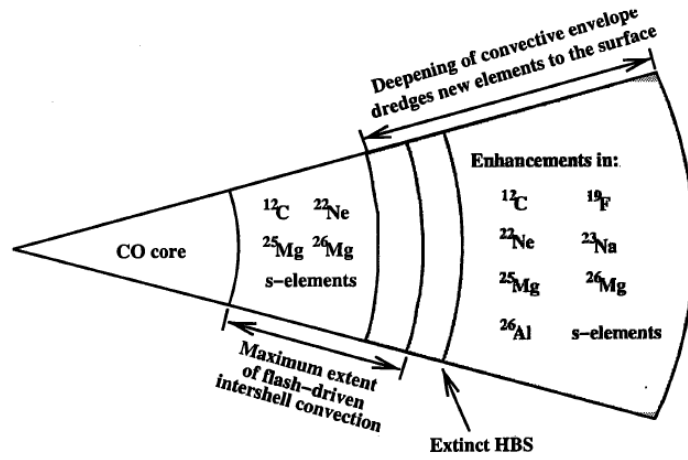


Figura 1.6: Nucleosintesi a partire dal pulso termico, con particolare attenzione alle specie che vengono portate in superficie dal dredge-up (Lattanzio, 2003).

1.2.2 Hot Bottom Burning

Hot Bottom Burning (HBB) è un processo che avviene in stelle con $M \geq 4M_{\odot}$. Quando la temperatura alla base dell'involuppo convettivo durante l'interpulso supera i $3 \cdot 10^7$ inizia la reazione dell'H. Il ciclo CNO opera sul materiale dell'involuppo convettivo e questo processo è conosciuto come *Hot Bottom Burning*, *HBB* (Lattanzio et al., 1997). Esso porta ad un aumento della luminosità superficiale e permette l'accensione del ciclo CNO nell'involuppo che, conseguentemente, porta al bruciamento di ^{12}C in ^{13}C , alterando il rapporto $\frac{^{12}\text{C}}{^{13}\text{C}}$ e producendo una grande quantità di ^{14}N . L'HBB impedisce alle stelle AGB di diventare delle stelle di carbonio, mantenendo il $\frac{C}{O}$ al di sotto dell'unità, e le trasforma, invece, in efficienti produttrici di azoto.

Uno dei principali elementi prodotti durante l'Hot Bottom Burning è il litio. Il bruciamento di H porta alla creazione di ^3He che, ad elevate temperature, crea il ^7Be attraverso le catene pp2 e pp3. Se il berillio viene successivamente mescolato nelle regioni più fredde, cattura un elettrone per formare il ^7Li . La durata di questa fase ricca di litio è temporanea, poiché può venire distrutto e, una volta che tutto l' ^4He è stato consumato, non può essere prodotto.

Anche durante l'HBB possono avvenire i cicli Ne-Na e Mg-Al e in alcuni casi l'effetto è più forte poiché il materiale subisce il ciclo diverse volte.

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 sorgente di neutroni. 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: una volta che la temperatura alla base dell'involuppo convettivo supera i $7 \cdot 10^7 \text{ K}$ la cattura dei protoni da parte del fluoro può distruggerlo attraverso $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{18}\text{O}$.

Le principali specie prodotte o distrutte durante l'HBB vengono di seguito illustrate in Fig. (1.7)

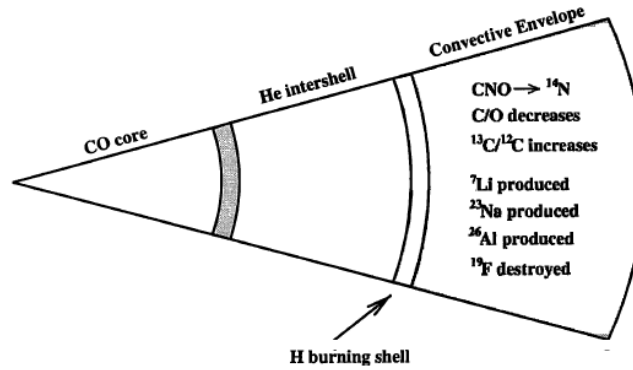


Figura 1.7: Figura che rappresenta i principali effetti dell'HBB sulla nucleosintesi (Lattanzio, 2003).

Wood et al. (1983) ha dato un forte slancio allo studio del Hot Bottom Burning studiando la luminosità delle giganti rosse nelle Nubi di Magellano, che hanno $\frac{C}{O} \leq 1$ e quindi non sono stelle di Carbonio. Tali stelle sono state identificate come stelle AGB che hanno subito ripetuti episodi di terzo dredge-up, senza diventare stelle di Carbonio a causa della presenza dell'HBB che ha bruciato il carbonio in azoto attraverso il ciclo CN. Altra forte prova della presenza di questo processo di bruciamento viene attribuita all'abbondanza di litio delle stelle in esame.

1.2.3 La perdita di massa

Durante la fase di AGB le stelle subiscono consistenti fenomeni di perdita di massa, i quali hanno un ruolo importante nell'arricchimento del mezzo interstellare; diminuiscono i tempi evolutivi, sottraendo combustibile alle due shell, e così pure le masse finali dei nuclei di carbonio e ossigeno vengono ridotte.

La perdita di massa può essere così consistente da rimuovere l'intero involucro prima che la massa del nucleo raggiunga il limite di Chandrasekhar.

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 raggiungere 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 $10^{-2}\odot$.

La perdita di massa determina il numero possibile di pulsazioni termiche e permette di studiare i modelli di Hot Bottom Burning (trattato alla fine di questa sezione) e la nucleosintesi influenzata dalla perdita di massa ad esso connessa (a cui dedicheremo una sezione a parte).

Il vento delle stelle AGB è importante quindi per capire le fasi finali dell'evoluzione stellare, permettendo di analizzare e interpretare le osservazioni AGB e Post-AGB, e rifornisce il mezzo interstellare con massa ed elementi pesanti, formando inoltre le prime particelle solide nello spazio che si possono essere formate 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. Da questo punto inizia la fase di Nebulosa Planetaria (PN).

Capitolo 2

Composizione di intershell

La distribuzione delle abbondanze nella regione di intershell è di grande importanza perché, in queste regioni, hanno luogo il principale bruciamento nucleare e i processi di mescolamento associati al flash di He. Le reazioni nucleari durante l'interpulso, il processo nucleare durante il pulso termico, il mescolamento convettivo nella PDCZ e il terzo dredge-up determinano proprio tali abbondanze che vengono significativamente influenzate dall'applicazione dell'overshoot, poiché causa un'aggiunta di materiale che viene mescolato all'interno dell'intershell. Questo processo di mescolamento ha conseguenze sulla produzione nucleare, sull'arricchimento superficiale, sulla struttura della stella ed è inoltre utile per l'interpretazione delle abbondanze superficiali per le stelle Post-AGB prive di idrogeno.

In questo capitolo, si vanno ad analizzare le conseguenze della presenza di un overshoot all'interno di stelle AGB durante il mescolamento convettivo. Sia l'evoluzione chimica che quella strutturale sono influenzate dalla presenza dell'overshoot che porta ad una maggiore efficienza del terzo dredge-up. Dopo che il terzo dredge-up ha raggiunto la regione di intershell ricca di ^{12}C , si può formare una tasca di ^{13}C , che può servire come sorgente di neutroni per il processo-s. L'overshoot viene applicato alla zona convettiva prodotta dal pulso durante la fase del flash dell'elio e porta ad una penetrazione più profonda di tale zona convettiva, fino all'interno del nucleo C-O, sotto la shell di He.

Herwig et al. (1997) presenta i primi risultati di un modello stellare di $3M_{\odot}$ calcolati con un overshoot convettivo, dipendente dal tempo, applicato a tutti i confini convettivi. Con questo approccio il TDU era molto efficiente per piccole masse del nucleo e metallicità solari. Il risultato a cui si arriva è che le abbondanze percentuali dell'intershell arrivano a dei valori di $^4\text{He}/^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$ pari, rispettivamente, a 23/50/25, completamente diversi dai valori che si otterrebbero con un modello standard. Né Schoenberner (1979) né Boothroyd and Sackmann (1988), ad esempio, hanno considerato l'overshoot ed entrambi hanno trovato che la distribuzione delle abbondanze nell'intershell varia ad ogni pulso: iniziando da una composizione quasi pura di He al primo pulso, le abbondanze si avvicinano ai valori tipici di $^4\text{He}/^{12}\text{C}/^{16}\text{O}=76/22/02$.

2.1 Mescolamento e Overshoot

Il mescolamento degli elementi nelle stelle è attribuito ad un numero di processi dei quali il più efficace è la convezione, meccanismo di trasporto di energia e mescolamento su tempi scala molto piccoli. La grande efficienza significa che, in una stella dove si verifichi una combustione nucleare all'interno di un nucleo convettivo, il meccanismo rende la regione interna omogenea trasportando le ceneri ardenti all'esterno e il combustibile all'interno, portando ad un aggiunta di combustibile e quindi ad un estensione della vita della stella.

Inoltre, una stella con involucro convettivo profondo, porta i prodotti di bruciamento fino alla superficie andando così a modificare le abbondanze superficiali e permettendo di avere delle informazioni sui processi nucleari che avvengono in profondità, negli interni stellari.

Una conseguenza importante della convezione è il meccanismo di *overshoot*, 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.

Nei primi stadi evolutivi di stelle del ramo orizzontale, la combustione di elio in carbonio aumenta l'opacità del nucleo convettivo. La parte inferiore del confine dell'involucro 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 della materia si avvicinano al confine con una velocità non nulla e penetrano la regione stabile della stella e, sebbene vengano rallentati, non si fermano istantaneamente. Questo significa che la convezione si estende in qualche modo oltre il limite assunto e vi è un ulteriore rimescolamento degli elementi. Questo processo è chiamato *overshooting convettivo*. (Tay, 1995)

E' studiata l'efficienza di tale meccanismo di convezione al fine di ottenere indicazioni sui tempi scala caratteristici del processo di propagazione e si può mostrare che il criterio di Schwarzschild per l'instabilità alla convezione risulta verificato entro qualche percento al bordo interno del nucleo convettivo. (Castellani et al., 1971)

Per determinare l'estensione della regione di mescolamento si deve guardare a ciò che accade al confine della zona convettiva.

Il confine dell'instabilità convettiva viene determinata dalla condizione locale di Schwarzschild. Per trovare questo criterio, si consideri un elemento di massa con pressione P_1 e densità ρ_1 che viene spostato verso l'alto, a causa di una piccola perturbazione, dove la pressione viene indicata con P_2 e densità ρ_2 . Poiché nella nuova posizione avrebbe una pressione superiore rispetto all'ambiente circostante, in quanto la pressione diminuisce spostandosi verso l'esterno della stella, l'elemento si espanderà per ristabilire l'equilibrio di pressione, arrivando ad un $P_e = P_2$, ma la sua nuova densità non sarà necessariamente uguale a quella dell'ambiente circostante. Se $\rho_e \geq \rho_2$ l'elemento subirà una spinta verso il basso per la legge di Archimede, se $\rho_e \leq \rho_2$ allora la spinta sarà verso l'alto creando una situazione d'instabilità che porta alla convezione. Questa trattazione ha permesso a Schwarzschild di ricavare un criterio di instabilità contro la convezione:

$$\nabla_{rad} = \frac{3}{16\pi acG} \frac{P}{T} \frac{kl}{m} > \nabla_{ad}$$

Quindi la stella sarà caratterizzata da convezione se k sarà elevato, quindi un elevata opacità, se avrà un grande valore di $\frac{l}{m}$, ossia regioni con un grande flusso di energia, o se il valore di ∇_{ad} sarà piccolo, che caratterizza zone con ionizzazione parziale e temperature basse. Questi effetti sono illustrati in Fig. (2.1)

Schwarzschild afferma che, in uno stato chimicamente omogeneo, il confine della zona convettiva si trova in corrispondenza della superficie dove $\nabla_{ad} = \nabla_{rad}$. A questo punto l'accelerazione dovuta alla forza di galleggiamento, svanisce e, appena fuori dal limite imposto, il segno dell'accelerazione cambia e la bolla convettiva viene frenata fortemente. A causa della velocità non nulla dei vortici convettivi, il limite viene superato per una certa distanza di overshooting.

Una stima di questa distanza di spostamento ci mostra che dovrebbe essere minore dell'altezza di scala di pressione, ma poiché gli elementi portano con se anche calore e si mescolano con l'ambiente circostante, anche la forza che frena gli elementi diminuisce

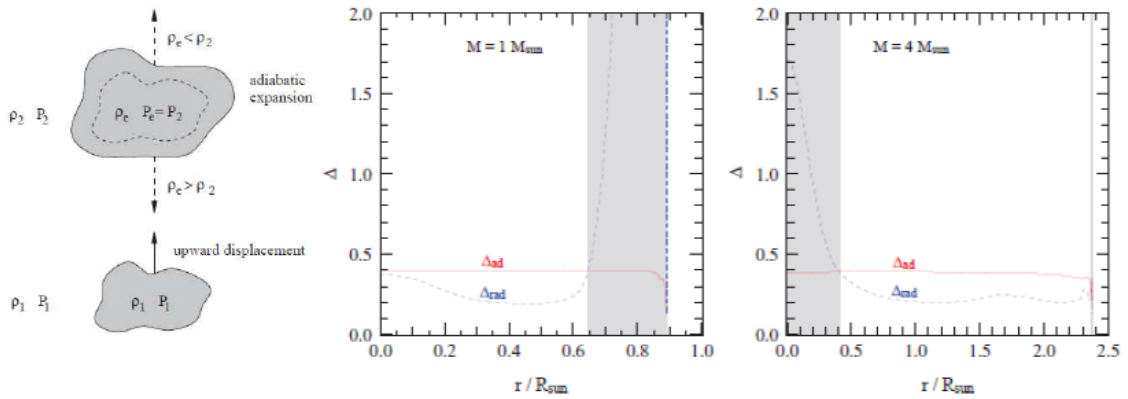


Figura 2.1: Nel pannello a sinistra: rappresentazione schematica del criterio di Schwarzschild per la stabilità alla convezione. L'elemento di gas, perturbato e spostato verso l'alto, può avere densità maggiore dell'ambiente e allora affonderà, o densità minore dell'ambiente e quindi salirà verso l'alto. Nei due pannelli a destra si nota la variazione di γ_{ad} e γ_{rad} per modelli stellari di $1M_{\odot}$ e $4M_{\odot}$ all'inizio della sequenza principale. Il primo pannello ha grandi opacità negli strati esterni; il secondo invece ha un involucro più caldo e un maggiore $\frac{l}{m}$.

riuscendo a penetrare ulteriormente. Di conseguenza una stima della distanza di overshooting è molto incerta, ma viene di solito parametrizzata in termini di altezza di scala di pressione: $d_{ov} = \alpha H_p$.

L'overshoot nei calcoli di evoluzione stellare è stato simulato attraverso l'estensione di un mescolamento istantaneo oltre il confine convettivo e il confronto tra modelli stellari e risultati osservazionali indicano che avviene realmente nelle stelle. Purtroppo però la determinazione teorica è maggiore di quella richiesta dalle osservazioni e si arriva a concludere che vi è una grande discrepanza tra teoria e osservazioni. (Canuto, 1997)

In molti hanno mostrato che il mescolamento convettivo con overshoot gioca un ruolo importante nella struttura ed evoluzione stellare, infatti permette alla stella di avere una vita più lunga sulla sequenza principale poiché continua a fornire nuovo carburante alla stella e inoltre porta ad un maggiore aumento della luminosità e del raggio, a causa della presenza di una regione più grande all'interno della quale il peso molecolare medio aumenta, intensificando gli effetti su L e R . L'overshooting è anche responsabile di una fase Post-AGB più breve.

Dopo una trattazione sul codice di evoluzione stellare e informazioni sui modelli con overshoot analizzati, viene studiata la differenza tra modelli senza e con overshoot, guardando separatamente al bordo dell'involuppo convettivo e al bordo della PDCZ. Infine verranno descritte le proprietà superficiali chimiche e strutturali dei modelli con overshoot.

2.2 Codice di evoluzione stellare e calcoli

I risultati che verranno presentati sono stati ottenuti con un codice di evoluzione stellare descritto da Herwig et al. (1997) con modifiche effettuate da Herwig (1997) che, per alcuni aspetti, ha conseguenze simili alla trattazione con overshoot ma si basa su risultati derivati da simulazioni idrodinamiche bidimensionali di convezione (Herwig et al., 1997)

Il metodo presentato da Herwig considera un modello stellare di $3M_{\odot}$ con composizione quasi solare, un parametro di mixing length $\alpha = 1.7$ e una nucleosintesi che include 31 isotopi e 74 reazioni di bruciamento di Carbonio, inoltre si basa sulle scoperte effettuate

da Freytag et al. (1996), che è riuscito a derivare il coefficiente di diffusione per le regioni immediatamente adiacenti alla zona instabile convettivamente.

Le particelle che diffondono nella regione di overshoot, infatti, possono essere descritte come un processo di diffusione e il coefficiente di diffusione può essere calcolato attraverso

$$D_{ov}(z) = t_c \cdot v_{rms}^2(z) \quad (2.1)$$

ove D_{ov} è la distanza di overshooting, z è la distanza geometrica dal bordo della zona convettiva, t_c è il tempo scala caratteristico per la zona convettiva considerata e v_{rms} è la velocità delle particelle che subiscono l'overshoot. Combinando questa con il decadimento esponenziale della velocità, Freytag et al. (1996) trovano il coefficiente di diffusione nella regione di overshoot come

$$H_v = f \cdot H_p \quad (2.2)$$

dove H_v è l'altezza di scala di velocità degli elementi convettivi che fanno overshoot al confine convettivo e H_p è l'altezza di scala di pressione. Il parametro f è una misura dell'efficienza del mescolamento extra e definisce l'altezza di scala di velocità oltre il confine della zona instabile convettivamente: maggiore è f e più si estende il mescolamento parziale oltre il bordo convettivo. Freytag et al. (1996) trovarono che f dipende dai parametri stellari. Simulazioni idrodinamiche di alcune zone di convezione profonde non sono ancora disponibili e dobbiamo fare affidamento a metodi indiretti.

Applicando questa trattazione di convezione ai modelli AGB troviamo il terzo dredge-up per un modello di $3M_\odot$ che inizia già al settimo pulso raggiungendo un parametro di dredge-up $\lambda = 0.6$ nei successivi sei pulsanti come si nota in Tab. (2.1) I calcoli corrispondenti senza il mescolamento extra (calcoli standard) non mostrano alcun dredge-up.

Tabella 2.1: Nella tabella sono indicati i dati di dredge-up per pulsanti termici selezionati di una stella con $M = 3M_\odot$. Per poter fare un confronto con i modelli standard vengono di seguito mostrati: la massa del nucleo esausto di H (M_H), il parametro di dredge-up ($\lambda = \frac{\Delta M_{DUP}}{\Delta M_H}$ ove M_H rappresenta l'aumento della massa del nucleo attraverso il bruciamento nucleare durante l'ultimo ciclo di pulso termico), la quantità totale di massa che ha subito il dredge-up, la quantità di ^{12}C che ha subito il dredge-up, la composizione di intershell e il contenuto della tasca di ^{13}C (Herwig et al., 1997).

TP Nr.	7	8	12
$\frac{M_H}{M_\odot}$	0.5779	0.5837	0.6073
λ	0.11	0.12	0.60
$\frac{M_{DUP}}{M_\odot}$	$6.3 \cdot 10^{-4}$	$7.0 \cdot 10^{-4}$	$3.7 \cdot 10^{-3}$
$\frac{M_{DUP}(^{12}\text{C})}{M_\odot}$	$1.4 \cdot 10^{-4}$	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$
$(^4\text{He}/^{12}\text{C}/^{16}\text{O})$	(23/50/25)	(23/49/26)	(26/45/27)
$\frac{M_{^{13}\text{C}}}{M_\odot}$	$3.9 \cdot 10^{-7}$	$3.7 \cdot 10^{-7}$	$2.0 \cdot 10^{-7}$

Confrontando le composizioni chimiche nella zona di intershell della Tab. (2.1) e i calcoli standard tipicamente caratterizzati da $(^4\text{He}/^{12}\text{C}/^{16}\text{O})=(70/26/1)$ si nota una grande differenza tra le abbondanze poiché una considerevole quantità di ^{16}O e ^{12}C vengono mescolati già durante il primo pulso quando la zona convettiva si estende più in profondità all'interno del nucleo C/O.

Il forte aumento di carbonio, in particolare, causa un corrispondente aumento di opacità e perciò del gradiente radiativo ∇_{rad} e porta alla semiconvezione immediatamente sotto

gli strati ricchi di He (Iben and Renzini, 1982). Successivamente, L'inviluppo convettivo prosegue verso l'interno e alla fine passa attraverso la zona semiconvettiva Fig. (2.2).

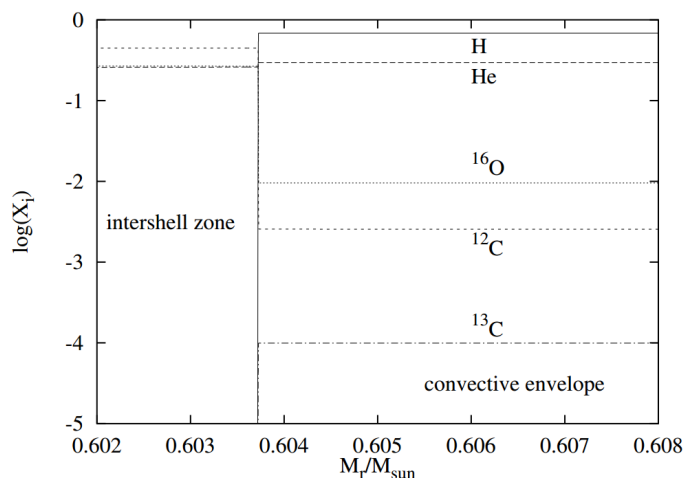


Figura 2.2: L'inviluppo convettivo continua a procedere verso l'interno e dopo poco si ferma (Herwig et al., 1997).

Tipicamente, il 50 % del materiale che ha subito il dredge-up è costituito da carbonio, il restante è composto da elio e ossigeno rispettivamente con il 25 % ognuno, come indicato in Tab. (2.1).

Infine la base dell'inviluppo convettivo rimane alla posizione della penetrazione più profonda per circa 50 anni. Questa è la fase dove l'adiacente H e il carbonio 12 possono dare vita ad una tasca di carbonio 13 Fig. (2.3).

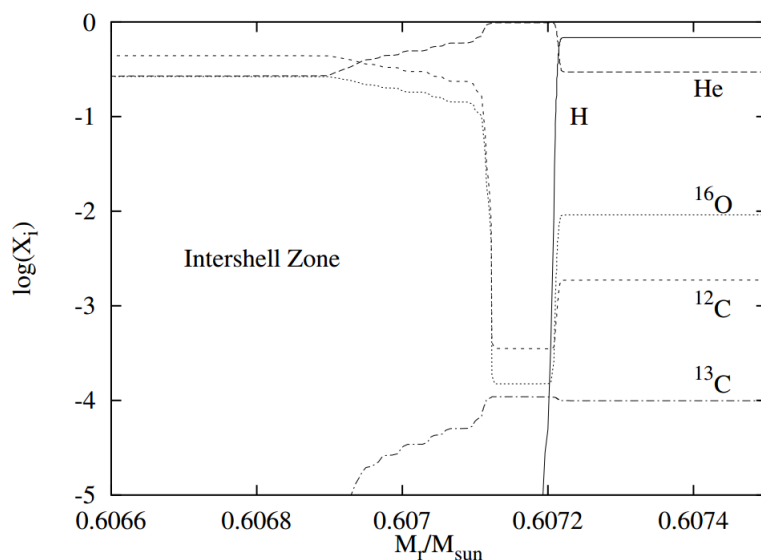


Figura 2.3: Il movimento verso l'interno dell'inviluppo convettivo si è fermato e il dredge-up è finito. Una piccola tasca di ^{13}C si è formata nella regione precedentemente occupata da H e ^{12}C (Herwig et al., 1997).

Si conclude che nel modello trattato da Herwing, nelle stelle AGB si forma una tasca di ^{13}C nella regione di intershell (Herwig et al., 1997) ed è presente il dredge-up per modelli con masse inferiori alle $3M_{\odot}$, in contrasto con i modelli che non considerano l'overshoot.

In aggiunta, le abbondanze di intershell sono considerevolmente cambiate a causa di un mescolamento ulteriore.

Nei prossimi capitoli vengono trattati di modelli di $3M_{\odot}$ e $4M_{\odot}$ con overshoot e, per comparazione, una TP-AGB di $3M_{\odot}$ viene calcolata senza overshoot. Si parta con il modello con overshoot di $3M_{\odot}$ considerato appena prima che accada il primo pulso termico. Allo scopo di studiare la dipendenza dell'evoluzione delle abbondanze di intershell come funzione del parametro f , vengono calcolati modelli con diversi valori di f .

2.3 Overshoot al bordo dell'involuppo convettivo

L'overshoot al bordo dell'involuppo convettivo ha un effetto sulla descrizione del terzo dredge-up e sulla formazione della tasca di ^{13}C dopo la fase di dredge-up. Si è dibattuto sul fatto che l'overshoot convettivo sul fondo dell'involuppo convettivo possa essere un prerequisito per il dredge-up e ciò è legato al problema generale di determinare i confini convettivi del mescolamento all'interno della stella. I modelli senza overshoot sviluppano una discontinuità in ∇_{rad} quando il fondo della zona di involucpo convettivo raggiunge lo strato stabilizzante ricco di elio e questa può, in alcune condizioni, impedire il TDUP. Nei nostri modelli di stelle AGB con nuclei non troppo massivi il flusso nel lato stabile del confine convettivo non è sufficientemente grande da portare ∇_{rad} ad un valore superiore rispetto a ∇_{ad}

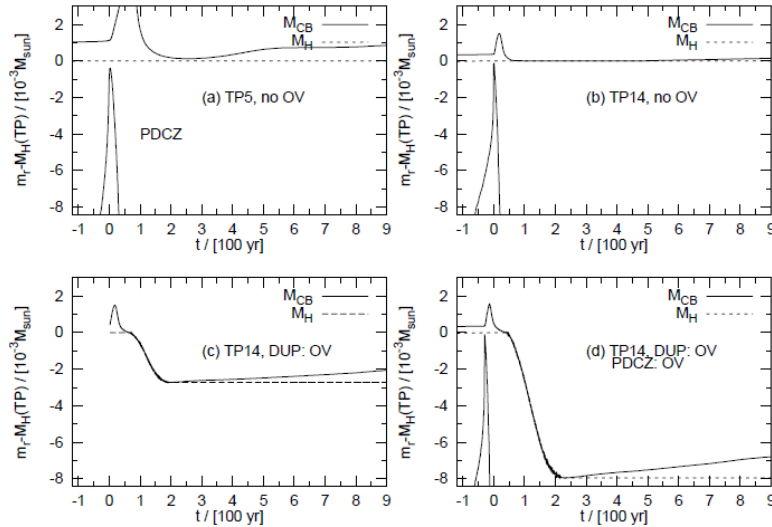


Figura 2.4: Evoluzione della coordinata di massa del confine convettivo (M_{CB} , linea continua) e del nucleo senza idrogeno (M_H , linea tratteggiata). Il picco della linea continua, mostrato in **a**, **b**, **d**, è la più alta zona di convezione guidata dal pulso del flash dell'elio, mentre la linea continua più in alto mostra il confine inferiore della zona di convezione dell'involuppo. Nel pannello **a** viene rappresentato il quinto pulso termico di una stella di $3M_{\odot}$ senza overshoot, nel pannello **b** il quattordicesimo pulso termico, nel pannello **c** lo stesso pulso di **b** iniziato dopo che la PDCZ è svanita e senza overshoot, infine nel pannello **d** ancora il quattordicesimo pulso ricalcolato da prima dell'inizio del flash dell'elio, con overshoot sia nella PDCZ sia nel successivo episodio di terzo dredge-up (Herwig, 2000).

In Fig. (2.4) la situazione nella regione del dredge up è mostrata per diversi puls termici e calcolata con differenti assunzioni sull'overshoot. Dopo un TP agli inizi calcolato senza alcun overshoot per una stella di $3M_{\odot}$ (pannello a), il fondo dell'involuppo convettivo

non si avvicina abbastanza da causare alcun dredge up al nucleo privo di idrogeno. Per TP più avanzati nel tempo (pannello b) la convezione si avvicina chiaramente al nucleo per un periodo di circa 300 anni, ma a causa dell'effetto della discontinuità di abbondanze la mancanza dell'overshoot impedisce il TDUP. Ciò è evidente dal pannello c che mostra la stessa situazione alla presenza di overshoot al di sotto del fondo dell'involuppo convettivo e, in questo caso, un considerevole dredge-up di materiale è possibile. Il pannello d mostra che l'overshoot applicato anche al precedente PDCZ incrementa l'efficienza di dredge up e ciò è discusso in dettaglio nella sezione 2.4.

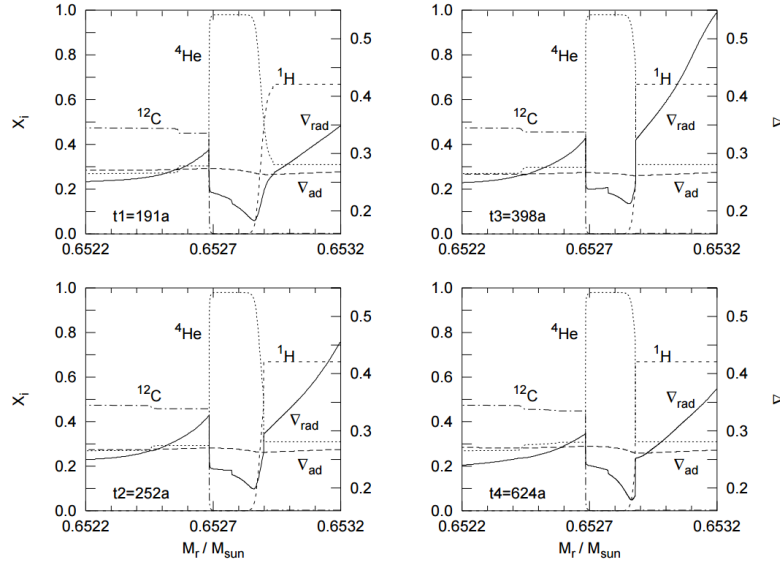


Figura 2.5: Sequenza di tempi della regione che precedentemente era la shell di bruciamento dell'idrogeno dopo l'ottavo pulso di una stella di $3M_{\odot}$. La fase di dredge-up dopo il pulso termico di una sequenza con overshoot è stato ricalcolato senza overshoot e, come risultato, il dredge-up viene impedito (a confronto con Fig. (2.4) e con Fig. (2.6)). Sono indicate inoltre le abbondanze di elio, carbonio e ossigeno e i gradienti di temperatura adiabatica e radiativa. Al centro di ogni pannello una regione costituita quasi completamente da He si è formata dal bruciamento di H durante la precedente fase di interpulso. Le quattro istantanee mostrano come la zona di convezione dell'involuppo avanzi verso il centro durante la fase in cui il TDU dovrebbe avvenire con overshoot. Si noti come la discontinuità del ∇_{rad} sia legata alla discontinuità nelle abbondanze: la discontinuità cresce sempre più e alla fine, quando la regione riprende la contrazione, il bordo inferiore dell'involuppo convettivo indietreggia senza essere in grado di fare il dredge-up del materiale proveniente dalla regione ove H è esaurito (Herwig, 2000).

In Fig. (2.5) il tempo dopo l'ottavo pulso termico di una stella di $3M_{\odot}$ con overshoot è stato ricalcolato senza overshoot, mentre in Fig. (2.6) viene mostrato un profilo all'inizio del terzo dredge-up della corrispondente sequenza originale con overshoot. Un confronto tra le due figure mostra che, nella sequenza con overshoot, 10^{-4} di materiale ricco di elio ha già subito il dredge-up e questo mescolamento addizionale rimuove la netta discontinuità di abbondanze e di conseguenza dissolve la discontinuità nel ∇_{rad} che dipende molto dall'opacità.

Si può identificare una regione istantaneamente mescolata nella quale il flusso diretto verso il basso decelera rispetto alla sua velocità iniziale al bordo, fino ad una ben più bassa velocità dove l'abbondanza chimica non è omogenea. La bassa velocità mi rende inefficiente il mescolamento e questo porta ad una molto sottile regione di composizione omogenea. La Fig. (2.6) dà un'idea della dimensione della regione di overshoot in termini

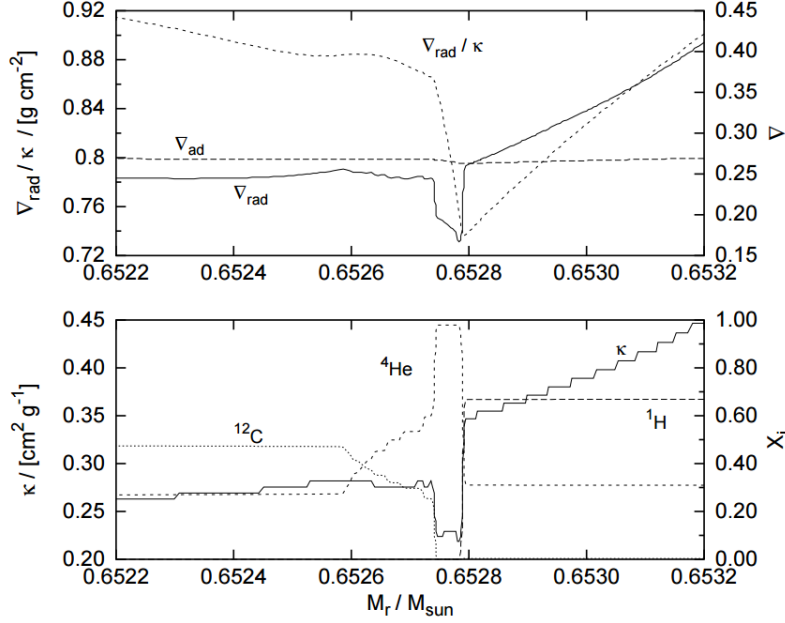


Figura 2.6: Gradienti di temperatura, opacità e abbondanze per una frazione di massa in stelle AGB durante il TDU con $f = 0.016$ dopo l’ottavo pulso con overshoot, dopo il picco di luminosità dell’elio ($t = 216yr$). In Fig. (2.5) il bordo inferiore dell’involuppo convettivo non raggiunge la zona stabile ricca di elio, mentre nel caso qui rappresentato l’involuppo ha iniziato ad inghiottire la zona stabile ricca di elio (Herwig, 2000).

della sua massa. Se il tempo di ogni step è troppo grande con un piccolo overshoot l’effetto di smussamento sulla discontinuità di abbondanza non è efficiente ed il DUP è impedito e questo è il caso negli esempi mostrati in Fig. (2.4) **b** e in Fig. (2.5).

Nei nostri calcoli senza overshoot ∇_{rad} e ∇_{ad} sono inizialmente paragonati e ciò definisce le griglie stabili ed instabili e nessun mescolamento è concesso da una zona instabile a una stabile. Questo approccio ben riproduce la teoria del mixing length che predice che nessuna bolla convettiva può lasciare la regione instabile alla convezione. Tuttavia, supponendo che la media dei gradienti sia comparabile nelle regioni vicine, il materiale nelle zone stabili può miscelarsi con quello della zona vicina se quest’ultima è instabile: in queste condizioni può avvenire il dredge-up.

Durante il dredge-up la parte superiore della regione di intershell viene inghiottita dall’involuppo convettivo secondo $M_{DUP} = \frac{\Delta m_{edge}}{\Delta t}$ dove m_{edge} è la coordinata di massa del confine convettivo. In seguito l’estensione ΔM_h dello strato stabile, reso omogeneo dal mescolamento extra, dipende dall’efficienza di overshoot e dal tasso di massa che ha subito il dredge-up(M_{DUP}): ΔM_h è più grande quando l’efficienza è maggiore, mentre M_{DUP} è minore a causa dell’indipendenza dal tempo del mescolamento degli elementi.

2.3.1 Il processo-s e la tasca di ^{13}C

Osservazioni spettroscopiche mostrano che la maggior parte delle stelle AGB sono arricchite di elementi più pesanti del ferro, prodotti da lente reazioni di cattura di neutroni nei nuclei di Fe: processo-s (*slow-process*). La sorgente principale di neutroni liberi in stelle di piccola massa è probabilmente la reazione $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$.

Durante il terzo dredge-up, l’involuppo convettivamente instabile e ricco di idrogeno ha contatti con la regione di intershell ricca di carbonio. Se consideriamo la trattazione

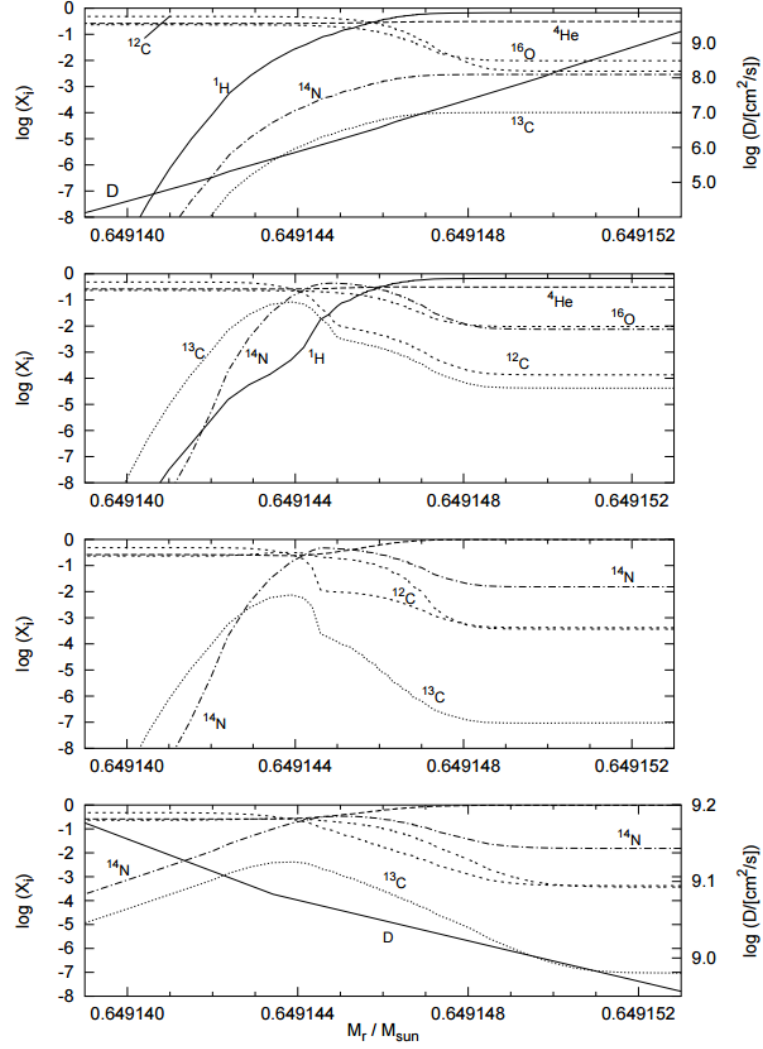


Figura 2.7: Sviluppo e descrizione della tasca di ^{13}C , dopo l'ottavo pulso termico di una stella di $3M_{\odot}$. I pannelli mostrano i profili di abbondanze di H e ^{12}C : il primo mostra un modello dopo la fine del dredge-up, il secondo 1800 anni dopo quando avviene nuovamente il bruciamento dell'idrogeno, il terzo un modello alla fine della fase di interpulso quando il ^{13}C è già stato distrutto dalla reazione $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ e l'ultimo pannello mostra l'inizio del successivo pulso termico. La linea continua nel primo e nell'ultimo pannello rappresenta il coefficiente di diffusione. Nel pannello superiore il coefficiente di diffusione diminuisce esponenzialmente e, nella metà in alto a destra, la distanza di overshoot (D) è abbastanza grande da causare un mescolamento omogeneo degli elementi, mentre, a sinistra, parte dell'abbondanza dell'idrogeno diminuisce all'aumentare di ^{12}C (Herwig, 2000).

con overshoot, applicato al confine della zona convettiva dell'involuppo, l'idrogeno diffonde all'interno degli strati ricchi di carbonio sottostanti e si forma così una regione dove coesistono i protoni provenienti dall'involuppo e il ^{12}C della regione di intershell Fig. (2.7). Quando la temperatura aumenta durante l'evoluzione successiva la cattura protonica trasforma il ^{12}C e H in una tasca di ^{13}C e un'importante tasca di ^{14}N tra loro vicine. Il ^{13}C si forma negli strati più profondi dove l'abbondanza di H è al di sotto del $\simeq 5\%$ e qui il carbonio appena formato non può essere processato in azoto, poiché tutti i protoni sono stati consumati. Esiste però una massima frazione di massa raggiunta dal ^{13}C al di sopra

della quale ci sono ancora protoni disponibili per la trasformazione del carbonio in azoto. La tasca di ^{14}N è una diretta conseguenza della variazione continua delle abbondanze di H e ^{12}C dal nucleo all'involuppo.

Durante tutto il periodo di interpulso la regione rappresentata in Fig. (2.7) si scalda e si contrae fino a quando, raggiunta la temperatura $T = 10^8\text{K}$, il ^{13}C viene distrutto dalla reazione $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ e così i neutroni vengono rilasciati. Verso la fine del periodo di interpulso (terzo pannello Fig. (2.7)) la maggior parte del ^{13}C viene bruciato dalla cattura α e la piccola frazione rimanente viene inghiottita dagli strati esterni raggiungendo la zona di convezione del flash dell'elio.

Con la descrizione di overshoot che abbiamo considerato e l'assunzione fatta di un'efficienza con $f = 0.016$, la zona nella quale si forma la tasca di ^{13}C è molto sottile $2 \cdot 10^{-7}$, mentre si stima che la distribuzione degli elementi del processo-s derivati dalla sorgente di neutroni ^{13}C richieda che la tasca contenga $\approx 1 - 2 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$ (Straniero et al., 1995). A questo proposito, studi più approfonditi sull'effetto dell'overshoot devono essere ancora svolti.

2.4 Overshoot nella zona di convezione del flash dell'elio

Durante l'inizio della fase di flash dell'elio, quando il bruciamento dell'elio aumenta rapidamente, gli strati subito sopra la regione della massima generazione di energia e temperatura diventano convettivamente instabili. L'efficienza di overshoot al bordo inferiore della PDCZ fornisce nuovo elio all'interno della regione di bruciamento nucleare sottostante, favorendo il runaway nucleare.

Apparentemente non c'è un effetto notevole di overshoot al di sopra della PDCZ, infatti, come si vede in Fig. (2.8)c lo strato con massa minima rimanente tra l'involuppo ricco di H e la parte superiore della PDCZ alla sua estensione maggiore è indipendente dall'overshoot.

Sia le abbondanze nell'intershell sia i parametri strutturali nella zona di convezione sono influenzati dall'overshoot alla base della zona convettiva del flash dell'elio e, in particolare, le variazioni nelle abbondanze e la maggiore generazione di energia durante il pulso termico portano ad un terzo dredge-up molto efficiente (Herwig et al., 1999).

Come si vede nella parte **a** e **b** della Fig. (2.8), che mostra un esempio di una stella di $3M_{\odot}$, la sequenza senza overshoot non mostra alcun dredge-up e la shell di bruciamento dell'idrogeno viene spostata verso l'esterno.

Con overshoot, il dredge-up avviene al terzo pulso termico e la crescita effettiva della massa del nucleo viene rallentata fino all'ultimo pulso termico calcolato, quando l'intershell non evolve più verso l'esterno. Durante questo stazionario bruciamento della shell, il carburante nucleare per le shell di idrogeno e elio viene trasportato verso l'interno dal dredge-up, che contribuisce così a fornire materiale fresco all'involuppo. In questa situazione il dredge-up è importante non solo per il mescolamento del materiale processato verso l'alto, ma anche per il mescolamento di materiale fresco verso l'interno e nutre le shell stazionarie.

Al quinto pulso le masse del nucleo con o senza overshoot non sono ancora troppo diverse a causa della differenza di dredge-up tra i due casi. Comunque, le differenze dovute all'overshoot sono già ben stabilite: non solo l'estensione della dimensione della PDCZ è maggiore con overshoot (Fig. (2.8) d), ma anche l'instabilità convettiva è più estesa nello spazio (Fig. (2.9) a). Altre differenze dovute alla presenza dell'overshoot sono che la zona di convezione del flash dell'elio si sviluppa e scompare più velocemente e che la durata dell'instabilità convettiva è minore, infatti dura circa 100 anni per i modelli con overshoot e circa 150 anni senza overshoot.

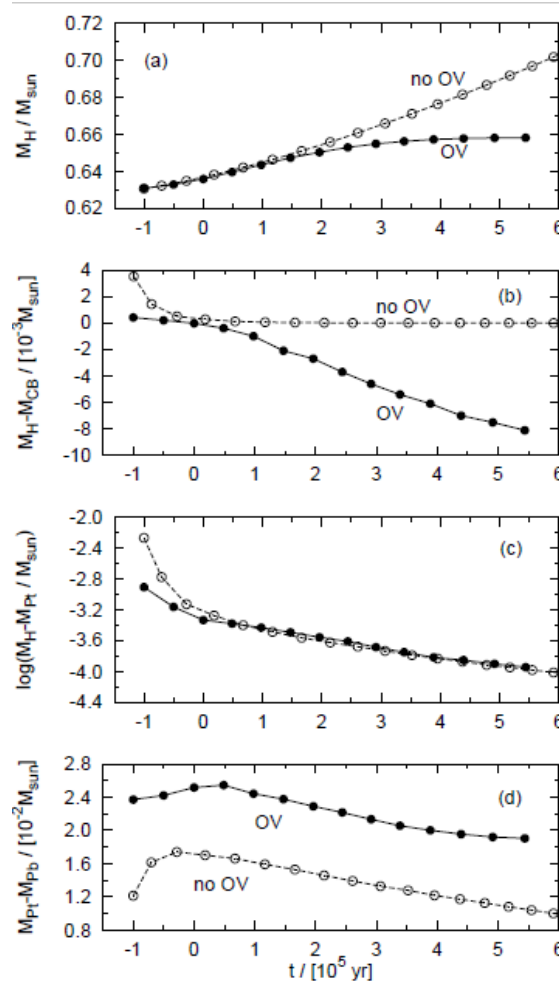


Figura 2.8: Evoluzione della posizione e dimensione in coordinate di massa di diverse quantità ad ogni pulso termico in funzione del tempo. I simboli pieni mostrano la sequenza di $3M_{\odot}$ con overshoot mentre i simboli aperti rappresentano la sequenza senza overshoot ed entrambe iniziano prima del primo pulso termico. Pannello **a**: nucleo privo di idrogeno, l'aumento dovuto al bruciamento di H durante l'interpulso viene controbilanciato dal dredge-up dopo il TP nella sequenza di overshoot. Pannello **b**: differenza della massa del nucleo per ogni pulso termico e la più piccola coordinata di massa alla base dell'involuppo convettivo raggiunto dopo il pulso termico, i valori negativi indicano il terzo dredge-up. Pannello **c**: differenze di massa del nucleo per ogni pulso e la coordinata di massa della parte superiore della PDCZ raggiunta durante il TP. Pannello **d**: differenza della coordinata di massa tra la parte superiore e la parte inferiore della PDCZ (Herwig, 2000).

Analizzando Fig. (2.9) vediamo, nel pannello **b**, che nel modello con overshoot la temperatura al bordo inferiore della zona di convezione del flash dell'elio è maggiore, mentre al bordo superiore della zona convettivamente instabile la temperatura è più piccola. Sebbene la complessiva durata dell'instabilità convettiva sia maggiore senza overshoot è importante notare che la fase con elevata temperatura è più lunga con overshoot. La durata di questa fase e la temperatura raggiunta sono importanti per l'analisi della nucleosintesi durante il flash dell'elio: senza overshoot la temperatura massima raggiunta al confine inferiore della zona di convezione del flash dell'elio è di $2.44 \cdot 10^8 K$ durante il quinto pulso, mentre, con overshoot, supera i $2.5 \cdot 10^8 K$ per 21.8 anni e va oltre il valore di $2.7 \cdot 10^8$ per 9.3 anni. Nei

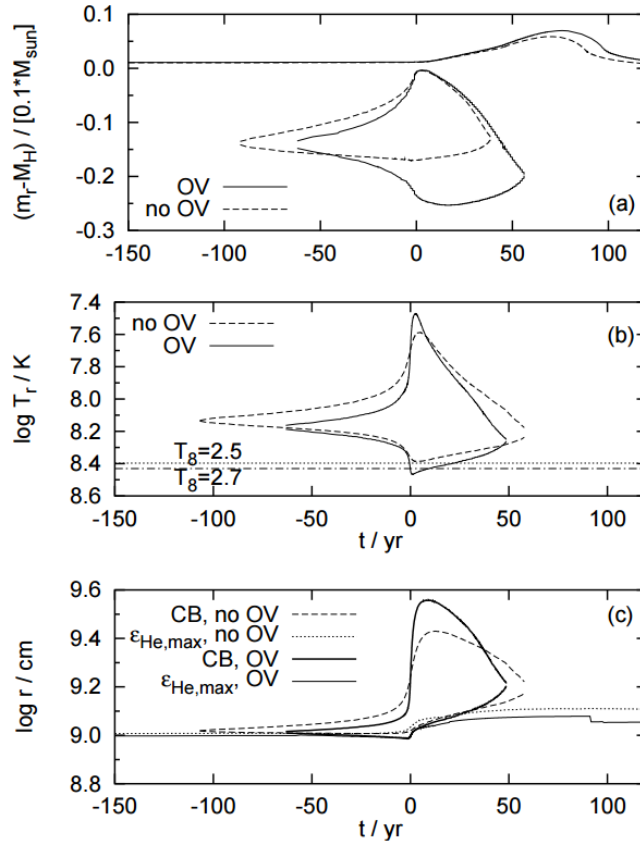


Figura 2.9: Pannello **a**: coordinate di massa del confine della PDCZ durante il quinto pulso termico per una stella di $3M_{\odot}$ con e senza overshoot. Il tempo viene portato a zero nel momento dove la luminosità del bruciamento dell'He ha raggiunto il massimo. Pannello **b**: temperatura al confine della zona di convezione del flash dell'elio allo stesso pulso termico. Pannello **c**: posizione geometrica del confine della PDCZ e energia massima rilasciata dal bruciamento dell'elio (Herwig, 2000).

successivi pulsi termici la temperatura aumenta costantemente.

Perciò, l'esatto meccanismo di processo-s e anche altri aspetti della nucleosintesi vengono influenzate non solo dalle diverse abbondanze dell'intershell dovuto all'overshoot ma anche dalle diverse temperature e tempi scala nell'intershell durante il flash dell'elio.

Infine la Fig. (2.9) nel pannello c mostra l'evoluzione geometrica della zona di convezione di flash dell'elio assieme alla posizione del massimo di generazione di energia dovuta al bruciamento dell'elio. Con overshoot la più grande estensione geometrica della zona di convezione del flash dell'elio è circa 1.4 volte la distanza trovata senza overshoot.

Considerando nuovamente l'efficienza del terzo dredge-up per i modelli con overshoot è possibile trovare una dipendenza di λ dall'efficienza f , ma è importante chiarire i diversi ruoli dell'overshoot al di sotto del bordo inferiore della zona di convezione del flash dell'elio e al di sotto del confine inferiore della zona di convezione dell'involuppo. A questo scopo sono stati fatti degli esperimenti numerici che coinvolgono i calcoli di un ciclo TP con diversi valori per il parametro f e i risultanti valori di λ dimostrano la dipendenza del terzo dredge-up dall'efficienza di overshoot sotto l'involuppo convettivo. Quindi f e λ sono correlate: un overshoot più grande porta ad un maggior dredge-up.

Anche il picco di luminosità del flash dell'He varia a seconda del modello con o senza

overshoot infatti al quattordicesimo TP della sequenza con overshoot il picco di luminosità del flash dell'elio è $L_{He} = 7.9 \cdot 10^7 L_{\odot}$, mentre senza overshoot è $L_{He} = 2.4 \cdot 10^7 L_{\odot}$ ed è quindi minore.

Constatiamo quindi che sono numerose le differenze tra modelli con overshoot e modelli senza e queste differenze si protraggono anche nelle diverse abbondanze delle intershell.

2.5 Le abbondanze nella regione di intershell

I modelli con overshoot nell'intershell hanno un maggiore frazione di massa di carbonio e ossigeno a spese dell'elio. In Fig. (2.10) viene mostrata la variazione delle abbondanze di intershell da pulso a pulso per stelle di $3M_{\odot}$ e $4M_{\odot}$ e si nota che, già durante i primi puls, le abbondanze di ^{12}C e ^{16}O aumentano fortemente, mentre ^4He diminuisce. Dopo circa sei puls l'abbondanza di elio nell'intershell raggiunge il minimo mentre carbonio e ossigeno vanno verso il massimo e nei successivi 5-10 puls tutte le abbondanze vengono livellate ad un valore simile a quello trovato dopo il secondo o terzo dredge-up. L'overshoot con un efficienza $f = 0.016$ aumenta la quantità di carbonio di un fattore 2 e la quantità di ossigeno di un fattore da 10 a 20.

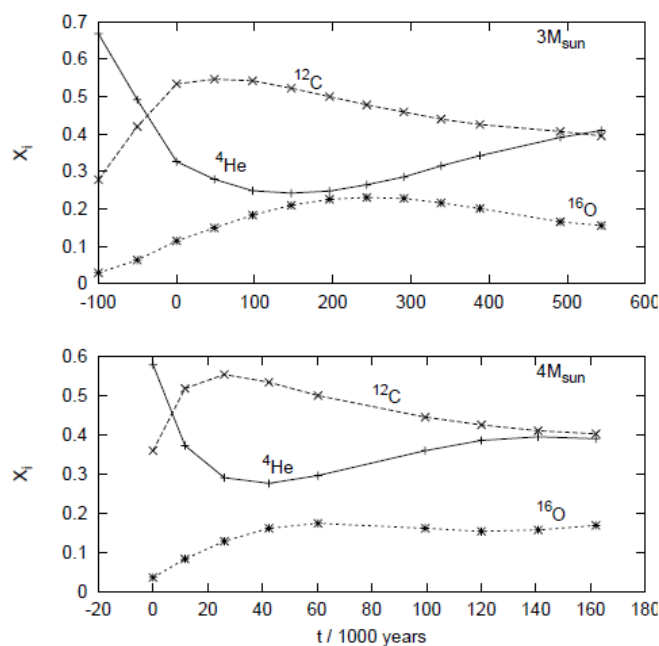


Figura 2.10: Tempi di evoluzione delle abbondanze in frazioni di massa nella parte superiore dell'intershell subito prima ogni pulso per $3M_{\odot}$ nel pannello superiore e per $4M_{\odot}$ nel pannello inferiore entrambe con overshoot. Il punto zero per la stella di $3M_{\odot}$ si trova al terzo pulso dove avviene il terzo dredge-up (Herwig, 2000).

Sono stati compiuti test allo scopo di studiare la dipendenza delle abbondanze nell'intershell dall'efficienza dell'overshoot e rivelano che c'è una relazione tra il parametro di overshoot e le abbondanze: un maggiore overshoot porta ad un'abbondanza di carbonio e ossigeno maggiore e, conseguentemente, una minore abbondanza di elio. Seguendo l'evoluzione da uno stesso modello di partenza con diversi valori di f , in Fig. (2.11) viene mostrata l'abbondanza nella parte più alta dell'intershell dopo il terzo TP e si osserva

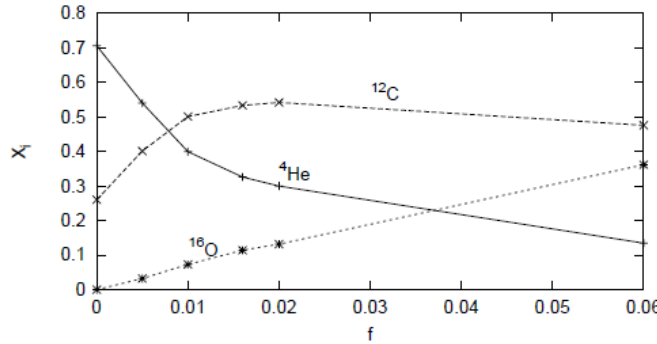


Figura 2.11: Abbondanze di intershell per diversi valori di efficienza di overshoot dopo il terzo dredge-up. I test sui modelli sono stati calcolati a partire dallo stesso modello di partenza prima del primo pulso termico con diversi valori di f ; le abbondanze per la sequenza con $f = 0$ sono state calcolate senza overshoot (Herwig, 2000).

che con efficienze sempre maggiori di overshoot la quantità di ossigeno aumenta quasi linearmente. Questo legame porta alla conclusione che deve esserci uno strettissimo range per l'efficienza di overshoot al confine inferiore della zona di convezione del flash dell'elio. I modelli senza overshoot non mostrano mai più del 2% di ossigeno nell'intershell, non riproducendomi così la grande frazione di massa osservata, e questa è una forte prova della presenza di un qualche piccolo overshoot al bordo inferiore della zona di convezione del flash dell'elio.

Le abbondanze di ossigeno mostrate in Fig. (2.11) sono una stima dell'abbondanza di ossigeno superficiale dei modelli stellari di Post-AGB privi di H. Questa mancanza è causata dal materiale di intershell che appare in superficie durante un tardo pulso termico e nessun parametro di overshoot più grande di $f = 0.03$ porterebbe a modelli Post-AGB privi di H, ma con un abbondanza di ossigeno troppo elevata. Quindi, le osservazioni, assieme alla comprensione teorica dell'origine dell'evoluzione delle stelle Post-AGB prive di idrogeno, costringe l'efficienza di overshoot all'interno di un range molto ristretto $0.01 < f < 0.03$.

Come si vedrà nel capitolo 3, è possibile confrontare le abbondanze di intershell trattate fino ad ora con le abbondanze delle stelle PG1159 e, dalle analisi delle abbondanze spettroscopiche, si evince che queste stelle sono molto ricche di carbonio e ossigeno a spese dell'elio, come dimostrazione di quanto affermato precedentemente.

2.6 Proprietà superficiali

Dopo aver descritto i diversi meccanismi attraverso i quali l'overshoot influenza le caratteristiche interne dei modelli stellari, si consideri ora come tale processo modifichi anche le proprietà superficiali dei modelli. A questo scopo si consideri la Fig. (2.12) e la Fig. (2.13) dove vengono forniti la quantità di massa che ha subito il dredge-up e i valori relativi per l'efficienza di dredge-up $\lambda = \frac{\Delta M_\lambda}{\Delta M_H^3}$ per $3M_\odot$ e $4M_\odot$ con overshoot.

Luminosità. Mentre i modelli senza dredge-up seguono una relazione massa-luminosità lineare, i modelli con un dredge-up molto efficiente ($\lambda \simeq 1$) sono caratterizzati da un continuo aumento della luminosità anche se la massa del nucleo non aumenta. Come è stato sottolineato da Marigo et al. (1999), probabilmente oltre un terzo dell'aumento del-

TP	age yr	$\frac{L_{He}}{10^6 L_{\odot}}$	$\frac{\Delta M_{\lambda}}{10^{-3}}$	$\frac{\Delta M_H}{10^{-3}}$	λ	$\frac{M_H}{M_{\odot}}$	$\frac{M_{Pt}}{M_{\odot}}$	$\frac{M_{Ph}}{M_{\odot}}$	$^{12/13}C$	C/O	$^{16/17}O$	$^{16/18}O$
1	-100079	0.46	—	—	—	0.63087	0.62969	0.60598	20.4	0.29	194.7	606.7
2	-50212	1.17	—	2.0	—	0.63288	0.63213	0.60795	"	"	"	"
3	1	2.13	0.03	3.1	—	0.63593	0.63547	0.61003	"	"	"	"
4	48519	2.63	0.4	3.7	0.10	0.63962	0.63920	0.61377	20.5	0.30	194.8	607.0
5	97563	3.18	1.0	4.3	0.23	0.64352	0.64315	0.61819	22.3	0.32	196.1	610.9
6	146883	4.63	2.1	4.7	0.44	0.64726	0.64694	0.62267	26.9	0.38	199.8	622.7
7	195842	6.71	2.7	5.1	0.53	0.65030	0.65002	0.62688	33.0	0.45	205.5	640.4
8	243582	8.80	3.7	5.3	0.71	0.65289	0.65265	0.63048	41.4	0.54	213.9	666.6
9	291084	13.9	4.6	5.7	0.82	0.65482	0.65461	0.63328	51.8	0.64	224.5	699.7
10	338588	19.0	5.4	6.0	0.91	0.65616	0.65598	0.63542	63.8	0.74	236.6	737.4
11	388433	29.4	6.1	6.4	0.98	0.65717	0.65702	0.63701	77.7	0.86	250.0	779.1
12	438979	42.9	7.0	6.8	1.02	0.65773	0.65759	0.63805	93.0	0.97	263.7	822.0
13	491151	59.9	7.5	7.3	1.04	0.65804	0.65804	0.63871	109.5	1.08	277.5	864.9

Figura 2.12: Proprietà di dredge-up dei puls termici di $3M_{\odot}$ con $f = 0.016$. La tabella fornisce in particolare il numero di puls, il picco di luminosità della shell di bruciamento dell'He ($\frac{L_{He}}{L_{\odot}}$), la quantità di materiale senza H che ha subito il dredge-up ($\frac{\delta M_{\lambda}}{M_{\odot}}$), La crescita del nucleo dall'ultimo pulso termico, il parametro di dredge-up, la massa del nucleo privo di H, la coordinata di massa al confine superiore della PDCZ, la coordinata di massa al confine inferiore della PDCZ ed infine le abbondanze dei rapporti tra gli isotopi (Herwig, 2000).

TP	age yr	$\frac{L_{He}}{10^6 L_{\odot}}$	$\frac{\Delta M_{\lambda}}{10^{-3}}$	$\frac{\Delta M_H}{10^{-3}}$	λ	$\frac{M_H}{M_{\odot}}$	$\frac{M_{Pt}}{M_{\odot}}$	$\frac{M_{Ph}}{M_{\odot}}$	$^{12/13}C$	C/O	$^{16/17}O$	$^{16/18}O$
1	-80	2.26	2.39	—	—	0.78259	0.78239	0.77172	19.8	0.31	274.3	602.7
2	11660	3.70	3.12	1.91	1.63	0.78211	0.78192	0.77096	22.4	0.34	275.1	604.4
3	25990	6.21	3.94	2.61	1.51	0.78160	0.78144	0.77017	27.7	0.42	277.6	610.0
4	42350	11.5	4.79	3.17	1.51	0.78083	0.78070	0.76945	34.9	0.51	282.7	621.2
5	60290	21.0	5.41	3.58	1.51	0.77962	0.77953	0.76865	43.5	0.62	290.6	638.6
6	79610	38.1	5.63	3.93	1.43	0.77814	0.77806	0.76766	52.8	0.72	300.4	660.2
7	99500	59.8	5.90	4.16	1.42	0.77667	0.77661	0.76656	62.0	0.82	310.4	682.1
8	120030	92.6	5.92	4.45	1.33	0.77522	0.77517	0.76593	71.2	0.91	320.5	704.4
9	140790	123.3	0.61	4.59	1.33	0.77389	0.77384	0.76472	80.1	0.99	330.2	725.8
10	161900	142.6	0.64	4.74	1.37	0.77253	0.77248	0.76336	89.0	1.06	340.5	748.6
11	183480	195.5	0.65	4.92	1.32	0.77102	0.77128	0.76187	98.3	1.13	352.4	774.6

Figura 2.13: Proprietà di dredge-up dei puls termici di $4M_{\odot}$ con $f = 0.016$ (Herwig, 2000).

la luminosità osservata da Herwing può essere associata all'effetto dell'aumento del peso molecolare nell'involuppo, come risultato del dredge-up del materiale processato.

In generale la luminosità superficiale reagisce al pulso termico negli interni profondi attraverso un'improvvisa e drastica diminuzione del 40%, rispetto alla luminosità precedente ai puls termici. In seguito, un immediato salto in luminosità, forma *il picco di luminosità superficiale* come è possibile osservare in Fig. (2.14) ove il picco si trova al valore $t = 0$ anni.

I modelli senza overshoot mostrano solo un piccolo picco di luminosità dopo il primo pulso termico, con picchi sempre più piccoli della luminosità di interpulso; infatti, solo dopo il terzo pulso il picco di luminosità supera la luminosità di interpulso e il rapporto della luminosità di picco e di interpulso cresce. I modelli con overshoot, invece, mostrano un picco molto grande già dal primo pulso con un rapporto di luminosità del valore di 1.6 che gradualmente diminuisce durante i puls successivi, fino a quando, al quinto pulso Fig. (2.14), il picco di luminosità superficiale è simile per i due modelli. Il picco di luminosità locale dell'elio durante un pulso è seguito da altri picchi secondari più piccoli.

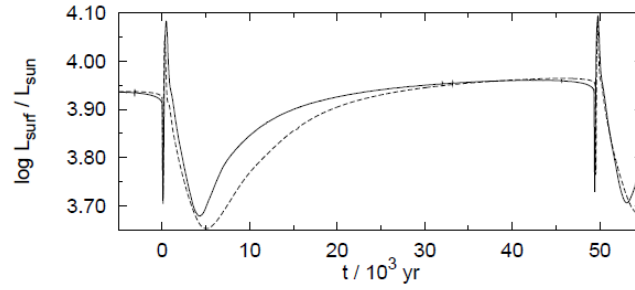


Figura 2.14: Luminosità superficiale per un ciclo di pulso completo di una sequenza con overshoot (linea continua) e senza overshoot (linea tratteggiata). Il tempo viene fatto partire da zero al quinto pulso (Herwig, 2000).

Evoluzione Chimica. Confrontando l'evoluzione chimica di modelli AGB con e senza overshoot si nota che i primi producono naturalmente una tasca di ^{13}C e sono caratterizzati da un dredge-up più profondo. Inoltre i modelli con overshoot si contraddistinguono per temperature più elevate nella zona di convezione del flash dell'elio durante i puls termici e anche per una minore delle abbondanza di elio e un aumento delle abbondanze di ^{12}C e ^{16}O nell'intershell.

Anche i rapporti tra gli isotopi e il rapporto $\frac{C}{O}$ sono diversi a seconda del modello considerato.

Come si vede in Fig. (2.13) il ricorrente ed efficiente dredge-up trasporta il ^{12}C all'interno dell'involuppo dopo ogni pulso e di conseguenza il rapporto $\frac{^{12}\text{C}}{^{13}\text{C}}$ aumenta in superficie e allo stesso tempo $\frac{C}{O}$ aumenta rispetto al suo valore iniziale di ~ 0.3 e supera l'unità dopo una serie di puls. Nei modelli con overshoot anche ^{16}O viene mescolato all'interno dell'involuppo ad ogni dredge-up e quindi il rapporto $\frac{C}{O}$ cresce più lentamente rispetto ad un modello senza overshoot, se si considera la medesima λ . Questo effetto è comunque compensato da altri due effetti: il dredge-up è maggiore e la frazione di massa di ^{12}C e ^{16}O che lo subisce è maggiore; questo porta ad un grande aumento di $\frac{C}{O}$ ad ogni pulso. Come si può vedere in Fig. (2.13) la sequenza di $4M_{\odot}$ diventa ricca di carbonio al decimo pulso contrariamente ai risultati precedentemente raggiunti ((Forestini and Charbonnel, 1997), (Marigo et al., 1996)) che affermano che una stella AGB di $4M_{\odot}$ non diventa affatto una stella di carbonio ($\frac{C}{O} > 1$) ma rimarrebbe una stella di tipo S ($0.8 < \frac{C}{O} < 1$) o di tipo M ($\frac{C}{O} < 0.8$).

In Fig. (2.15) vengono confrontati dati osservativi di composizione chimica con dati proveniente da modelli con overshoot convettivo. I simboli pieni nell'angolo in basso a sinistra corrispondono ai primi puls termici. I dati osservativi mostrano proprietà di stelle giganti di tipo M, S o C con diverse masse, che abbiano presumibilmente sperimentato i puls termici. Guardando alla Fig. (2.15) sembra evidente una correlazione tra i rapporti $\frac{C}{O}$ e $\frac{^{12}\text{C}}{^{13}\text{C}}$. Il modello generalmente segue l'andamento delle osservazioni, ma una relazione teorica mostra una deviazione dalle osservazioni e una piuttosto minore pendenza. In aggiunta l'aumento del rapporto ad ogni pulso è piuttosto grande e porta ad un elevato rapporto $\frac{^{12}\text{C}}{^{13}\text{C}}$. Una minore efficienza di overshoot porterebbe ad una minore efficienza di dredge-up e ad una quantità minore di Ossigeno che subisce il dredge-up, che aumenterebbe la pendenza della relazione teorica.

Attraverso le osservazioni si nota che i rapporti tra gli isotopi dell'ossigeno, $\frac{^{16}\text{O}}{^{17}\text{O}}$ e $\frac{^{16}\text{O}}{^{18}\text{O}}$, delle stelle AGB supera di molto i valori previsti dai modelli di evoluzione. Senza overshoot non è possibile stimare l'aumento dei rapporti degli isotopi dell'ossigeno e, anche se questo

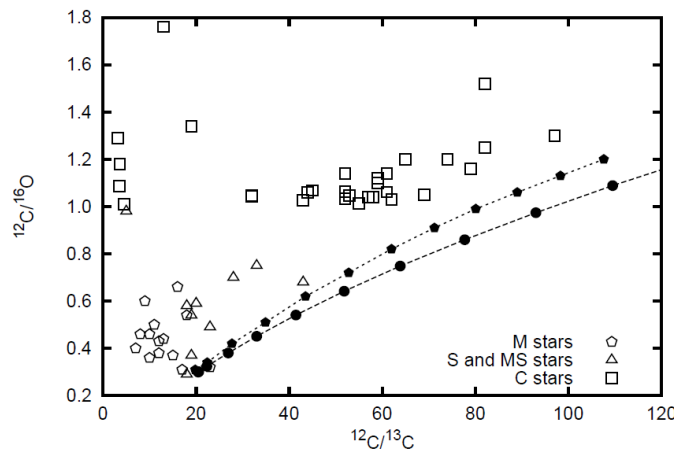


Figura 2.15: Riproduzione di $\frac{C}{O}$ contro $\frac{^{12}C}{^{13}C}$ rappresentato da Smith and Lambert (1990) (simboli vuoti) assieme a modelli di rapporti superficiali di $3M_{\odot}$ (cerchi pieni) e $4M_{\odot}$ (pentagoni pieni) (Herwig, 2000).

problema viene eluso assumendo che il dredge-up sia presente, è comunque inefficiente nell'involuppo. L'abbondanza di ^{16}O nei modelli senza overshoot nell'intershell è simile a quella nell'involuppo e non ci si aspettano modifiche. Attraverso studi precedenti ((Harris et al., 1985)) vengono determinati i valori di $\frac{^{16}O}{^{17}O}$ e $\frac{^{16}O}{^{18}O}$ che appartengono ad un range tra 600 e 3000. Oltre ad una correlazione tra i due rapporti, è stato possibile constatare un legame sia con l'esposizione dei neutroni associati alle abbondanze osservate del processo-s e sia con le abbondanze di carbonio: un aumento dell'abbondanza di carbonio e un aumento dell'esposizione di neutroni indicano un dredge-up più efficiente e più frequente e ciò porta a concludere che i rapporti isotopici dell'ossigeno sono legati al TDU. Grazie all'assunzione del dredge-up e utilizzando anche un modello senza overshoot, è stato possibile riscontrare un aumento del 13 % del rapporto $\frac{^{16}O}{^{17}O}$ (Forestini and Charbonnel, 1997).

Nei modelli con overshoot il materiale che ha subito il dredge-up è 5-10 volte più grande rispetto ai modelli privi di overshoot e questo ha effetto sull'evoluzione stellare. Come si constata dalla Fig. (2.12) e Fig. (2.13), dopo i primi 12 puls, il rapporto degli isotopi dell'ossigeno aumenta del 44% per $3 M_{\odot}$ e del 28% per $4M_{\odot}$.

Considerando, infine, i rapporti tra gli isotopi del magnesio, $\frac{^{24}Mg}{^{25}Mg}$ e $\frac{^{24}Mg}{^{26}Mg}$, non solo costituiscono i traccianti del TDU, ma anche della temperatura della shell di bruciamento di idrogeno durante i puls termici e, poiché la temperatura al bordo inferiore della zona di convezione del flash dell'elio è maggiore se è presente l'overshoot, le reazioni che producono gli isotopi del magnesio sono più efficienti. Confrontando i valori di Fig. (2.12) e Fig. (2.13) per una sequenza di $3M_{\odot}$ si nota una diminuzione di $\frac{^{24}Mg}{^{25}Mg}$ dal valore di 8.0 al primo pulso a 4.9 all'ultimo pulso calcolato, e una diminuzione di $\frac{^{24}Mg}{^{26}Mg}$ dal valore 7.1 al valore 5.8. Per la sequenza di $4M_{\odot}$ invece, la diminuzione per il primo rapporto viene riscontrata a partire da 8.1 fino ad arrivare a 3.9 e il secondo rapporto scende dal valore 7.0 al valore 5.3. Ancora una volta la diminuzione per i primi 12 puls è più forte di quella prevista da studi precedenti (Forestini and Charbonnel, 1997).

Capitolo 3

Vincoli osservativi: abbondanze chimiche in stelle Post-AGB

In questo capitolo vengono esaminate le stelle Post-AGB estremamente calde e prive di idrogeno di tipo spettrale PG1159. Tale mancanza di idrogeno è probabilmente causata da un tardo flash della shell dell'elio o da un pulso termico finale che consuma l'involuppo di idrogeno, esponendo la regione di intershell solitamente nascosta. Perciò, le abbondanze degli elementi nella fotosfera di queste stelle permettono di trarre conclusioni riguardo i dettagli del bruciamento nucleare e i processi di mescolamento nelle stelle AGB. Vengono confrontate le abbondanze degli elementi previste e quelle determinate dall'analisi spettrale eseguita con modelli atmosferici avanzati. Si riesce a trovare un buon accordo per molte specie (He, C, N, O, Ne, F, Si e Ar), ma la discrepanza trovata per altri elementi (P, S e Fe) porta a pensare che ci siano carenze nei modelli di evoluzione stellare (Werner et al., 2009).

Viene infine fatto un confronto tra le abbondanze di He, C e O osservate e quelle previste attraverso modelli standard, utilizzati negli studi di evoluzione stellare degli ultimi anni, notando delle discrepanze. Se invece viene fatto un confronto con modelli stellari che prevedano la presenza di un overshoot, è possibile constatare un buon accordo tra modelli e osservazioni.

Applicato poi questo modello a stelle Post-AGB di Piccole e Grandi Nubi di Magellano, con efficienza calibrata su PG1159, confrontando sia i rapporti C/O sia le abbondanze di ossigeno, di nuovo si conclude che i risultati ottenuti attraverso il modello con overshoot meglio descrivono i valori misurati.

3.1 PG1159

La Post-AGB rappresenta una fase di transizione relativamente breve tra le stelle AGB e le nane bianche. Tutte le stelle con masse iniziali tra 1 e 8 $M_{\odot}$ diventano stelle AGB con bruciamento di H e He, diventando, alla fine, nane bianche con un nucleo di carbonio-ossigeno. Durante le fasi più calde, le Post-AGB sono circondate da una nebulosa planetaria. Attraverso tutte le fasi dell'evoluzione, queste stelle possiedono un involucro ricco di idrogeno che può comunque essere contaminato dal materiale processato negli interni attraverso il dredge-up. Osservazioni di stelle centrali delle nebulose planetarie mostrano righe spettrali di emissione di He e C, suggerendo l'esistenza di stelle Post-AGB prive di H.

Fanno parte di questa tipologia di stelle le PG1159, che costituiscono un gruppo di 40 stelle dalla cui analisi spettrale risulta che i principali costituenti sono C, He e O, con una

distribuzione di abbondanze principali di $C = 0.50$, $He = 0.35$, $O = 0.15$, dove le quantità di C e O trovate sono molto più alte di quelle previste dai modelli di evoluzione stellare standard. Le abbondanze tipiche degli elementi di tale gruppo di stelle vengono indicate in Fig. (3.1)

Star	T_{eff} (K)	$\log g$ (cgs)	H	He	C	N	O	F	Ne	Si	S	Fe	Note	Reference
[WCL]														
IRAS 21282	28,000	3.2	0.10	0.43	0.46	<0.005	0.01	...	...	<0.001	...	...	H present	2
PM 1-188	35,000	3.7	0.01	0.39	0.47	0.01	0.07	...	0.03	0.025	...	...	N present, Si high	2
He 2-459	77,000	4.4	<0.02	0.40	0.50	...	0.10	...	...	...	...	...	Typical He/C/O	2
[WCE]														
NGC 1501	134,000	6.0	...	0.50	0.35	...	0.15	...	...	...	...	...	Typical He/C/O	1
Sanduleak 3	140,000	6.0	...	0.62	0.26	0.005	0.12	...	...	...	...	...	N present	3
[WC]-PG1159														
Abell 78	115,000	5.5	...	0.33	0.50	0.02	0.15	1.0×10^{-5}	...	...	...	<0.0001	Fe deficient	4, 10, 18
PG1159														
HS 1517+7403	110,000	7.0	...	0.85	0.13	$<3 \times 10^{-5}$	0.02	...	...	...	...	...	C, O low	5
HS 2324+3944	130,000	6.2	0.17	0.35	0.42	<0.0003*	0.06	...	...	...	...	...	H present	11
PG 1159-035	140,000	7.0	<0.02	0.33	0.48	0.001	0.17	3.2×10^{-6}	0.02	0.00036	0.00001	<0.0003	Typical He/C/O	6, 7, 9, 10, 19
PG 1144+005	150,000	6.5	...	0.38	0.57	0.015	0.016	1.0×10^{-5}	0.02	...	...	...	O low	8, 9, 10

Figura 3.1: Abbondanze degli elementi (in frazione di massa) nelle stelle Post-AGB povere di idrogeno, di differenti classi spettrali. Si noti, in particolare, PG1159-035 che è caratterizzata da una composizione tipica di He, C, O ed è povera di idrogeno (Werner et al., 2009).

La caratteristica principale di queste stelle è la mancanza delle linee di Balmer dell'idrogeno, probabilmente dovuta ad un tardo flash della shell dell'He, subito dalle stelle durante l'evoluzione Post-AGB, che mette a nudo gli strati d'intershell. La riaccensione della shell di bruciamento di He riporta la stella lungo il ramo AGB, "*born again AGB*". Come conseguenza l'idrogeno viene bruciato e la chimica sulla superficie diventa dominata dagli elementi di intershell di He/C/O.

Poiché la materia che prima apparteneva all'intershell viene portata in superficie si riesce ad avere una possibilità unica per indagare i risultati delle reazioni nucleari e i processi di mescolamento dell'intershell.

Il corso degli eventi dopo il flash finale della shell dell'He è qualitativamente diverso a seconda di quando il flash inizi.

Si consideri un pulso termico molto tardo (Very Late Thermal Pulse, VLTP) quando il flash avviene in una nana bianca cioè la stella evolve attraverso il ginocchio delle tracce nel diagramma HR e la shell di bruciamento dell'idrogeno si ferma Fig. (3.2). La stella si espande e sviluppa una zona di convezione nell'involuppo di H, che alla fine arriva abbastanza in profondità da sviluppare il bruciamento dell'H stesso.

Il tardo pulso termico (Late Thermal Pulse, LTP) denota l'evento di un flash finale in una stella post-agb che sta ancora bruciando H, cioè si trova sulla parte orizzontale della traccia di Post-AGB, prima del ginocchio caldo della traccia. In contrasto con il caso VLTP, in questo scenario, il confine inferiore della zona di convezione dell'involuppo non raggiunge gli strati abbastanza profondi per bruciare l'H.

Infine, se il flash finale avviene immediatamente prima dell'allontanamento dalla fase AGB allora parliamo di AFTP (AGB Final Thermal Pulse, pulso termico finale AGB). In questo caso, la massa dell'involuppo di idrogeno è particolarmente piccola e, come nel caso LTP, l'idrogeno viene miscelato con il materiale dell'intershell, non viene bruciato e la rimanente abbondanza di H è relativamente alta. Tre oggetti forniscono una testimonianza

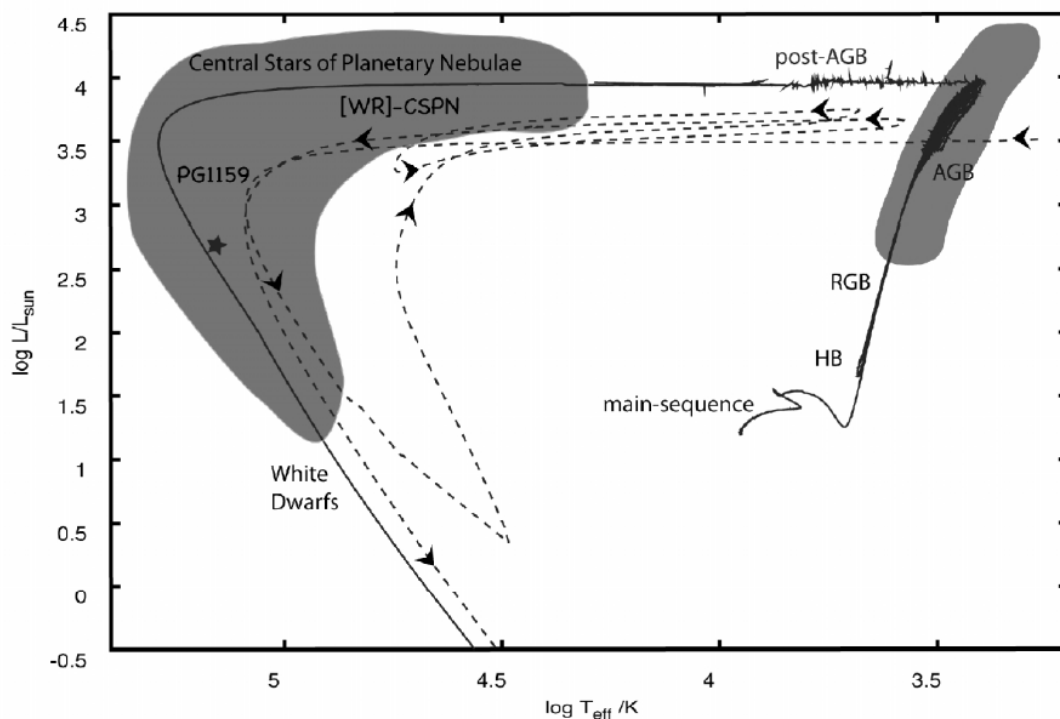


Figura 3.2: Traccia completa dell'evoluzione stellare (Werner and Herwig, 2006).

di un pulso termico tardo: FG Sge, è caratterizzata da un LTP; V605 Aql, ha sperimentato un VLTP; ed infine Sakurai, che pure sperimenta il VLTP e diventa povera di idrogeno.

Le abbondanze dei diversi elementi all'interno delle stelle possono essere indagate ed è inoltre possibile fare un confronto tra modelli e abbondanze osservate. Le analisi delle abbondanze delle stelle PG1159 sono state eseguite grazie a fit dettagliati dei profili delle righe spettrali. A causa delle elevate temperature tutte le specie sono fortemente ionizzate e quindi molti metalli sono accessibili solo attraverso la spettroscopia UV.

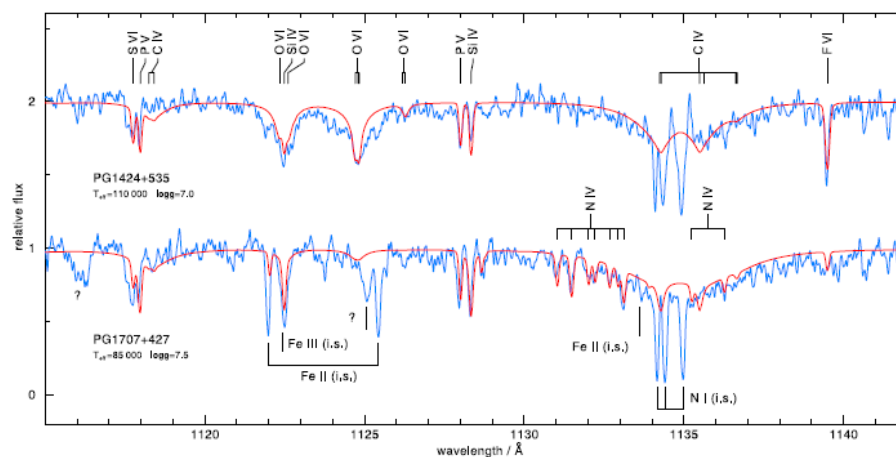


Figura 3.3: Dettagli dello spettro FUSE di due stelle PG1159 relativamente fredde (Werner et al., 2009).

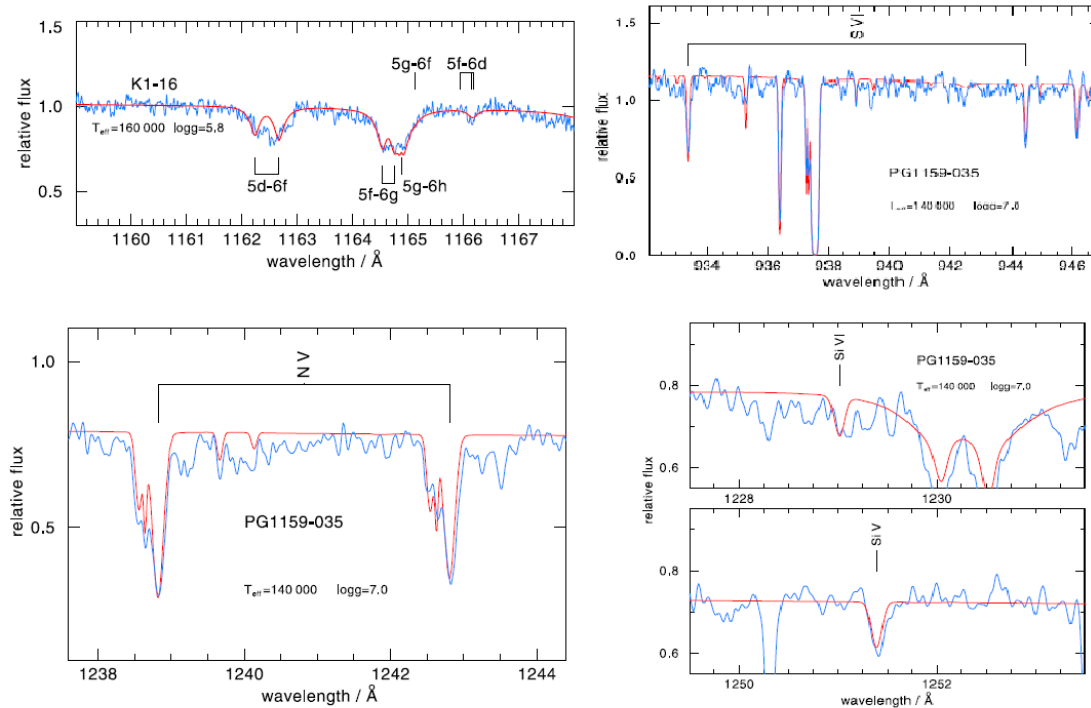


Figura 3.4: Spettri FUSE delle linee del Neon, dello Zolfo, dell'azoto e del Silicio (Werner et al., 2009).

Nelle Fig. (3.3) e Fig. (3.4) vengono mostrati i dettagli degli spettri di FUSE (Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer) e HST (Hubble Space Telescope) di stelle PG1159 assieme a profili di linee di laboratorio.

Dall'analisi degli spettri si può notare che quattro stelle mostrano residui di H con un'abbondanza di ~ 0.17 e sono caratterizzate da un AFTP; tutte le altre stelle hanno $H \leq 0.1$ e quindi dovrebbero essere oggetti LTP o VLTP. La poca quantità di H osservata è in accordo con i modelli di evoluzione dello scenario "born again". Nei modelli VLTP, l'H viene ingerito e scompare completamente. Un LTP causa un mescolamento dell'involucro ricco di H con l'intershell così che l'idrogeno diminuisce.

Come abbiamo già accennato, He, C e O sono i principali costituenti dell'atmosfera e possono essere osservati grandi range di abbondanze: $He = 0.30 - 0.85$, $C = 0.15 - 0.60$ e $O = 0.02 - 0.20$. Questa variazione delle abbondanze potrebbe essere spiegata attraverso diversi numeri di puls termici durante la fase AGB. Durante il flash della shell di He, la reazione 3α fornisce il ^{12}C , mentre l' ^{16}O viene prodotto da $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. È quindi evidente che esiste un legame tra le abbondanze di ossigeno e carbonio. Iniziando con i primi modelli di stelle AGB termicamente pulsanti si trova che, senza un ulteriore mescolamento convettivo, le abbondanze sono così distribuite $He = 0.75$, $C = 0.2 - 0.25$ e $O = 0.01 - 0.02$. Più recentemente sono stati costruiti modelli con un mescolamento ulteriore nella forma di un overshoot al confine inferiore della PDCZ. È stato possibile allora capire che l'overshoot porta ad una sistematicamente maggiore abbondanza di ^{16}O ^{12}C .

L'Azoto è un elemento chiave che ci permette di decidere se la stella è il prodotto di una VLTP o di una LTP. I modelli predicono che l'N venga miscelato durante un LTP e quindi alla fine sia presente con una percentuale $N = 0.1\%$. In contrasto, un VLTP produce

azoto (a causa dell'inghiottimento di H e del suo bruciamento) con un'abbondanza dell'1% fino a forse una paio di percentuali. L'azoto viene prodotto nelle stelle AGB attraverso il bruciamento della shell di H, viene poi mescolato nella vicina zona di convezione del flash della shell di He, per essere poi distrutto e formare Ossigeno e Neon. Le osservazioni mostrano un largo range nelle abbondanze di azoto di 1-2 %, in accordo con le previsioni fatte per l'evoluzione per VLTP (Werner and Herwig, 2006).

Il Neon viene prodotto attraverso due catture α dall' ^{14}N . I modelli di evoluzione predicono $\text{Ne}=0.02$ nell'intershell. Il neon viene poi distrutto producendo magnesio.

Le abbondanze derivate di fluoro mostrano una grande dispersione e ciò è sorprendente poiché è un isotopo molto fragile e viene facilmente distrutto da H ed He. La maggior parte dell'abbondanza di fluoro può essere accumulata attraverso la reazione $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$. I risultati suggeriscono anche che la sovrabbondanza può essere compresa se si considera un dredge-up di fluoro molto efficiente.

Poiché a temperature elevate il Litio è completamente ionizzato, le calde stelle PG1159 non mostrano righe spettrali di tale elemento. Se viene rilevato allora deve essere prodotto durante un VLTP: la scoperta del litio, per esempio, nella stella Sakurai è un forte suggerimento del fatto che essa sperimenta un VLTP e non un LTP. La produzione di questo fragile elemento nella forma del suo isotopo più forte ^7Li viene solitamente associata all'Hot bottom Burning nelle stelle massive AGB. La sua produzione si basa sul processo di trasporto del Berilio formato da ^3He e ^4He , che diventa poi litio attraverso catture elettroniche.

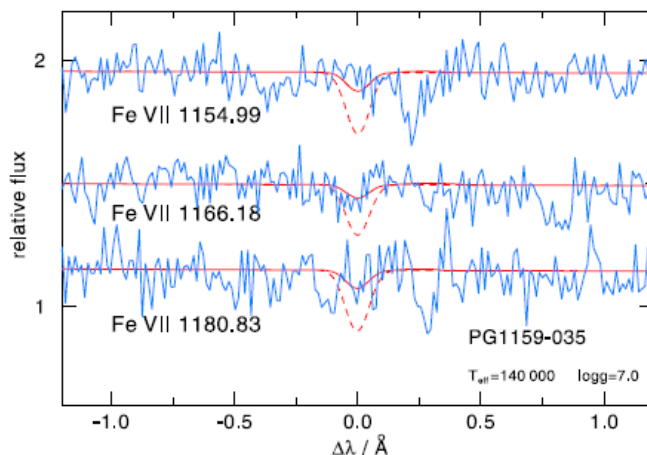


Figura 3.5: Dal mancato rilevamento delle linee di Fe VII nello spettro FUSE di PG1159 si conclude che tale stella è povera di Fe. Vengono confrontati modelli spettrali per tre diverse linee del Fe.

In Fig. (3.5) viene mostrato il mancato esaurimento delle righe del Ferro e del Nichel. La distruzione del ferro, da parte della cattura dei neutroni, ha luogo nell'intershell come punto di partenza del processo-s e ci aspettiamo un simultaneo arricchimento del nichel, che, però, non siamo ancora in grado di individuare attraverso gli spettri.

La diminuzione del ferro dipende dai modelli di evoluzione stellari assunti: per una sequenza AGB termicamente pulsante, con overshoot convettivo, che porta ad un terzo dredge-up molto efficiente, la diminuzione del ferro è di 0.7 dex, mentre per modelli senza mescolamento è di 0.2 dex. Le stelle Sakurai mostrano un rapporto $\frac{Fe}{Ni}$ sub-solare, quantitativamente in accordo con i modelli stimati.

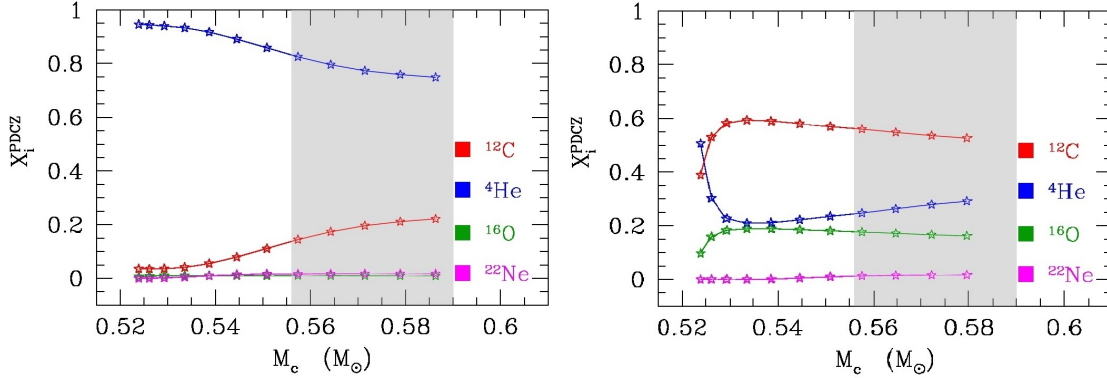


Figura 3.6: Evoluzione delle abbondanze di intershell (in massa frazionaria) degli elementi C, He, O e Ne in funzione della massa del nucleo durante l'intera evoluzione di una stella TP-AGB con massa iniziale $M_i = 1.6M_\odot$ e metallicità $Z_i = 0.014$. Ogni punto con simbolo stellato corrisponde ad un pulso termico. I calcoli evolutivi sono stati effettuati con il codice COLIBRI (Marigo et al. 2013). Pannello sinistro: prescrizioni standard per la composizione chimica di interhell. Pannello destro: applicazione di overshoot convettivo alla base dell'intershell, con parametro di efficienza calibrato in modo da ottenere le tipiche abbondanze misurate nelle stelle post-AGB di tipo PG1159 (indicate dai quadratini). La regione tratteggiata grigia indica l'intervallo di massa stimata per la stella PG1159.

In Fig. (3.6) viene rappresentata l'evoluzione delle abbondanze di intershell in funzione della frazione di massa e vengono in particolare analizzati gli elementi C, He, O, Ne in funzione della massa del nucleo. La stella in esame è una stella di tipo TP-AGB: PG1159 con $M_i = 1.6M_\odot$ e metallicità $Z_i = 0.014$. Lungo ogni curva vengono indicati i pulsi termici attraverso i punti con simboli stellati, mentre la regione grigia indica l'intervallo di massa stimata per la stella in esame.

Nel pannello a sinistra vengono illustrate prescrizioni standard per la composizione chimica di intershell per gli elementi in esame. Confrontando le abbondanze previste dai modelli standard con le abbondanze osservate di PG1159 indicate con i quadratini, è chiara una mancata corrispondenza.

Analizzando invece modelli con overshoot convettivo alla base dell'intershell, è possibile ottenere le tipiche abbondanze misurate, calibrando adeguatamente il parametro f di efficienza. La corrispondenza tra il modello in esame e le osservazioni è ben visibile nel pannello di destra di Fig. (3.6).

Si arriva quindi a concludere, grazie al contributo di Fig. (3.6) di ?, che i modelli standard fino ad ora utilizzati non forniscono dati coerenti con le osservazioni effettuate. Il modello con overshoot può, invece, meglio riprodurre le osservazioni.

3.2 Stelle Post-AGB

Le stelle post-AGB nelle galassie esterne offrono un test sia per la nucleosintesi in stelle AGB sia per il dredge-up.

È possibile effettuare un'analisi degli spettri per stelle Post-AGB che appartengono alle Piccole Nubi di Magellano (SMC) e alle Grandi Nubi di Magellano (LMC). Tali stelle sono ricche di Carbonio, arricchite di elementi prodotti dal processo-s e in esse avviene il terzo dredge-up.

In particolare, negli studi eseguiti da De Smedt et al. (2012), viene presentata una dettagliata analisi di J004441.04, oggetto appartenente a SMC, con massa iniziale di $1.3M_{\odot}$ e con abbondanze simili a molte stelle Post-AGB. La stella in esame ha una bassa metallicità indicata dal valore $\frac{Fe}{H} = -1.34$, e mostra un rapporto $\frac{C}{O} = 1.9 \pm 0.7$,

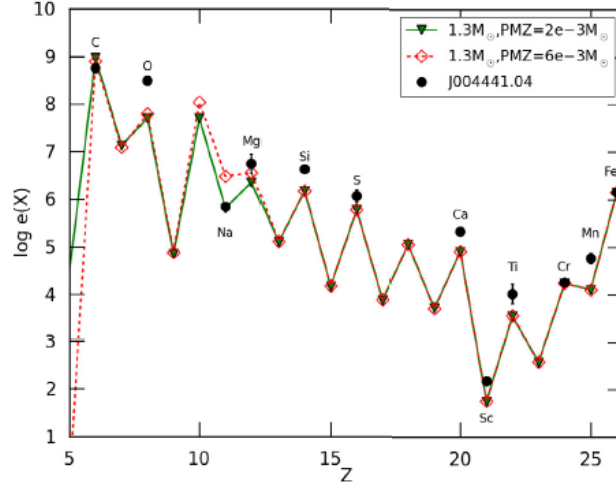


Figura 3.7: Abbondanze previste di elementi più leggeri del ferro in funzione del numero atomico Z per una stella di $1.3M_{\odot}$, $Z=0.0006$ e metallicità $\frac{Fe}{H} = -1.4$. Le abbondanze sono campionate dopo l'ultimo pulso termico. Le previsioni vengono mostrate per due valori di M_{mix} , che determina la grandezza della tasca di ^{13}C . L'abbondanza derivata per la stella Post-AGB J004441.04 viene indicata con i pallini pieni. (De Smedt et al., 2012)

In Fig. (3.7) viene mostrata l'abbondanza derivata per la stella J004441.04 assieme alle previsioni di nucleosintesi date dal modello. Lo scopo principale di questo confronto è mostrare che il modello standard produce delle sovrabbondanze non compatibili con le quantità osservate della stella in esame (De Smedt et al., 2012). Mentre la sovrabbondanza di C in Fig. (3.7) è solo del 40% più elevata del valore osservato, la sovrabbondanza prevista di O è molto più bassa. Questo porta ad un $\frac{C}{O} \sim 18$ che è chiaramente in contrasto con il valore rilevato. Considerando invece l'overshoot, la maggiore efficienza del dredge-up porterebbe ad una maggiore quantità di ossigeno che farebbe diminuire il rapporto $\frac{C}{O}$.

In Fig. (3.8), fornita da ?, sono visibili le abbondanze recentemente derivate attraverso spettri di stelle Post-AGB delle Nubi di Magellano, rappresentate da punti con relative barre d'errore (De Smedt et al., 2012).

È possibile fare un confronto, per stelle Post-AGB di diversa massa, tra le abbondanze osservate e le quantità derivate dal modello standard, pannello superiore in Fig. (3.8). Si nota una discrepanza nei valori del rapporto $\frac{C}{O}$: le abbondanze osservate, infatti, sono caratterizzate da valori di $\frac{C}{O}$ molto più bassi rispetto a quelli determinati attraverso il modello.

Applicando, invece, alle stelle delle Nubi di Magellano in esame, il modello con overshoot convettivo applicato alla base dell'intershell (con un'efficienza calibrata sulle stelle PG1159) si constata una maggiore corrispondenza con le quantità osservate, come si vede dal pannello inferiore di Fig. (3.8). In questo ultimo caso i valori di C/O coprono un basso range e non diventano mai troppo grandi.

Approfondendo ulteriormente l'indagine sulla composizione chimica superficiale per stelle Post-AGB delle Nubi di Magellano con diverse masse, è possibile visualizzare nel pannello superiore di Fig. (3.9), fornita da Marigo et al. in preparation, il confronto tra

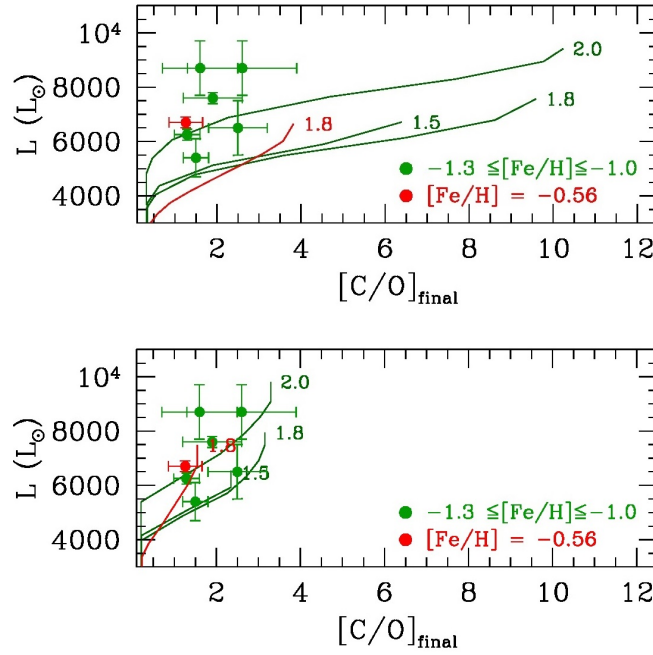


Figura 3.8: Composizione chimica superficiale. Rapporto fotosferico C/O in funzione della luminosità. I punti con le barre di errore si riferiscono a misure di abbondanze recentemente derivate da spettri di stelle Post-AGB delle Nubi di Magellano (De Smedt et al., 2012). Le linee continue mostrano le previsioni di modelli durante l'intera evoluzione TP-AGB (Marigo et al. (2013)) per valori di massa iniziale come indicati in figura e metallicità $Z_i = 0.001$ (colore verde) e $Z_i = 0.004$ (colore rosso). Pannello superiore: risultati ottenuti con prescrizioni standard della composizione chimica di intershell. Pannello inferiore: risultati ottenuti applicando l'overshoot convettivo alla base dell'intershell, con efficienza calibrata sulle stelle di tipo PG1159 (si veda Fig.Fig. (3.6). L'analisi dettagliata è sviluppata nello studio di Marigo et al. in preparation.

abbondanza osservata, indicata con i punti con le relative barre d'errore, e abbondanza determinata attraverso i modelli standard, righe continue.

Come si può constatare in Fig. (3.9) nei modelli standard la quantità di ossigeno aumenta poco all'aumentare della luminosità, rimanendo sempre limitata a valori bassi. I bassi valori di O portano a elevati valori del rapporto C/O, arrivando quindi a concludere che i valori osservati si scostano dai risultati ottenuti attraverso il modello standard.

La stessa indagine viene fatta con modelli con overshoot convettivo alla base dell'intershell, caratterizzato da un'efficienza calibrata precedentemente sulle stelle di tipo PG1159. In questo caso, però, come si evince dal pannello inferiore di Fig. (3.9), le quantità di ossigeno, nel modello con overshoot, aumentano e sono molto più alte rispetto a quanto misurato dai modelli standard. I risultati ottenuti attraverso modelli con overshoot sono in accordo con i risultati osservativi. L'elevata abbondanza di O giustifica un minor rapporto C/O, concordando con quanto detto nell'analisi di Fig. (3.8).

Si conclude quindi che, mentre i modelli standard, fino ad ora utilizzati, non rappresentano adeguatamente le osservazioni, i modelli con overshoot meglio interpretano i dati osservati delle stelle Post-AGB. Tutto ciò può avere conseguenze importanti sulla composizione chimica del materiale espulso dalla stella e sulla diversa composizione delle polveri presenti nelle atmosfere stellari. Lo studio è in fase di svolgimento.

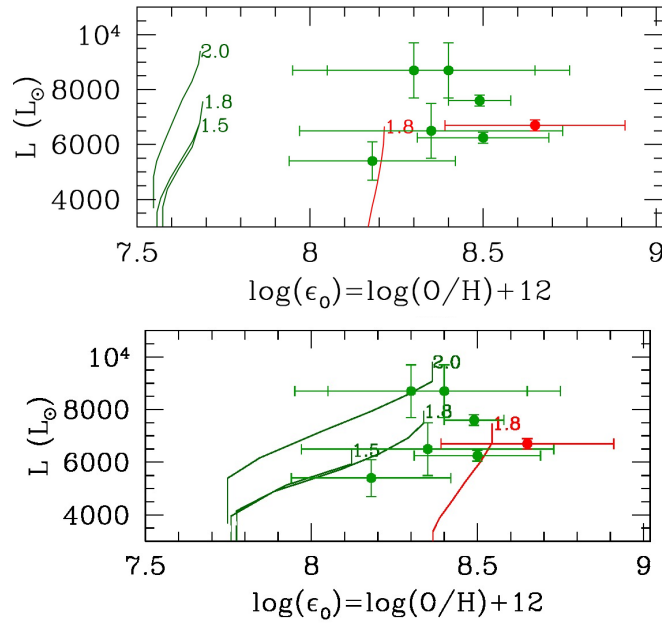


Figura 3.9: Composizione chimica superficiale: abbondanza di ossigeno in funzione della luminosità. I punti con le barre di errore si riferiscono a misure di abbondanze recentemente derivate da spettri di stelle Post-AGB delle Nubi di Magellano (De Smedt et al., 2012). Le linee continue mostrano le previsioni di modelli durante l'intera evoluzione TP-AGB (Marigo et al. (2013)) per valori di massa iniziale come indicati in figura e metallicità $Z_i = 0.001$ (colore verde) e $Z_i = 0.004$ (colore rosso). Pannello superiore: risultati ottenuti con prescrizioni standard della composizione chimica di intershell. Pannello inferiore: risultati ottenuti applicando l'overshoot convettivo alla base dell'intershell, con efficienza calibrata sulle stelle di tipo PG1159 (si veda Fig. (3.6)). L'analisi dettagliata è sviluppata nello studio di Marigo et al. in preparation.

Bibliografia

- (1995). Book Review: The stars: their structure and evolution / Cambridge U Press, 1994. S&T, 89:59.
- Boothroyd, A. I. and Sackmann, I.-J. (1988). The production of low-mass stars. IV - Carbon stars. *ApJ*, 328:671–679.
- Canuto, V. M. (1997). Overshooting in Stars: Five Old Fallacies and a New Model. *ApJ*, 489:L71–L74.
- Castellani, V., Giannone, P., and Renzini, A. (1971). Overshooting of Convective Cores in Helium-Burning Horizontal-Branch Stars. *Ap&SS*, 10:340–349.
- De Smedt, K., Van Winckel, H., Karakas, A. I., Siess, L., Goriely, S., and Wood, P. R. (2012). Post-AGB stars in the SMC as tracers of stellar evolution: the extreme s-process enrichment of the 21 μm star J004441.04-732136.4. *A&A*, 541:A67.
- Edmunds, M., Pagel, B., and Terlevich, R. (1992). *Elements and the Cosmos*. Cambridge University Press.
- Forestini, M. and Charbonnel, C. (1997). Nucleosynthesis of light elements inside thermally pulsing AGB stars: I. The case of intermediate-mass stars. *A&AS*, 123:241–272.
- Freytag, B., Ludwig, H.-G., and Steffen, M. (1996). Hydrodynamical models of stellar convection. The role of overshoot in DA white dwarfs, A-type stars, and the Sun. *A&A*, 313:497–516.
- Harris, M. J., Lambert, D. L., and Smith, V. V. (1985). Oxygen isotopic abundances in evolved stars. II - Eight MS and S stars. *ApJ*, 299:375–385.
- Herwig, F. (2000). The evolution of AGB stars with convective overshoot. *A&A*, 360:952–968.
- Herwig, F., Blöcker, T., and Schönberner, D. (1999). The role of convective boundaries. In Le Bertre, T., Lebre, A., and Waelkens, C., editors, *Asymptotic Giant Branch Stars*, volume 191 of *IAU Symposium*, page 41.
- Herwig, F., Bloeker, T., Schoenberner, D., and El Eid, M. (1997). Stellar evolution of low and intermediate-mass stars. IV. Hydrodynamically-based overshoot and nucleosynthesis in AGB stars. *A&A*, 324:L81–L84.
- Iben, Jr., I. and Renzini, A. (1982). On the formation of carbon star characteristics and the production of neutron-rich isotopes in asymptotic giant branch stars of small core mass. *ApJ*, 263:L23–L27.

- Kwok, S. (2000). *The Origin and Evolution of Planetary Nebulae*.
- Lattanzio, J. (2003). Nucleosynthesis in AGB Stars: the Role of Dredge-Up and Hot Bottom Burning (invited review). In Kwok, S., Dopita, M., and Sutherland, R., editors, *Planetary Nebulae: Their Evolution and Role in the Universe*, volume 209 of *IAU Symposium*, page 73.
- Lattanzio, J. C., Frost, C. A., Cannon, R. C., and Wood, P. R. (1997). Hot bottom burning in asymptotic giant branch stars. In Rood, R. T. and Renzini, A., editors, *Stellar Ecology: Advances in Stellar Evolution*, pages 130–137.
- Marigo, P., Bressan, A., and Chiosi, C. (1996). The TP-AGB phase: a new model. *A&A*, 313:545–564.
- Marigo, P., Bressan, A., Nanni, A., Girardi, L., and Pumo, M. L. (2013). Evolution of thermally pulsing asymptotic giant branch stars - I. The COLIBRI code. *MNRAS*, 434:488–526.
- Marigo, P., Girardi, L., Weiss, A., and Groenewegen, M. A. T. (1999). Is the core mass-luminosity relation violated by the occurrence of the third dredge-up? *A&A*, 351:161–167.
- Mattsson, L., Wahlin, R., Höfner, S., and Eriksson, K. (2008). Intense mass loss from C-rich AGB stars at low metallicity? *A&A*, 484:L5–L8.
- Schoenberner, D. (1979). Asymptotic giant branch evolution with steady mass loss. *A&A*, 79:108–114.
- Smith, V. V. and Lambert, D. L. (1990). The chemical composition of red giants. III - Further CNO isotopic and s-process abundances in thermally pulsing asymptotic giant branch stars. *ApJS*, 72:387–416.
- Straniero, O., Gallino, R., Busso, M., Chiefei, A., Raiteri, C. M., Limongi, M., and Salaris, M. (1995). Radiative C-13 burning in asymptotic giant branch stars and s-processing. *ApJ*, 440:L85–L87.
- Werner, K. and Herwig, F. (2006). The Elemental Abundances in Bare Planetary Nebula Central Stars and the Shell Burning in AGB Stars. *PASP*, 118:183–204.
- Werner, K., Rauch, T., Reiff, E., and Kruk, J. W. (2009). AGB star intershell abundances inferred from UV spectra of extremely hot post-AGB stars. *Ap&SS*, 320:159–166.
- Woitke, P. (2006). Too little radiation pressure on dust in the winds of oxygen-rich AGB stars. *A&A*, 460:L9–L12.
- Wood, P. R., Bessell, M. S., and Fox, M. W. (1983). 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.

Ringraziamenti

Ringrazio la professoressa Paola Marigo, per avermi accompagnata nel processo di preparazione della tesi ed avermi seguito con molta pazienza e disponibilità. La ringrazio inoltre per la Sua umanità e professionalità, che La rendono un esempio difficile da imitare.

Ringrazio inoltre il personale della segreteria didattica di Astronomia e, in particolare, la Signora Alessandra Zorzi che ha sempre trovato soluzioni ai miei problemi e non si è mai stancata di rispondermi con serenità, cercando spesso di tranquillizzarmi.