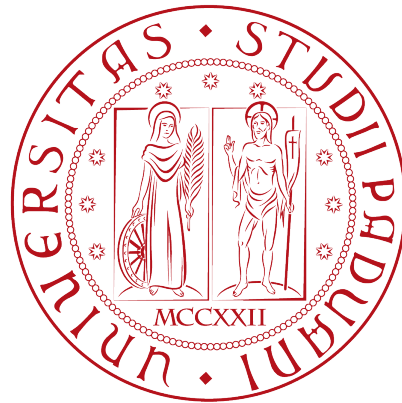


Università degli Studi di Padova

SCUOLA DI SCIENZE
DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA
“GALILEO GALILEI”



LAUREA TRIENNALE IN ASTRONOMIA

Produzione di ${}^7\text{Li}$ in stelle AGB

Relatrice: Prof.ssa Paola Marigo

Laureando: MATTEO MELOTTI

A.A. 2015 - 2016

*Alla mia famiglia
e alla mia fidanzata María Alexandra*

Abstract

In questa tesi triennale di Astronomia è stata analizzata la produzione di ${}^7\text{Li}$ in stelle di massa intermedia (con massa iniziale $M \geq 4M_{\odot}$) che evolvono lungo il cosiddetto *Ramo Asintotico delle Giganti* (AGB).

Il primo capitolo è dedicato alla descrizione dell'evoluzione di stelle di massa intermedia dalla Sequenza Principale (MS) fino al termine del bruciamento dell'elio nel nucleo, considerando una tipica stella di $5M_{\odot}$. Successivamente è trattata la fase AGB descrivendo i processi che avvengono durante la fase Early AGB (E-AGB) e nella successiva fase Thermally Pulsing AGB (TP-AGB). Nell'ultima parte vengono descritti i processi di Hot Bottom Burning e di perdita di massa.

Nel secondo capitolo viene trattato il processo di sintesi del ${}^7\text{Li}$ in stelle AGB con $M \geq 4M_{\odot}$ nel cosiddetto *Meccanismo di Trasporto del Berillio*. Vengono analizzate le differenti situazioni fisiche che si possono instaurare negli interni stellari a seconda dei diversi valori del tempo scala di convezione e del tempo scala nucleare dei diversi elementi chimici coinvolti.

Nel terzo capitolo vengono presentate le osservazioni spettroscopiche di 112 stelle giganti rosse nella Piccola e Grande Nube di Magellano, prese dal Cerro Tololo Inter-American Observatory, in un intervallo di luminosità tra $-9.03 \lesssim M_{bol} \lesssim -4.16$ con particolare riferimento a quelle che presentano la riga del Li I. Successivamente si selezionano dal campione solo stelle di tipo AGB tramite confronto con le righe del TiO, ZrO e La II trovando un ragionevole accordo con le predizioni teoriche. Infine vengono descritte le principali dipendenze dei modelli teorici quali convezione, overshooting, perdita di massa, metallicità e tasso di cattura elettronica che influenzano le previsioni dei modelli evolutivi AGB sulla sintesi di ${}^7\text{Li}$.

Sebbene la modellistica per le stelle AGB di massa intermedia sia in grado di riprodurre in modo ragionevole le abbondanze di ${}^7\text{Li}$ misurate nelle stelle giganti di tipo spettrale M-S-C, le incertezze che gravano ancor'oggi sulla comprensione dei diversi processi fisici coinvolti rendono difficile disporre di un quadro interpretativo accurato che riproduca molteplici osservabili allo stesso tempo (abbondanza di ${}^7\text{Li}$ e di altri elementi chimici quali C,N,O, Mg, Al, Na;

luminosità, periodo di pulsazione, tasso di perdita di massa, velocità). Un miglioramento in questa direzione potrà essere ottenuto coniugando ulteriori sforzi teorici (calibrazione dell'efficienza dei processi di vento, terzo dredge-up, Hot Bottom Burning, tassi di reazioni nucleari) e osservativi (aumento del campione di stelle ricche di Litio, estensione ad altre metallicità).

Indice

Abstract	i
1 Cenni di evoluzione stellare	1
1.1 Evoluzione pre-AGB	1
1.1.1 Stelle di massa intermedia	1
1.2 Caratteristiche principali dell'evoluzione AGB	4
1.2.1 Fase Early-AGB	4
1.2.2 Fase Thermally Pulsing-AGB	4
1.2.3 Hot Bottom Burning	7
1.3 Fase post-AGB	7
1.3.1 Perdita di massa	7
2 La sintesi del Litio in stelle AGB con HBB	9
2.1 Introduzione	9
2.2 Processo di Cameron-Fowler	9
3 Abbondanze di Li in stelle AGB: confronto tra modelli e osservazioni	15
3.1 Introduzione	15
3.2 Abbondanze misurate di Li in stelle evolute	15
3.3 Dipendenze principali dei modelli evolutivi	21
3.3.1 Convezione	21
3.3.2 Overshooting	24
3.3.3 Perdita di massa	26
3.3.4 Metallicità	28
3.3.5 Tasso di cattura elettronica	31

Capitolo 1

Cenni di evoluzione stellare

1.1 Evoluzione pre-AGB

1.1.1 Stelle di massa intermedia

Verrà qui presentata una breve descrizione evolutiva di stelle di massa intermedia con massa compresa tra $2M_{\odot}$ e $8M_{\odot}$. A scopo illustrativo sarà qui considerato il caso di una stella di $5M_{\odot}$.

Stelle in questo intervallo di massa, durante la sequenza principale, bruciano l'H in un nucleo convettivo attraverso la catena protone-protone e il ciclo CNO. Al termine della sequenza principale si avrà la presenza di un nucleo di He non degenere e una shell di bruciamento di H attorno ad esso. La figura 1.1 si riferisce ad una stella di $5M_{\odot}$ in cui si nota la contrazione del nucleo e l'esaurimento dell'H nel nucleo stesso (punto C). In questa fase la shell di H occupa la gran parte della massa ed è chiamata *fase di shell spessa*. L'aumento della massa del nucleo, a causa delle reazioni nella shell, provoca la contrazione dello stesso e l'espansione degli strati esterni (*Mirror principle*). Come risultato la shell diminuisce gradualmente fino a raggiungere la fase di *shell sottile* e un'importante porzione dell'energia prodotta dalla shell viene assorbita dall'espansione dell'involuppo provocando una diminuzione della luminosità (tratto C-D).

La stella diventa una gigante rossa con un involuppo convettivo profondo che si espande in risposta alla contrazione del nucleo (tratto D-E). La rapida evoluzione dalla fine della sequenza principale lungo il tratto C-D provoca la cosiddetta *lacuna di Hertzsprung*, zona del diagramma HR in cui la probabilità di trovare una stella è molto bassa.

La diminuzione della temperatura nella fase C-D provoca l'aumento dell'opacità nell'involuppo e l'instaurarsi della convezione. Di conseguenza la

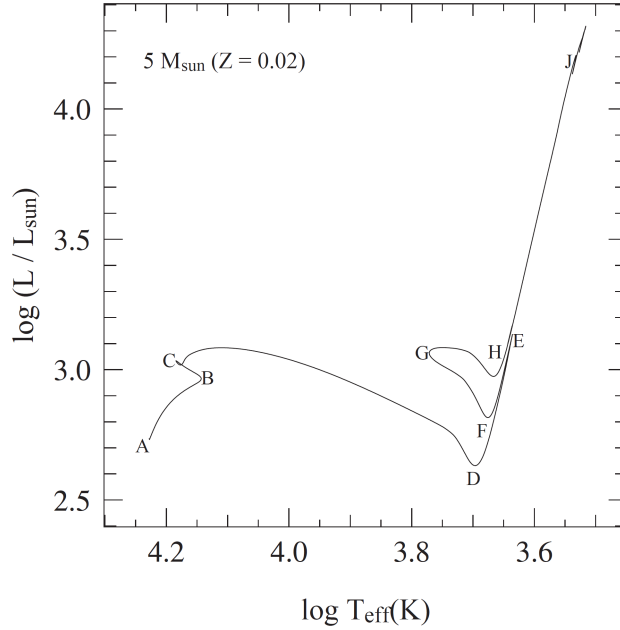


Figura 1.1: Traccia evolutiva, nel diagramma HR, di una stella di $5M_{\odot}$

base dell'inviluppo convettivo penetra in profondità raggiungendo le regioni in cui sono presenti elementi prodotti dalle reazioni nucleari della catena protone-protone e dal ciclo CNO che vengono portati in superficie dai moti convettivi, questo è il fenomeno del *primo dredge-up*. La fase di bruciamento dell'He avviene nel punto E in figura 1.1; dato che il nucleo è non degenere, le reazioni nucleari saranno termicamente stabili. Data la forte dipendenza dalla temperatura delle reazioni nucleari dell'He, la produzione di energia avviene più concentrata nel nucleo che diventa convettivo. La reazione che domina all'inizio di questa fase è la 3α che converte ${}^4\text{He}$ in ${}^{12}\text{C}$ tramite la seguente:



All'aumentare della concentrazione di ${}^{12}\text{C}$, la reazione ${}^{12}\text{C} + \alpha$ inizia a produrre ${}^{16}\text{O}$. In figura 1.2 si vede come variano le abbondanze di ${}^1\text{H}$, ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$.

La durata della fase di bruciamento dell'He nel centro di una stella di $5M_{\odot}$ è di circa 22Myr che corrisponde ad un tempo estremamente lungo nonostante l'He fornisca solamente il 10% di energia rispetto all'H e la luminosità sia mediamente maggiore. Si può capirne il motivo dalla figura 1.3 in cui si vede che la maggior parte della luminosità, durante il bruciamento dell'He, sia dovuta al bruciamento dell'H nella shell attorno al nucleo.

Durante il bruciamento dell'He, la stella descrive nel diagramma H-R un anello (tratto E-H), questa fase è chiamata *blue loop*. All'inizio di questa fase (punto E) l'involuppo, per lo più convettivo, si contrae e il raggio e la luminosità diminuiscono. Nel punto F, però, la maggior parte dell'involuppo è diventato radiativo e la stella procede verso temperature effettive maggiori con massimo raggiunto nel punto G dove la stella ha raggio minimo. Successivamente gli strati esterni si espandono nuovamente e la stella si avvicina al ramo delle giganti rosse. Il termine della fase di bruciamento dell'He avviene nel punto H.

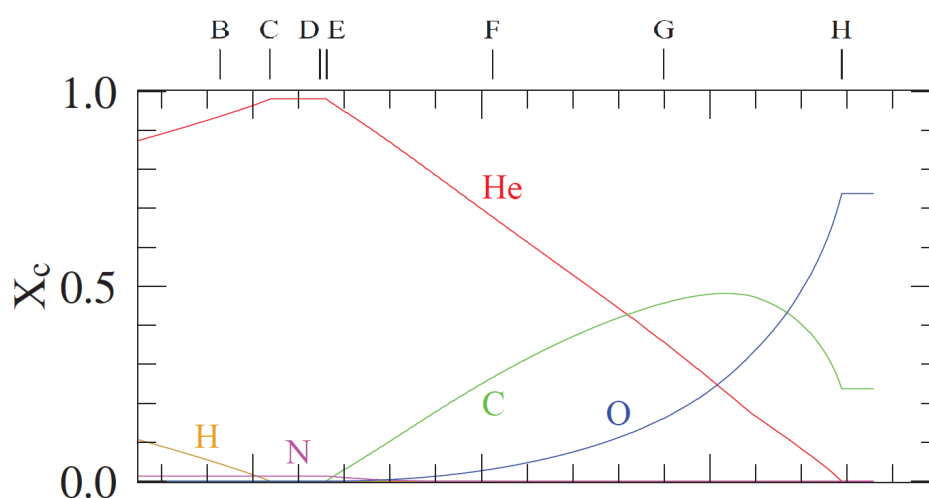


Figura 1.2: Abbonanze centrali di una stella di $5 M_{\odot}$ rispetto ai vari elementi durante la sua evoluzione in riferimento ai punti della figura 1.1.

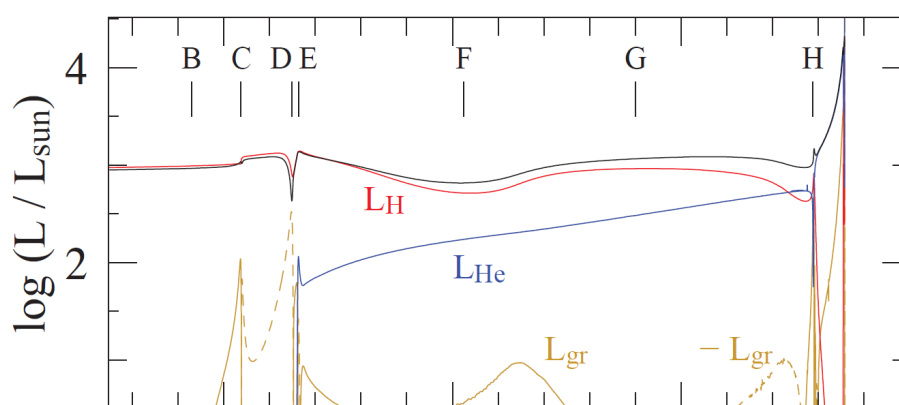


Figura 1.3: Luminosità centrali di una stella di $5 M_{\odot}$ rispetto ai vari elementi durante la sua evoluzione in riferimento ai punti della figura 1.1.

1.2 Caratteristiche principali dell'evoluzione AGB

Al termine del bruciamento dell'He si avrà la presenza di un nucleo composto da C e O. Stelle di massa intermedia evolvono lungo il Ramo Asintotico delle Giganti (Asymptotic Giant Branch - AGB) in cui l'energia è generata da due shell attive di H e di He. L'evoluzione della fase AGB può essere schematicamente suddivisa in due parti: la fase Early-AGB (E-AGB) e la fase Thermally-Pulsing AGB (TP-AGB).

1.2.1 Fase Early-AGB

Successivamente all'esaurimento dell'He nel nucleo, il nucleo stesso di C e O si contrae. Per un breve periodo tutti gli strati al di sotto della shell di H si contraggono fino al raggiungimento delle condizioni di bruciamento dell'He, come mostrato in figura 1.4. A questo punto la stella possiede due shell attive e si ha la doppia azione del *mirror principle*: il nucleo si contrae, gli strati superiori ricchi di He si espandono mentre l'involuppo si contrae. L'espansione della zona ricca di He ne fa diminuire la temperatura, così che la shell di H si spegne. La contrazione del nucleo fa sì che tutto l'involuppo si espanda e che l'energia sia fornita solamente dalla shell di He. Questa shell va incrementando la massa del nucleo di C e O che diventa degenere all'aumentare della sua densità. Il raffreddamento e l'espansione dell'involuppo provoca la penetrazione della convezione all'interno della stella fino a che questa raggiunge strati in cui è presente materiale processato dall'ormai spenta shell di H. Se la stella è sufficientemente massiccia ($M > 4M_{\odot}$) questo può provocare un *secondo dredge-up* che trasporta verso la superficie ${}^4\text{He}$ convertito dall'H e ${}^{14}\text{N}$ convertito da ${}^{12}\text{C}$ e ${}^{16}\text{O}$ dal ciclo CNO.

1.2.2 Fase Thermally Pulsing-AGB

Quando la shell di He raggiunge la posizione in cui era presente la precedente shell di H, la sua luminosità diminuisce per l'esaurimento del materiale da processare. Come conseguenza gli strati superficiali si contraggono riscaldando la shell di H inerte riaccendendola. La stella torna alla condizione di due shell attive che forniscono energia, tuttavia il tasso di bruciamento di quest'ultime non è uguale e la shell di He diventa termicamente instabile, a causa del suo spessore ridotto, e subisce dei *pulsi termici*. Per la maggior parte del tempo la shell di He è inattiva e la shell di H sovrastante aggiunge materiale nella regione compresa tra le due, di conseguenza aumentano sia la pressione

che la temperatura esercitata dalla base di questa regione sul nucleo degeneri. Quando gli strati più esterni del nucleo raggiungono temperature sufficienti, si attivano le reazioni nucleari dell'He che viene bruciato in maniera instabile nel cosiddetto *flash dell'He in shell* (in 1 yr si raggiungono valori di luminosità pari a $10^8 L_{\odot}$).

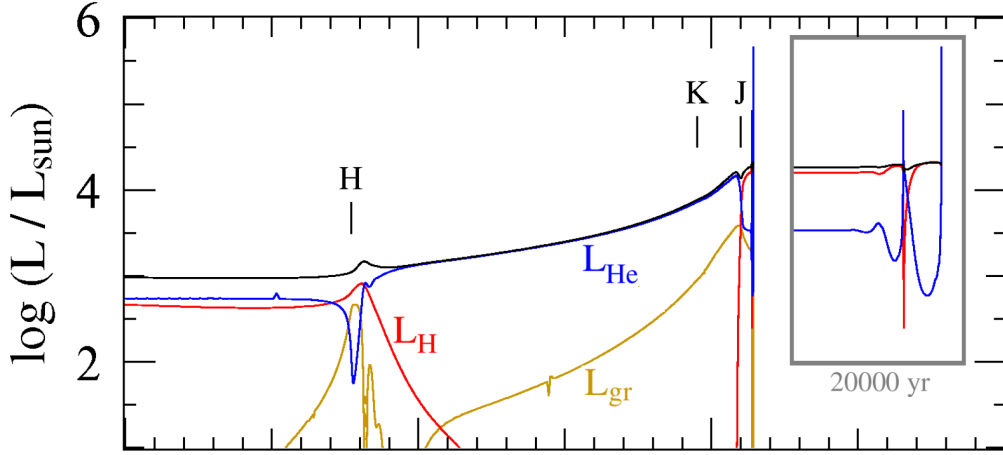


Figura 1.4: Evoluzione delle luminosità con il tempo per una stella di $5 M_{\odot}$ con composizione $X=0.70$ e metallicità $Z=0.02$.

Il grande flusso d'energia rilasciato permette il raggiungimento della convezione nella regione tra le due shell (ICZ - Intershell Convection Zone); questo mescola il ^{12}C prodotto dalla reazione 3α e i prodotti delle reazioni dell'He. Inoltre permette l'espansione della zona tra le shell che provoca il raffreddamento e il successivo spegnimento sia della shell di H sia, successivamente, del flash d'He. Se la convezione raggiunge e supera la zona di precedente bruciamento della shell di H si avrà il cosiddetto *terzo dredge-up* che trasporta ^{12}C e prodotti del bruciamento dell'He in superficie. Infine, successivamente al terzo dredge-up, la shell di H si riaccende mentre quella di He diventa inattiva fino al successivo raggiungimento della massa critica nella zona tra le due. Il periodo tra due pulsioni termiche dipende dalla massa del nucleo e può durare 50000 anni per le stelle AGB di piccola massa e fino a <1000 anni per le stelle AGB più massicce. Ogni ciclo si ripete per molte volte nel corso di tutta la durata della fase TP-AGB e l'ampiezza dei pulsioni termiche, a cui corrisponde un massimo di luminosità prodotta dal bruciamento dell'He, aumenta col passare del tempo facilitando i processi di mescolamento dopo ogni ciclo. L'efficienza del processo di mescolamento è misurato dal parametro λ definito come il rapporto tra la massa mescolata nell'involucro e di quanto è

aumentato in massa il nucleo durante il precedente pulso termico:

$$\lambda = \frac{\Delta M_{du}}{\Delta M_H} \quad (1.2)$$

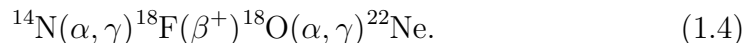
Il terzo dredge-up ha delle conseguenze molto importanti per la vita stellare e per le variazioni delle abbondanze chimiche superficiali. Innanzitutto il mescolamento limiterà la crescita in massa del nucleo di C e O, in secondo luogo porterà in superficie i risultati del bruciamento dell'He, in particolare vi è la presenza di una grande quantità di C preso dagli strati sottostanti. Le basse temperature nelle atmosfere stellari fanno sì che la maggior parte degli atomi di carbonio e di ossigeno siano legati in molecole. Molte caratteristiche spettrali delle stelle AGB dipenderanno quindi dal rapporto C/O .

Se $C/O < 1$ si avrà la formazione di molecole e polveri ricche di ossigeno (TiO , H_2O e silicati) e lo spettro di queste stelle sarà classificato come M o S. Successivamente, come conseguenza dei puls termici e dei processi di rimescolamento, il rapporto $C/O > 1$ e si avrà la formazione di molecole e polveri ricche di carbonio (C_2 , CN e grafite) dando alla stella uno spettro di tipo C.

Inoltre, oltre al carbonio, le stelle AGB sono delle importanti sorgenti di elementi pesanti. Osservazioni spettroscopiche, infatti, hanno mostrato come le stelle AGB siano arricchite di elementi più pesanti del Ferro come Zr , Y , Sr , Tc , Ba , La e Pb . Questi elementi sono prodotti tramite il *Processo di cattura lenta dei neutroni* di nuclei di Ferro, detto anche *Processo-S*. Il processo è chiamato lento dato che il $\tau(\text{cattura} - n) \gg \tau(\text{decadimento}\beta^-)$. La sintesi di elementi nel processo-s richiede una sorgente di neutroni liberi per effettuare la reazione ${}^A_ZX + n \rightarrow {}^{A+1}_ZX + \gamma$ che possono essere prodotti nella shell ricca di He dalle seguenti reazioni:



dove la seconda reazione può avvenire durante il flash di He se la temperatura eccede i $3.5 \times 10^8 K$, ovvero solo in stelle AGB massicce ($M > 4M_\odot$). Il ${}^{22}\text{Ne}$ richiesto per questa reazione è abbondante nella regione tra le shell perchè il ${}^{14}\text{N}$ lasciato dal ciclo CNO è completamente convertito in ${}^{22}\text{Ne}$ dal bruciamento dell'He:



La presenza di ${}^{22}\text{Ne}$ può portare alla formazione di isotopi del Mg tramite le reazioni ${}^{22}\text{Ne}(\alpha, n){}^{25}\text{Mg}$ e ${}^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma){}^{26}\text{Mg}$. Si pensa che una riserva di ${}^{13}\text{C}$ venga formata tra l'involuppo ricco di H e la shell ricca di C a causa del mescolamento e che il ${}^{13}\text{C}$ venga formato dalla prima parte del ciclo CN.

1.2.3 Hot Bottom Burning

In stelle AGB con masse maggiori di $4 - 5M_{\odot}$ e $M_{core} < 0.8M_{\odot}$ avviene un fenomeno legato al terzo dredge-up chiamato *Hot Bottom Burning* in cui vengono prodotti molti elementi pesanti. A causa dell'elevata temperatura ($T > 3 \times 10^7 K$) alla base dell'involuppo convettivo, si raggiungono le condizioni per il bruciamento dell'H come mostrato in figura 1.5. Le reazioni del ciclo CNO processano gli elementi presenti nell'involuppo aumentando ulteriormente la luminosità superficiale che non segue più la legge $M_c - L (L \propto M_c)$ e arricchendo gli strati esterni di ulteriori elementi pesanti. Di maggior interesse è la produzione di ${}^7\text{Li}$ tramite il processo di Cameron-Fowler che coinvolge la catena protone-protone che verrà discusso nel prossimo capitolo.

Vengono inoltre sintetizzati elementi come il ${}^{13}\text{C}$ e ${}^{14}\text{N}$ tramite il ciclo CNO. Il ${}^{12}\text{C}$ viene trasportato velocemente nell'involuppo e convertito in ${}^{14}\text{N}$; questa reazione aumenta la quantità di ${}^{14}\text{N}$ superficiale e impedisce la formazione di una stella C. Le alte temperature alla base dell'involuppo convettivo permettono, inoltre, l'instaurarsi di ulteriori cicli come il ciclo $Ne - Na$ o quello $Mg - Al$ tramite le reazioni ${}^{22}\text{Ne}(p, \gamma){}^{23}\text{Na}$ e ${}^{25}\text{Mg}(p, \gamma){}^{26}\text{Al}$. Durante la fase dei puls termici la massa del nucleo di C-O aumenta; se questa raggiunge la massa critica di Chandrasekhar ($M_{Ch} \approx 1.46M_{\odot}$) si avrà l'accensione del C in maniera instabile che porterà alla distruzione della stella. Tale evento sembra essere poco probabile per effetto della perdita di massa.

Stelle con una forte intensità dell'HBB contaminano il mezzo interstellare con gas processati dai cicli CNO, Ne-Na e Mg-Al mentre quelle con un HBB debole possiedono un vento stellare con valori di O e Mg poco diversi dalle abbondanze iniziali del mezzo interstellare. Questi ultimi modelli portano alla formazione di grani di polvere di C nel loro vento stellare.

1.3 Fase post-AGB

1.3.1 Perdita di massa

Il processo che impedisce la distruzione della stella è la forte perdita di massa causata dal vento stellare che rimuove gli strati esterni prima che il nucleo possa raggiungere masse elevate. La durata della fase dei puls termici è pressochè completamente determinata dal tasso di perdita di massa e vale circa $1 - 2 \times 10^6$ anni. Quando l'involuppo esterno viene rimosso si ha la fine della fase AGB. Nel momento in cui la massa dell'involuppo diventa molto piccola ($10^{-2} - 10^{-3}M_{\odot}$) la stella lascia la fase AGB ed entra nella cosiddetta fase *post AGB* in cui il raggio diminuisce a luminosità pressochè costante dato

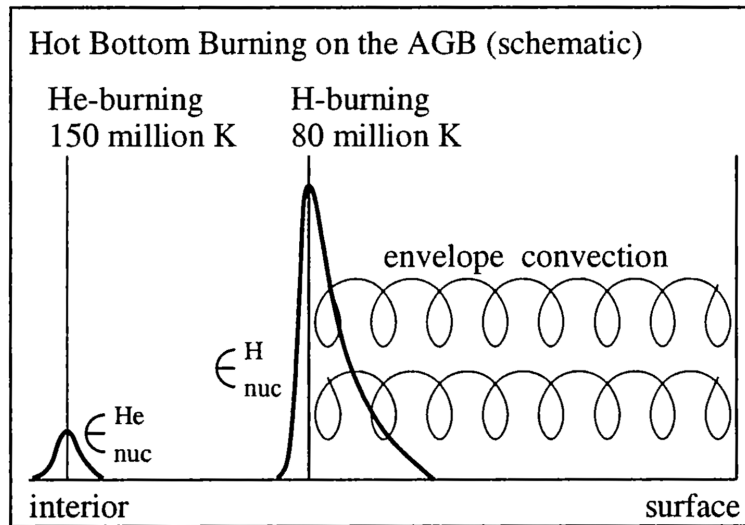


Figura 1.5: Schema sintetico della struttura dell'Hot Bottom Burning in una stella. Si vedono le differenti temperature e la diversa struttura dell'involuppo (Sackmann & Boothroyd 2000).

che l'energia viene fornita dalla shell di H ancora attiva e la stella si sposta verso temperature efficaci T_{eff} maggiori nel diagramma HR. L'evoluzione a temperature maggiori è dovuta alla diminuzione della massa dell'involuppo: nella parte sottostante la shell di H erode la base dell'involuppo mentre al di sopra il vento stellare espelle massa. Come conseguenza dell'aumento della temperatura, un flusso di radiazione nell'UV distrugge le polveri formatasi nell'involuppo espulso e ionizza il gas andando a formare una regione HII e la nebulosa planetaria. Infine quando la massa dell'involuppo raggiunge valori di circa ($10^{-5}M_{\odot}$) e temperatura di 10^5K la shell di H si spegne e la stella inizia a raffreddarsi andando a raggiungere la zona delle nane bianche nel diagramma HR.

L'evoluzione di una stella di massa intermedia termina in una nana bianca di C-O di massa circa $M_{CO} \sim 1M_{\odot}$ che si raffredda a spese dell'energia termica degli ioni.

Capitolo 2

La sintesi del Litio in stelle AGB con HBB

2.1 Introduzione

All'inizio degli anni '90 Sackmann & Boothroyd (1992) mostrarono che le stelle AGB con massa tra ~ 4 e $\sim 8M_{\odot}$ attraversano una fase in cui può essere prodotta una significativa quantità di ${}^7\text{Li}$ ($\log \epsilon({}^7\text{Li}) \sim 4 - 5$)¹, maggiore di uno o due ordini di grandezza rispetto all'abbondanza cosmica ($\log \epsilon({}^7\text{Li}) \sim 3.1 - 3.3$), e successivamente trasportato nella superficie stellare. Nelle stelle AGB di massa intermedia ($M \simeq 4 - 8M_{\odot}$) la produzione di una quantità molto importante di ${}^7\text{Li}$ può essere interpretata in termini di *Hot Bottom Burning*.

2.2 Processo di Cameron-Fowler

Come precedentemente visto il processo di Hot Bottom Burning alla base dell'involuppo convettivo e una serie di puls termici collegati al terzo dredge-up, provocano un arricchimento chimico della superficie stellare.

Il processo di produzione del ${}^7\text{Li}$ in stelle AGB fu ipotizzato e concepito da Cameron & Fowler (1971) e chiamato *Meccanismo di Trasporto del Berillio*. La produzione del ${}^7\text{Li}$ avviene nella prima parte della catena protone-protone, qui il ${}^7\text{Be}$ viene trasportato rapidamente dalla convezione verso zone più fredde in cui subirà il processo di cattura elettronica prima che possa essere bruciato dalla *ppII* e *ppIII* come mostrato in figura 2.1. Cameron (1955) notò

¹Secondo la notazione standard $\log \epsilon({}^7\text{Li}) = \log \left[\frac{n({}^7\text{Li})}{n(\text{H})} \right] - \log \left[\frac{n_{\odot}({}^7\text{Li})}{n_{\odot}(\text{H})} \right]$, dove n è l'abbondanza numerica dell'elemento.

che un'importante quantità di ${}^7\text{Be}$ poteva essere prodotta tramite la reazione ${}^3\text{He}+\alpha$, tuttavia i modelli di evoluzione stellare non erano in grado di ottenere valori di ${}^7\text{Li}$ sufficienti negli strati superficiali della stella. Questi modelli, infatti, non prevedevano il raggiungimento di temperature elevate alla base dell'involuppo convettivo per dare luogo alla reazione ${}^4\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$.

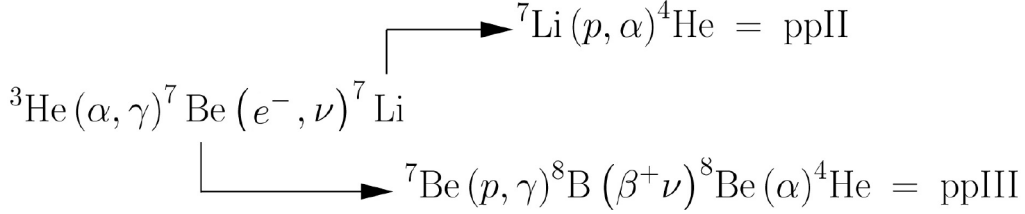


Figura 2.1: Porzione di catena protone-protone in cui si mostrano le reazioni che portano alla creazione di ${}^7\text{Be}$ e ${}^7\text{Li}$ (Lattanzio et al. 2015).

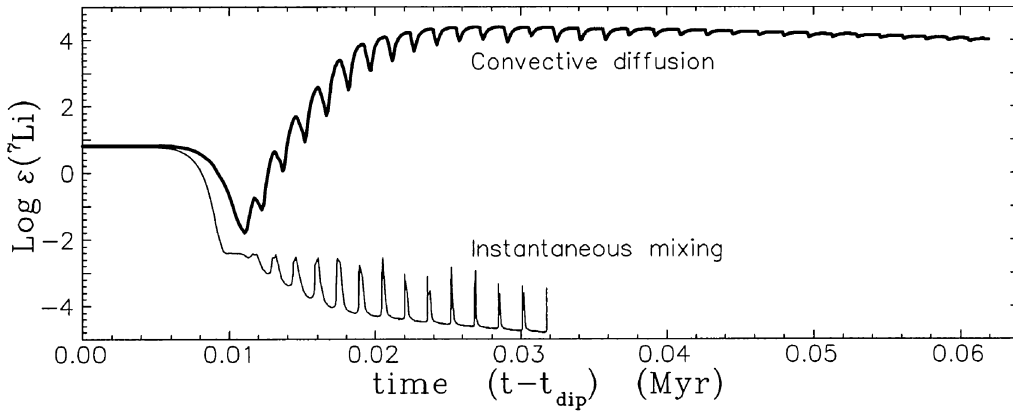


Figura 2.2: Produzione di Li in una stella di $6 M_{\odot}$ con metallicità $Z=0.02$. Confronto tra l'algoritmo di diffusione convettiva dipendente dal tempo e il rimescolamento istantaneo (Sackmann & Boothroyd 2000).

Iben (1975) riuscì ad ottenere alte temperature ($6 \times 10^7 K$) alla base dell'involuppo convettivo di una stella AGB di $7 M_{\odot}$ ma, al contrario delle sue previsioni, non incontrò nessuna traccia di ${}^7\text{Li}$ perchè assunse un mescolamento convettivo istantaneo (Iben 1973). La soluzione arrivò con Sackmann et al. (1974) che introdusse un modello con una caratteristica particolare per l'epoca: una descrizione migliorata del mescolamento convettivo chiamata *diffusione convettiva dipendente dal tempo* accoppiata al bruciamento nucleare. Assunse che l'involuppo convettivo penetrasse fino al centro della shell di

H a circa $5 \times 10^6 K$; grazie a questa assunzione si riuscì per la prima volta a spiegare le elevate abbondanze di ${}^7\text{Li}$.

In figura 2.2 viene mostrato il confronto tra l'algoritmo di diffusione convettiva dipendente dal tempo e il mescolamento istantaneo. Si vede chiaramente come con il nuovo modello si raggiungano elevate abbondanze di ${}^7\text{Li}$.

Scalo et al. (1975), usando il lavoro di Sackmann et al. (1974), riuscirono ad ottenere temperature molto elevate alla base dell'involuppo convettivo. Il processo di Cameron-Fowler può funzionare in alcune situazioni stellari particolari. Per poter spiegare questo processo è necessario introdurre il concetto di tempo scala convettivo τ_{conv} e di tempo scala nucleare τ_{nuc} .

Il tempo scala convettivo τ_{conv} , definito come $\tau_{conv} \equiv l/v_{conv} = l^2/D$, è il tempo in cui un elemento percorre una distanza l definita come la lunghezza di mescolamento cioè la distanza in cui una particella di fluido mantiene inalterate le sue caratteristiche prima di disperderle nel fluido circostante. Nella metà più interna dell'involuppo convettivo questa distanza l è dello stesso ordine del raggio stellare mentre nella metà più esterna diminuisce diventando 1/50 del raggio sulla superficie.

Il tempo scala nucleare τ_{nuc} è definito essere come il tempo in cui il bruciamento del combustibile nucleare riesce a sostenere la luminosità della stella o, in alternativa, il tempo-scala in cui avvengono cambi di composizione chimica all'interno della stella.

Possiamo ora quindi definire tre situazioni che si possono presentare a seconda dei valori che assumono i due tempi scala:

1. nel caso in cui $\tau_{conv} \gg \tau_{nuc}$ gli elementi vengono bruciati dalle reazioni nucleari prima che possano venire mescolati all'interno dell'involuppo.

Si raggiunge in cosiddetto *equilibrio nucleare locale*.

2. nel caso di $\tau_{conv} \ll \tau_{nuc}$ si parla di *approssimazione di mescolamento istantaneo* e in queste condizioni gli elementi prodotti dalla nucleosintesi vengono immediatamente mescolati uniformemente in tutta la regione convettiva.

3. nella situazione di $\tau_{conv} \approx \tau_{nuc}$ si deve utilizzare un algoritmo di diffusione convettiva.

La figura 2.3 (pannello a sinistra) compara i tempi scala nucleari di alcuni elementi (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^3\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$) con il tempo scala convettivo τ_{conv} ; nel pannello a destra sono mostrate le abbondanze degli stessi elementi includendo il coefficiente D di diffusione e la temperatura $T_6 = \log(T/10^6 K)$.

Entrambe le figure sono in rapporto al raggio stellare e mostrano i tre casi menzionati.

Negli interni stellari il tempo scala convettivo τ_{conv} è di gran lunga maggiore rispetto al tempo scala nucleare del ${}^7\text{Li}$. Tale situazione ci riconduce al primo caso; infatti, nel pannello a destra, si vede la drastica riduzione del ${}^7\text{Li}$ negli interni stellari dovuta alla sua distruzione da parte delle reazioni nucleari. In questa zona tutto il ${}^7\text{Li}$ mescolato verso il basso viene distrutto ed è in equilibrio nucleare con la sua produzione.

Per gli altri elementi ci riconduciamo al secondo caso che spiega l'abbondanza costante lungo tutto il raggio stellare degli elementi considerati.

Il caso interessante si ha negli interni stellari per il ${}^7\text{Li}$ e negli strati esterni per il ${}^7\text{Be}$.

Il funzionamento del processo di Cameron-Fowler è dovuto al fatto che $\tau_{conv} \ll \tau({}^7\text{Be} + e^-)$ nelle regioni dove il ${}^7\text{Be}$ viene prodotto. Quindi il ${}^7\text{Be}$ può venir mescolato verso l'esterno prima che le reazioni nucleari della *ppIII* possano processarlo in ${}^4\text{He}$. In figura 2.3 si vede chiaramente l'effetto di conversione del ${}^7\text{Be}$ in ${}^7\text{Li}$ tramite cattura elettronica che provoca la diminuzione dell'uno e l'aumento dell'altro.

Un aumento della temperatura nell'involuppo convettivo T_{CE} porta ad una maggior abbondanza superficiale di ${}^7\text{Li}$ perchè una quantità maggiore di ${}^7\text{Be}$ viene prodotta dall'aumento del rapporto $\tau({}^3\text{He} + \alpha)/\tau({}^7\text{Be})$.

Definiamo ora una nuova temperatura chiamata T_{cross} nelle zone dove $\tau_{conv} \approx \tau({}^7\text{Be})$.

Se $T_{CE} > T_{cross}$, l'He presente nell'involuppo è bruciato molto rapidamente ma il ${}^7\text{Be}$, prodotto a temperature al di sopra di T_{cross} , è bruciato prima che possa essere trasportato verso l'esterno. Come risultato si ha che solo il ${}^7\text{Be}$ prodotto a $T \lesssim T_{cross}$ contribuisce all'arricchimento di ${}^7\text{Li}$ della superficie.; esiste quindi un limite al valore in abbondanza che il ${}^7\text{Li}$ può raggiungere. Il valore di T_{cross} non dovrebbe essere molto variabile in diverse stelle AGB, dato che τ_{conv} non sarà molto diverso; mentre $\tau({}^7\text{Be})$ dipende molto dalla temperatura ma solo linearmente dalla densità e abbondanza di H.

In figura 2.3 si vede come il ${}^7\text{Li}$ quasi raggiunga questo limite $\log \epsilon^7\text{Li} = 4.4$ quando $T_{cross} \approx 10^8 K$.

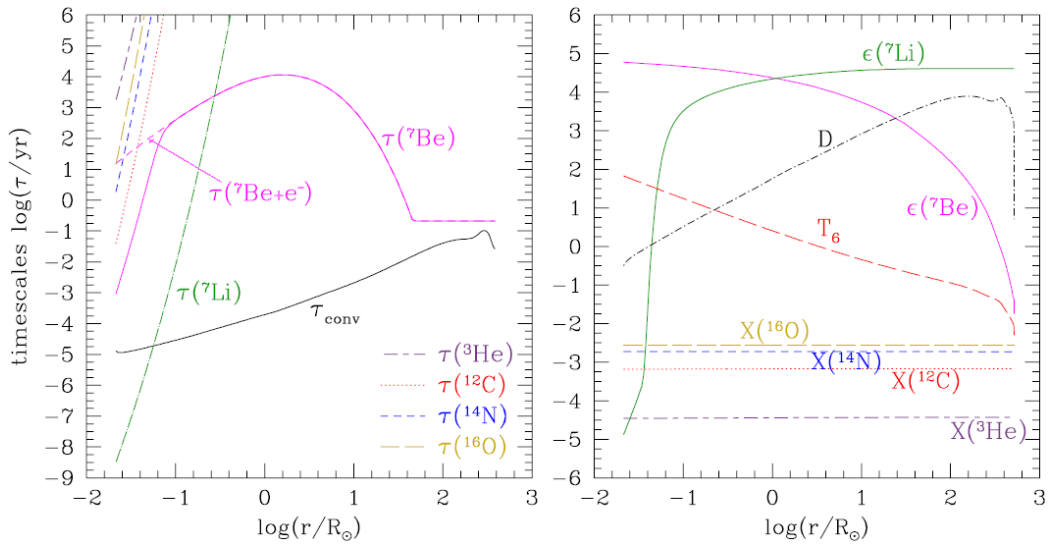


Figura 2.3: Profili termodinamici e di abbondanza attraverso l'involucro convettivo per una stella TP-AGB di massa intermedia con HBB con massa di $5.4M_\odot$ e $Z_i = 0.008$ presa al suo massimo arricchimento di litio. A sinistra: tempi scala nucleari di alcune specie atomiche in confronto alla cattura elettronica e di protoni e tempo scala convettivo τ_{conv} . A destra: profili di abbondanza logaritmici per alcune specie espressi in frazione di massa o con notazione spettroscopica. È inoltre indicata la temperatura $T_6 = \log(T/10^6 K)$ e il coefficiente di diffusione D (Marigo et al. 2013).

Capitolo 3

Abbondanze di Li in stelle AGB: confronto tra modelli e osservazioni

3.1 Introduzione

La ricerca del Li negli spettri è un fattore molto importante per la comprensione dei processi negli interni stellari. Il Li è un nucleo molto fragile che viene distrutto nelle fasi iniziali della vita stellare (pre-MS e MS); una sua determinazione in stelle evolute suggerisce che vi possa essere un processo di produzione all'interno delle stelle AGB. Inoltre la sua sintesi dipende in maniera significativa dall'abbondanza di ${}^3\text{He}$ nella reazione ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}(e^-, \nu){}^7\text{Li}$.

3.2 Abbondanze misurate di Li in stelle evolute

Sono stati numerosi gli studi riguardo alla presenza del Li nelle stelle AGB. Un'analisi particolarmente ampia venne effettuata da Smith et al. (1995) basandosi sui precedenti lavori di Smith & Lambert (1989).

Per la ricerca del doppietto del Li I a 6707 \AA è stato considerato lo spettro di 122 giganti rosse luminose nella Piccola e Grande Nube di Magellano prese dal CTIO (Cerro Tololo Inter-American Observatory) con $-9.03 \lesssim M_{bol} \lesssim -4.16$. Sono state esaminate stelle sia ricche di Carbonio di tipo spettrale C (con $C/O \gtrsim 1$ e presenza di bande CN) sia ricche di Ossigeno di tipo spettrale M o S (con $C/O < 1$ e bande TiO o ZrO). Solamente in 35 stelle del campione

(29 di tipo spettrale S e 6 di tipo spettrale C) è stata individuata la linea del Li I.

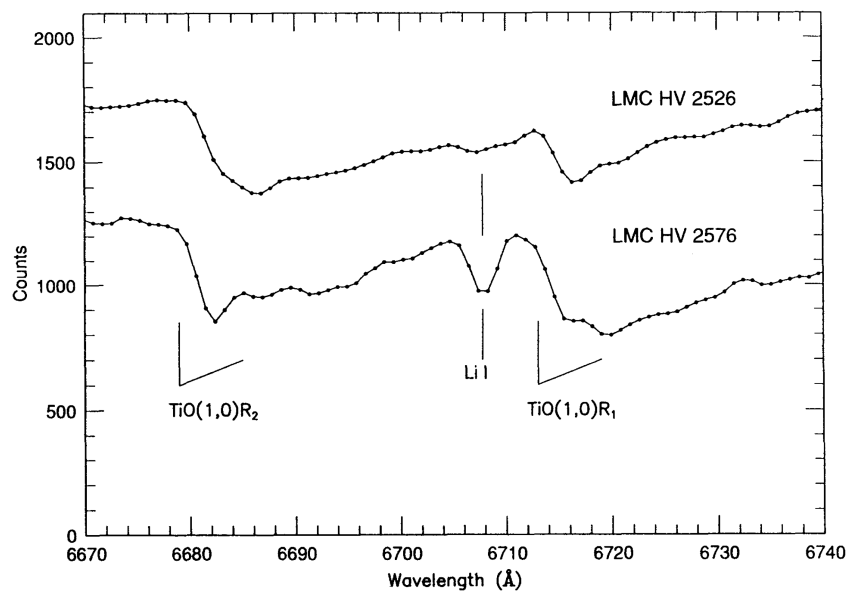


Figura 3.1: Campione di uno spettro di due stelle S con (sopra) e senza (sotto) linee del Li I (Smith et al. 1995).

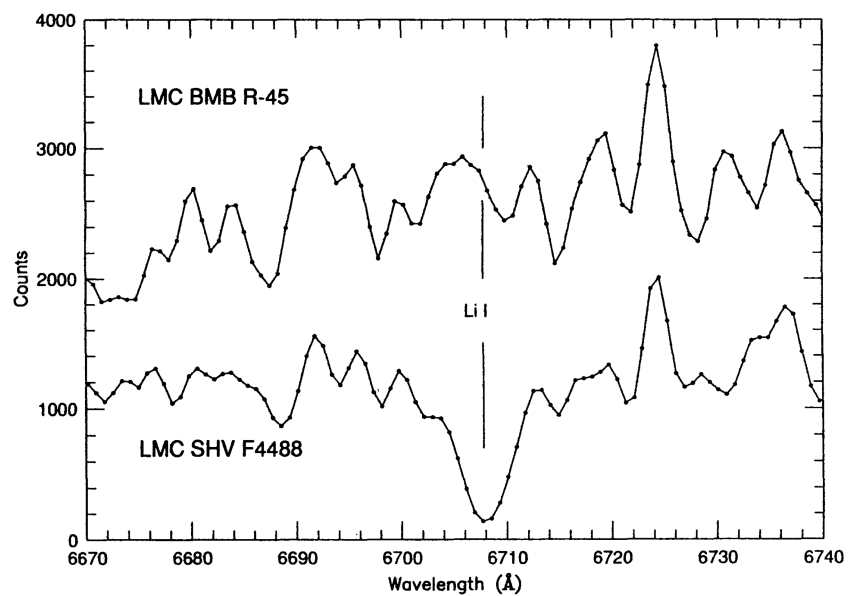


Figura 3.2: Campione di uno spettro di due stelle C con (sopra) e senza (sotto) linee del Li I (Smith et al. 1995)

In figura 3.1 sono confrontati due spettri di stelle ricche di Ossigeno (tipo spettrale S) nella zona attorno a 6707\AA . La stella HV 2526, con $M_{bol} = -4.9$, non mostra la presenza del doppietto del Li I mentre la stella HV 2576, con $M_{bol} = -6.7$, mostra queste righe. Si noti la forte presenza di linee di TiO.

In figura 3.2 viene mostrato lo stesso intervallo di lunghezza d'onda per due stelle ricche di carbonio (tipo spettrale C). La stella BMB R-45, con $M_{bol} = -5.9$, non mostra il doppietto del Li I al contrario della stella SHV F4488 con $M_{bol} = -5.7$. In questa zona vi è una forte presenza di righe di CN e C_2 . Per molte stelle C del campione le abbondanze del Li non sono fornite e sono state stimate confrontando gli spettri con uno spettro sintetico attorno a 6707\AA .

È essenziale ora determinare quali stelle del campione sono stelle AGB. Per ottenere questo risultato si può sfruttare il fatto che in stelle AGB gli elementi pesanti prodotti dal processo-s e il ^{12}C vengono mescolati nelle atmosfere stellari. In primo luogo tutte le stelle di tipo C sono inserite nella categoria AGB dato che in questa fase il ^{12}C è stato portato in superficie ottenendo un $C/O > 1$, mentre per le stelle ricche di ossigeno ($C/O < 1$) si può utilizzare il confronto con le righe degli elementi prodotti dal processo-s come le righe del ZrO a 6474\AA , del TiO a 7055\AA e del La II a 7483.50\AA .

Dal campione di 112 stelle sono state considerate quelle ricche di ossigeno con spettro a bassa risoluzione e di queste è stato calcolato il rapporto ZrO/TiO, mentre per quelle con spettro ad alta risoluzione è stato calcolato il rapporto La II/Cr I+Fe I.

Il risultato è visibile in figura 3.3 in cui i punti pieni corrispondono a giganti rosse con riga del Li I visibile. Entrambi i pannelli mostrano come tutte le stelle ricche di Li del campione presentino un arricchimento di elementi derivanti dal processo-s e sono quindi stelle AGB. Nell'intervallo $-7.1 \leq M_{bol} \leq -6$ sono presenti 30 stelle AGB di cui 24 sono ricche di Li.

Un ulteriore metodo per confermare il ristretto intervallo di luminosità delle stelle ricche di Li è quello di considerare la magnitudine bolometrica M_{bol} e il periodo di pulsazione P . Tutte le stelle del campione, tranne due, hanno periodo di pulsazione ben determinato. In figura 3.4 i simboli pieni rappresentano le giganti rosse che presentano la riga del Li I mentre le linee continue si riferiscono all'evoluzione stellare per stelle di $2, 4, 8M_{\odot}$ e si basano sull'ipotesi di pulsazione delle variabili Mira nel modo fondamentale. Da questa supposizione le masse delle stelle ricche di Li con $-7 \lesssim M_{bol} \lesssim -6$ sono $M \geq 4M_{\odot}$.

In figura 3.5 si può vedere il confronto tra le stelle del campione e il modello di Sackmann & Boothroyd (1992) che descrive stelle AGB con $M = 3 - 7M_{\odot}$ a metallicità solare ($Z = Z_{\odot} = 0.02$). Le abbondanze calcolate per le stelle

del campione sono in buon accordo con le stime del modello.

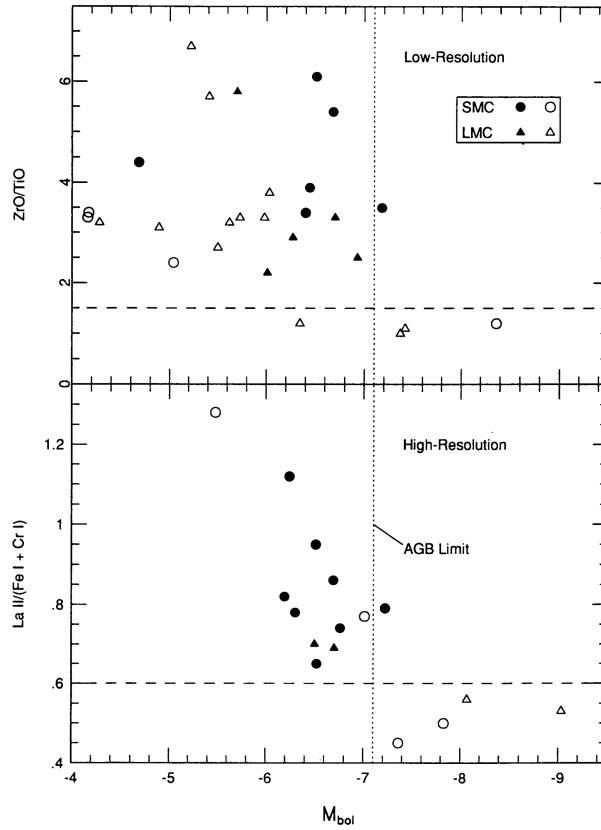


Figura 3.3: Indici spettrali utilizzati per separare stelle AGB ricche di elementi prodotti dal processo-s. *Sopra*: rapporto tra la riga del ZrO (6474Å) e del TiO (7055Å) per stelle con spettro a bassa risoluzione. *Sotto*: rapporto tra la larghezza equivalente della riga La II con quelle del Fe I e Cr I per stelle con spettro ad alta risoluzione. Entrambi i rapporti sono in funzione di M_{bol} (Smith et al. 1995).

Il limite superiore di abbondanza di ${}^7\text{Li}$ è stimato a $\log(\epsilon({}^7\text{Li})) \sim 4.5 - 5.5$ mentre quello per le stelle del campione si avvicina a $\log(\epsilon(Li)) \sim 4.0$ (figura 3.5). Sackmann & Boothroyd inoltre stimarono che la produzione di Li possa avvenire in maniera significativa in stelle con massa iniziale $M \simeq 5 - 6M_{\odot}$ per $Z = Z_{\odot}$. Dato che una stella di $7M_{\odot}$ brucia il carbonio nel nucleo e non passerà per la fase AGB e una stella di $4M_{\odot}$ sviluppa l'Hot Bottom Burning ma non presenta Li in superficie, se la pulsazione di stelle AGB (considerate come variabili Mira) è assunta essere nel modo fondamentale, l'intervallo di massa previsto ($4M_{\odot} < M < 7M_{\odot}$) può essere confrontato con la predizione

di massa minima ($M > 4M_{\odot}$) che è in accordo con le predizioni di Sackmann & Boothroyd.

In figura 3.3, 3.4 e 3.5 si può notare la dicitura *AGB Limit* pari a $M_{bol} \simeq -7.1$. Questo valore è una vecchia stima dato che, con i modelli attuali, si possono avere stelle AGB che superano questo limite di luminosità.

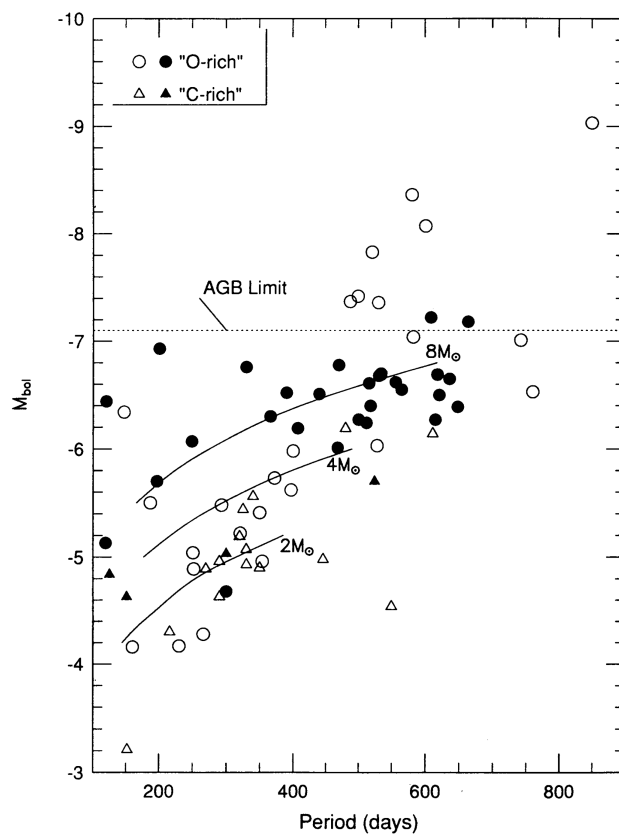


Figura 3.4: Diagramma $M_{bol} - Periodo$ di stelle del campione. I simboli pieni indicano le stelle ricche di Li (Smith et al. 1995).

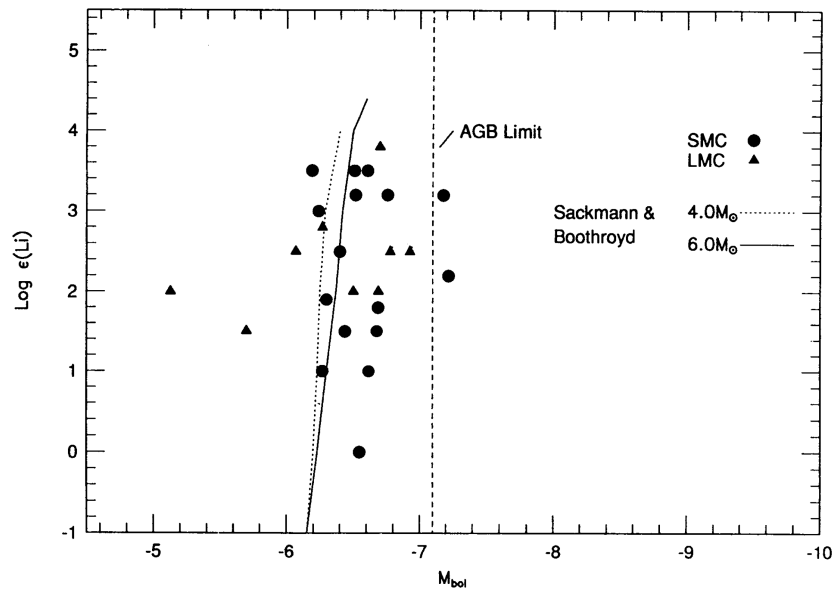


Figura 3.5: Confronto tra le osservazioni del campione e la predizione di Sackmann & Boothroyd (1992) (Smith et al. 1995).

3.3 Dipendenze principali dei modelli evolutivi

Diviene importante poter riprodurre le osservazioni attraverso modelli teorici. Purtroppo la produzione del Li dipende da alcuni parametri poco conosciuti come il tasso di perdita di massa, l'efficienza del trasporto convettivo, l'estensione dell'overshooting, la metallicità e dal tasso di cattura elettronica del ${}^7\text{Be}$.

3.3.1 Convezione

La convezione è un efficiente meccanismo di trasporto di energia e materia all'interno delle stelle. Può essere pensata come un continuo mescolamento di volumi di materia che, dopo aver percorso una certa distanza negli interni stellari, rilasciano la loro energia all'ambiente circostante. Sono stati presentati due modelli per spiegare il fenomeno della convezione: la Mixing Length Theory (MLT) (Vitense 1953) e la Full Spectrum of Turbulence (FST) (Canuto & Mazzitelli, 1991; Canuto et al., 1996).

La trattazione della MLT è molto semplice, infatti anche se la turbolenza convettiva all'interno delle stelle è caratterizzata da vortici comprimibili di tutte le dimensioni, la MLT considera un solo grande vortice incompressibile. La dimensione dei vortici convettivi e la lunghezza di miscelazione sono espressi dall'equazione:

$$l = \alpha H_p \quad (3.1)$$

con H_p altezza di scala definita come $\frac{1}{H_p} = -\frac{1}{P} \frac{dP}{dr}$ ed è la distanza su cui la pressione del gas decresce di un fattore e ; mentre α è un parametro libero calibrato in modo da ottenere l'evoluzione del sole (vale circa 1.7).

La FST invece è una descrizione più realistica perchè include uno spettro più ampio di vortici. Ventura e Mazzitelli, dapprima nel 1996 e successivamente nel 2005, mostrarono che le condizioni per l'innesco dell'Hot Bottom Burning si potevano ottenere utilizzando il modello della Full Spectrum of Turbulence (FST) al posto della tradizionale Mixing Length Theory (MLT). Quindi la FST viene utilizzata per la descrizione della convezione e quest'ultima è uno dei principali fattori per lo studio della produzione di Li nelle stelle AGB.

In figura 3.6 si possono vedere diverse situazioni importanti. La FST dopo ogni pulso termico porta ad un aumento maggiore della luminosità e della temperatura alla base dell'involuppo convettivo rispetto alla MLT a causa della minor efficienza di quest'ultima (secondo pannello dall'alto). Questa maggiore temperatura permette al meccanismo di Cameron-Fowler di creare

${}^7\text{Li}$ ad un tasso maggiore rispetto alla MLT (terzo pannello dall'alto). Inoltre si può notare la lenta diminuzione dell'abbondanza di ${}^7\text{Li}$ dopo il raggiungimento del massimo, questo dipende dal fatto che la temperatura alla base dell'involuppo convettivo aumenta fino che la reazione ${}^7\text{Be} + p \rightarrow 2\alpha$ inizia a competere con la reazione ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li} + e^-$ e una quantità di ${}^7\text{Be}$ non è più disponibile per produrre ${}^7\text{Li}$. Dipende anche dal fatto che in assenza di reazioni che producono ${}^3\text{He}$, il ${}^3\text{He}$ inizia ad essere bruciato dalla reazione ${}^7\text{Be} + p \rightarrow 2\alpha$ e la produzione ${}^7\text{Be}$ non è più efficiente.

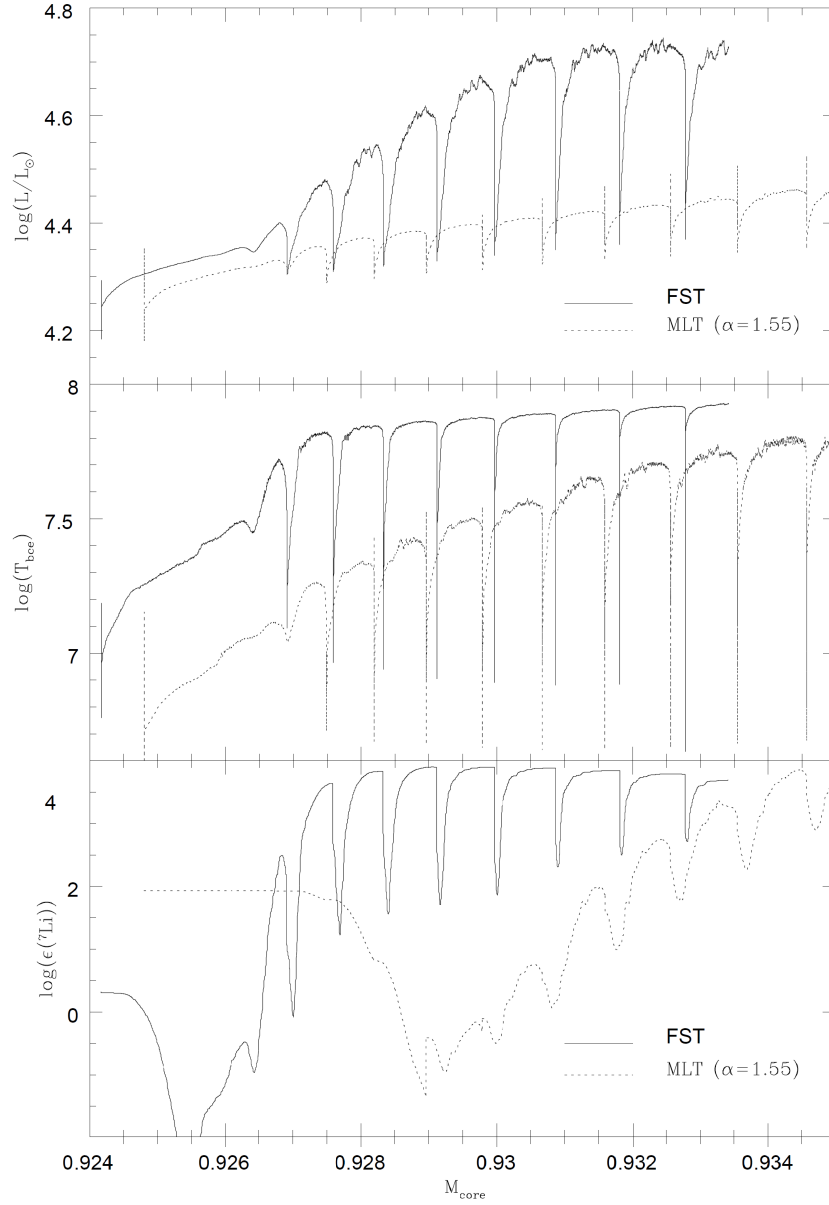


Figura 3.6: Variazione con la massa del nucleo della luminosità (*Primo pannello*), della temperatura alla base dell'involuppo convettivo (*Secondo pannello*), dell'abbondanza superficiale di ${}^7\text{Li}$ (*Terzo pannello*) per il modello con FST di una stella di $6M_{\odot}$ (linee continue) e il modello con MLT (Mazzitelli et al. 1999).

3.3.2 Overshooting

L'estensione dell'overshooting è un altro parametro importante. L'overshoot consiste nel superamento del confine della zona convettiva (limite di Schwarzschild) da parte degli elementi convettivi a causa della loro velocità non nulla. In questo modo viene introdotta un'elevata incertezza sull'estensione della zona convettiva con importanti conseguenze sull'evoluzione stellare. Un nucleo convettivo che è essenzialmente più grande genererà una maggiore quantità di combustibile per il bruciamento nucleare e questo modificherà il tempo di vita del bruciamento di H e l'evoluzione della stella. Si possono avere due casi: l'overshooting "dall'alto" o overshooting asimmetrico e l'overshooting simmetrico. Nel primo caso, discusso qui, l'overshooting (accoppiato con il bruciamento nucleare) è permesso dall'alto di ogni zona convettiva includendo la shell di He al picco del pulso termico. Nel secondo si parla di overshooting dal basso di ogni shell convettiva, incluso l'involuppo esterno e la shell di He durante i puls termici. Ipotizziamo solo l'esistenza dell'overshooting da sopra ogni zona convettiva. L'effetto dell'overshoot viene parametrizzato assumendo che la distanza d_{ov} , in cui gli elementi convettivi penetrano oltre il confine della zona convettiva, è una frazione dell'altezza di scala della pressione locale $d_{ov} = \alpha_{ov} H_p$, dove α_{ov} è un parametro libero calibrato dalle osservazioni. In figura 3.7 si possono vedere gli effetti dell'overshooting.

La principale differenza tra il caso con overshooting e il caso senza è la maggior massa del nucleo C-O che provoca un rapido incremento della temperatura alla base dell'involuppo convettivo T_{BCE} appena la shell di H è riaccesa. L'Hot Bottom Burning quindi prende il sopravvento prima dei puls termici, di conseguenza la luminosità aumenta più rapidamente e l'abbondanza di ${}^7\text{Li}$ raggiunge più velocemente il valore massimo $\log({}^7\text{Li}) \sim 4.1$.

Nel caso *overshooting simmetrico* si facilita la creazione di una stella di tipo C perchè durante un pulso termico l'He presente nella shell d'He viene portato in zone più interne dove la temperatura è più grande. La grande dipendenza da T della reazione 3α , unita con una grande quantità di He mescolata verso il basso, porta ad un pulso termico molto più intenso. La struttura stellare, a causa della maggior energia liberata, risponde con una penetrazione maggiore dell'involuppo convettivo. Questo, chiaramente, facilita il processo del terzo dredge-up.

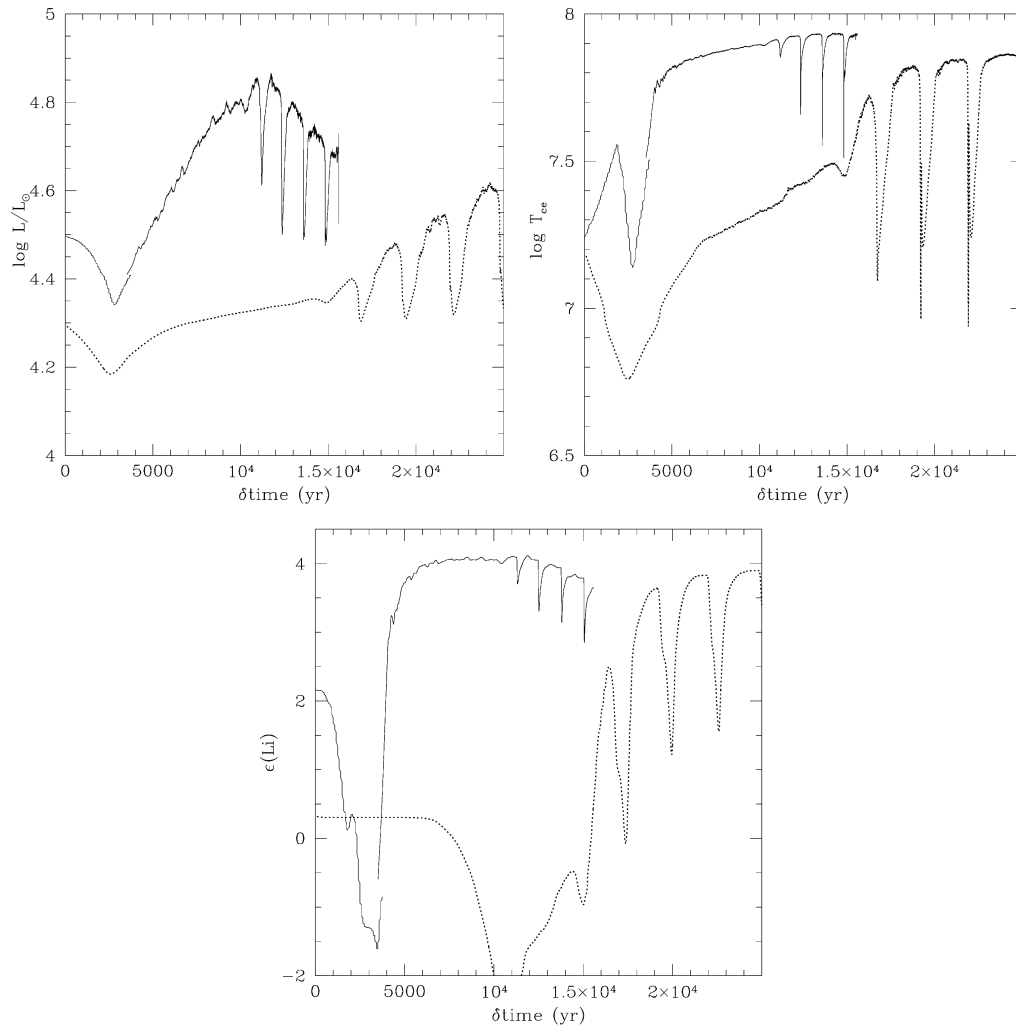


Figura 3.7: Confronto tra un modello senza overshoot e perdita di massa (linea tratteggiata) e un modello che li include entrambi (linea continua) (Mazzitelli et al. 1999).

3.3.3 Perdita di massa

La perdita di massa è un fenomeno presente nelle stelle AGB che determina la fine della fase AGB stessa. È un fattore molto importante per lo studio dello sviluppo delle abbondanze chimiche nel mezzo interstellare dato che stelle AGB possono arrivare a perdere una grande quantità di massa dell'ordine di $\dot{M} > 10^{-5} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$. Purtroppo però il meccanismo della perdita di massa non è, attualmente, completamente noto dal punto di vista fisico.

Alla base della perdita di massa vi è la relazione tra le pulsazioni subite dalla stella con la pressione di radiazione. Le pulsazioni verso l'esterno comprimono il gas e lo riscaldano; tuttavia se si raggiungono condizioni termodinamiche di alta densità e bassa temperatura, si creano dei grani di polvere che vengono spinti verso l'esterno dalla pressione di radiazione. Esistono molte formulazioni per descrivere la perdita di massa, un esempio è la trattazione di Blöcker (1995) sulla base del lavoro di Bowen (1988).

Il tasso di perdita di massa \dot{M} dipende molto dalla luminosità durante la fase AGB. Il lavoro di Blöcker (1995) aggiunge una dipendenza molto forte dalla luminosità L rispetto alla formulazione di Reimer (1975) dato che quest'ultima non è sufficientemente adeguata per descrivere la forte perdita di massa durante la fase AGB.

La formulazione adottata da Blöcker (1995) è:

$$\dot{M} = 4.83 \times 10^{-9} M^{-2.1} L^{2.9} \dot{M}_R \quad (3.2)$$

con \dot{M}_R perdita di massa di Reimer espressa da $\dot{M}_R = 4 \times 10^{-13} \eta_R \frac{LR}{M}$, L luminosità, R raggio, M massa in masse solari e η_R tasso di Reimer, un parametro libero direttamente collegato con il tasso di perdita di massa e impostato a 0.1 in accordo con il modello utilizzato da Mazzitelli et al. (1999).

In figura 3.8 si può vedere un modello di perdita di massa a due diversi valori di $\eta_R = 0.1, 0.05$ in una stella di $5M_{\odot}$. Si noti come un tasso di perdita di massa maggiore porti ad una diminuzione più veloce della luminosità dopo ogni pulso termico e ad una piccola, seppur presente, diminuzione della temperatura T_{bce} e dell'abbondanza di ${}^7\text{Li}$.

La trattazione della perdita di massa è molto importante nella fase AGB perchè generalmente porta ad un raffreddamento della struttura stellare e ad un blocco dell'incremento della luminosità, portando ad una diminuzione dell'efficienza dell'HBB. Quando l'involuppo è considerevolmente ridotto, gli effetti della perdita di massa diventano importanti; infatti un tasso maggiore porta ad una fase AGB più breve, ad un minor numero di pulsi termici, ad un massimo di luminosità minore e ad una minor temperatura alla base dell'involuppo.

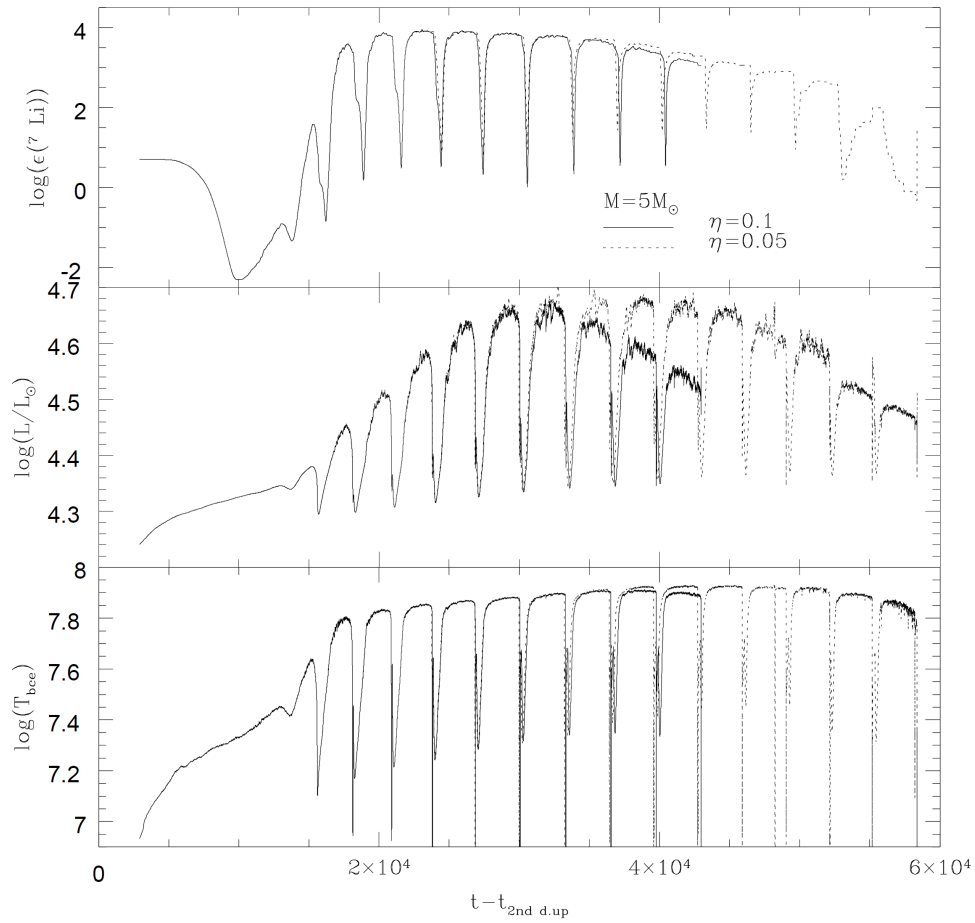


Figura 3.8: Variazione con il tempo dell'abbondanza di Li, luminosità e temperatura alla base dell'involucro convettivo assunto due diversi tassi di perdita di massa ($\eta = 0.1$ e $\eta = 0.05$) (Mazzitelli et al. 1999).

3.3.4 Metallicità

La metallicità risulta essere un ulteriore fattore su cui concentrare lo studio per determinare l'evoluzione delle stelle AGB.

In figura 3.9 vengono confrontate le evoluzioni dell'abbondanza superficiale di ${}^7\text{Li}$, della luminosità e della temperatura alla base dell'involucro convettivo in una stella di $6M_{\odot}$ a diverse metallicità; mentre in figura 3.10 è mostrato il confronto delle evoluzioni degli stessi parametri per una stella di $5M_{\odot}$. Al diminuire della metallicità Z si ha un incremento della massa del nucleo all'inizio dei puls termici, di conseguenza anche la temperatura alla base dell'involucro convettivo T_{BCE} è maggiore a basse Z . Questo porta ad un bruciamento del ${}^7\text{Li}$ maggiore durante la fase AGB e, a causa di ciò, il valore massimo di $\log({}^7\text{Li})$ (~ 4.3 per $Z=0.001$) viene raggiunto in minor tempo. Quindi anche la fase successiva di perdita di massa è raggiunta più velocemente.

In figura 3.9 si possono vedere questi effetti; nel primo pannello il ${}^7\text{Li}$ viene prodotto più velocemente e la sua abbondanza decresce molto rapidamente dopo ogni pulso termico rispetto ai casi con metallicità più elevate. Allo stesso modo si può notare una maggiore luminosità e T_{BCE} a metallicità basse. Può accadere che al diminuire della metallicità la luminosità durante la fase dei puls termici aumenti oltre la predizione del rapporto massa del nucleo-luminosità ($M_c \propto L$) e il valore di $M_{bol} = -7.1$ può essere superato (figura 3.10 pannello a $Z=0.0005$). Si vede inoltre come la luminosità dopo il picco massimo torni a giacere sul piano $M_c \propto L$. La sintesi del ${}^7\text{Li}$ risulta essere più efficiente a basse metallicità per il fatto che una maggior quantità di ${}^7\text{Be}$ viene prodotto dalla reazione ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$. Il valore limite che si raggiunge è $\log({}^7\text{Li}/H) \simeq 4 - 4.5$, in ottimo accordo con i modelli evolutivi di Sackmann & Boothroyd (1992). Ci si aspetta, inoltre, un intervallo di metallicità in cui le stelle AGB contribuiscono all'arricchimento del mezzo interstellare.

In figura 3.10 (pannelli in basso) sono indicate le abbondanze superficiali di ${}^7\text{Li}$, ${}^3\text{He}$ e la massa stellare ridotta dal vento stellare. Solo nel modello con $Z_i = 0.02$ vi è una perdita di massa nel momento di massimo arricchimento di ${}^7\text{Li}$ mentre per altre metallicità l'espulsione di massa è praticamente libera dal ${}^7\text{Li}$, infatti a $Z_i = 0.04$ la sintesi del ${}^7\text{Li}$ è un evento di breve durata e intensità mentre per $Z_i = 0.008, 0.0005$ la produzione di ${}^7\text{Li}$ è molto efficiente ma estesa ai primi momenti della fase AGB così che quando si instaura il vento stellare tutto il ${}^7\text{Li}$ è già stato distrutto.

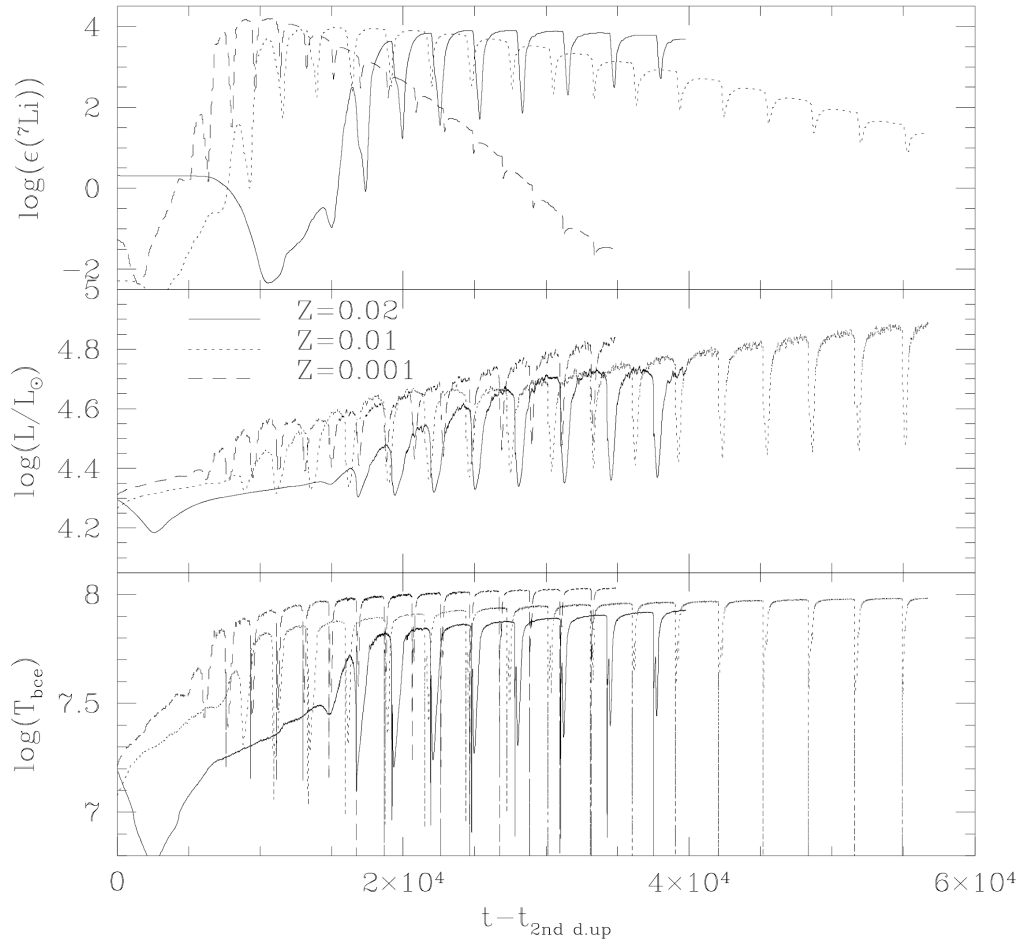


Figura 3.9: Variazione con il tempo dell'abbondanza superficiale di Li, della luminosità e della temperatura alla base dell'involucro convettivo per una stella di $6M_{\odot}$ a tre diverse metallicità (Mazzitelli et al. 1999).

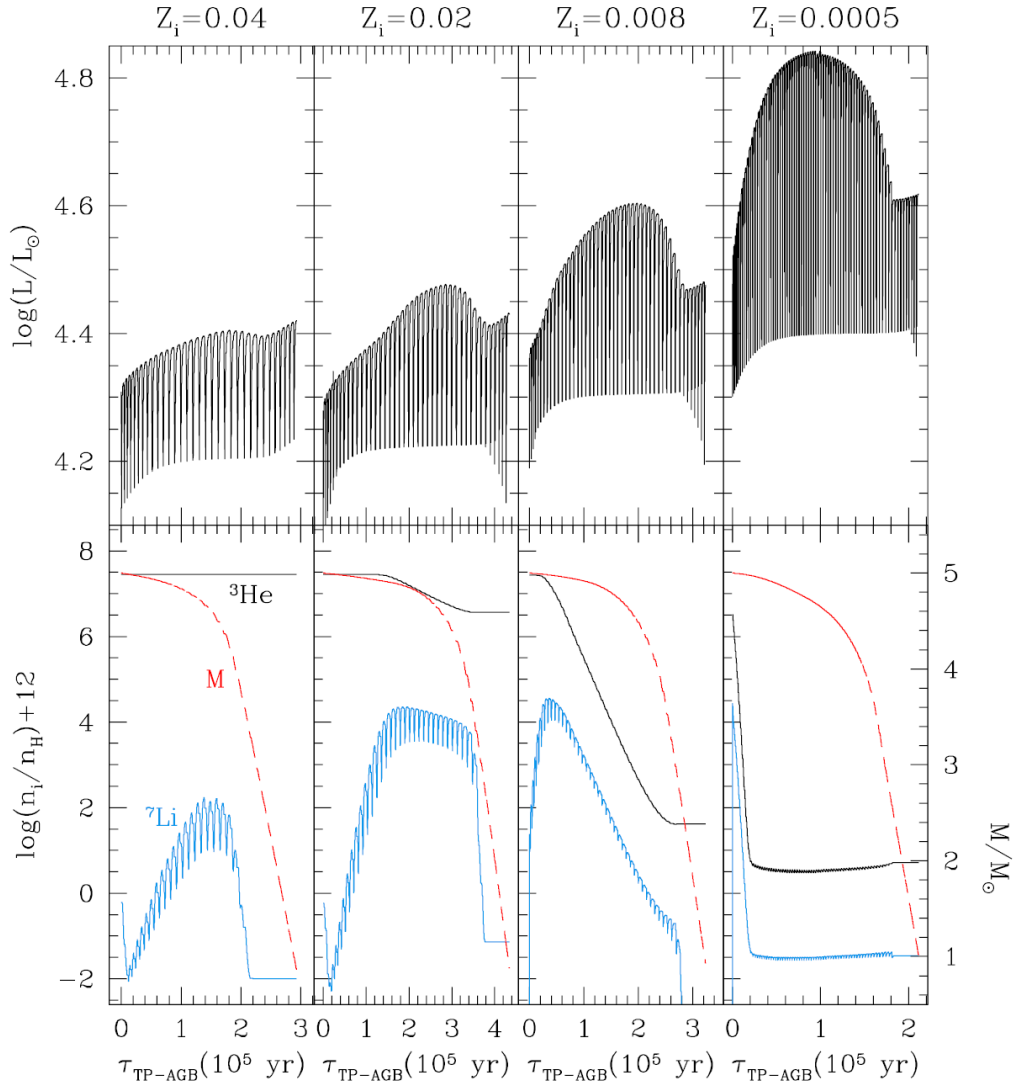


Figura 3.10: HBB e sintesi di ^7Li per una stella di $5M_\odot$ a diverse metallicità. *Sopra*: evoluzione della luminosità durante la fase dei puls termici. *Sotto*: evoluzione dell'abbondanza superficiale di ^7Li , ^3He e massa stellare ridotta dal vento stellare (Marigo et al. 2013).

3.3.5 Tasso di cattura elettronica

Un problema tuttavia aperto per studiare in maniera più accurata l'arricchimento dell'universo di ${}^7\text{Li}$ è l'ottenimento di un tasso di cattura elettronica per il ${}^7\text{Be}$ per condizioni di temperatura T e densità ρ diverse da quelle solari. Infatti un modello realistico è ostacolato dal basso livello di conoscenza del tasso di decadimento negli interni stellari. Le estrapolazioni effettuate per il Sole (Bahcall 1962; Iben et al. 1967; Bahcall & Moeller 1969) sono molto imprecise a causa delle differenti condizioni presenti nelle giganti. Infatti negli strati al di sotto della shell di bruciamento di H di una gigante rossa la temperatura può variare dai $7 - 8 \times 10^7 K$ fino a raggiungere $\sim 1 \times 10^8 K$ mentre la densità è minore di quella solare da uno a cinque ordini di grandezza.

La forza responsabile della cattura elettronica è l'interazione nucleare debole, un processo di corto raggio. Si è quindi creduto per molto tempo che questo processo dovesse essere insensibile a fattori extra-nucleari come il contesto chimico, il grado di ionizzazione, la pressione e le condizioni di temperatura. Al contrario molti studi (ad esempio Lee & Steinle-Neumann 2008, Ohtsuki et al. 2007) mostrarono dipendenze del tasso di cattura elettronica da questi parametri.

Il nuovo modello introdotto da Simonucci et al. (2013) presenta un nuovo metodo teorico per il calcolo del tasso di cattura elettronica in condizioni tipiche per le stelle evolute. Il modello include calcoli classici della densità elettronica, a cui la velocità di cattura elettronica per il ${}^7\text{Be}$ è proporzionale, per diversi approcci teorici di schermaggio elettronico tra cui la formulazione di Thomas-Fermi (TF), Poisson-Boltzmann (PB) e Debye-Hückel (DH).

Nella formulazione di *Thomas-Fermi* gli elettroni attorno al nucleo atomico sono visti come un sistema di fermioni interagenti tramite un potenziale U agente sul singolo fermione che contiene l'interazione con tutti gli altri; in quella di *Poisson-Boltzmann* si ha la relazione tra il potenziale elettrico con la densità di carica e , quindi, con la concentrazione degli ioni; in quella di *Debye-Hückel* gli anioni (ioni negativi) e i cationi (ioni positivi) sono assimilati a sfere aventi rispettivamente carica e^+ e e^- . Simonucci et al. (2013) utilizzarono una teoria dello scattering sotto due potenziali basandosi sulla trattazione di Hartree-Fock.

In tabella 3.1 sono mostrati i risultati delle simulazioni a diversi livelli di approssimazione teorica in condizioni solari ($T = 10^6 K$, $\rho = 152.2g \cdot cm^{-3}$, $X_H = 0.34608$, $X_{He} = 0.63368$). Si può vedere che i risultati ottenuti con il nuovo approccio convergono alla stessa soluzione del modello DH. Inoltre sia l'approccio classico di Poisson-Boltzmann (PB) sia quello di Debye & Hückel (DH) danno risultati differenti rispetto a quello di Thomas-Fermi (TF). La differenza è ancora maggiore con l'utilizzo dell'approssimazione di Hartree-

Fock (HF) utilizzata da Simonucci et al. Si deve sottolineare che i modelli PB e DH non valgono al di fuori delle condizioni centrali del Sole. Ciò vale, in particolare, a basse temperature e densità, dove si verifica una grande parte della produzione ${}^7\text{Li}$.

Tabella 3.1: Valori della densità elettronica per nuclei di Be per diversi livelli teorici in condizioni solari (Simonucci et al. 2013)

ρ_{HF}	ρ_{TF}	ρ_{PB}	ρ_{DH}
16.320 ± 0.020	16.135 ± 0.025	14.870 ± 0.020	16.085 ± 0.025

Successivamente viene analizzata l'applicabilità del nuovo modello per una ampia gamma di valori di ρ e T , considerando valori tipici di stelle giganti rosse, in cui entrambi gli stati legati e del continuo contribuiscono alla cattura elettronica.

Il calcolo della densità elettronica per i nuclei di ${}^7\text{Be}$ in intervalli maggiori di temperature e densità è visualizzato in tabella 3.2; si vede come al raggiungimento di elevate temperature ed elevate densità ogni approssimazione teorica restituisca valori pressochè uguali.

In figura 3.11 viene mostrato il risultato ottenuto da Simonucci et al. per il calcolo del tempo di vita del ${}^7\text{Be}$ in funzione della temperatura T e densità ρ , si vede come questo dato non sia costante.

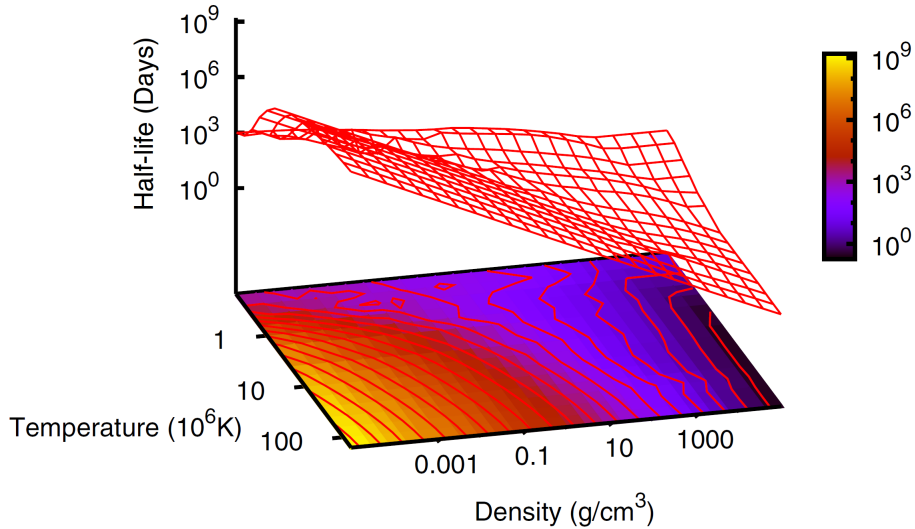


Figura 3.11: Tempo di vita per cattura elettronica (in giorni) per il Be in funzione della densità ρ e della temperatura T (Simonucci et al. 2013).

Tabella 3.2: Valori della densità elettronica di nuclei di Be per differenti approssimazioni teoriche (Simonucci et al. 2013)

ρ ($g \cdot gm^{-3}$)	T ($10^6 K$)	$\rho_{HF}(0)$	$\rho_{TF}(0)$	$\rho_B(0)$	$\rho_{DH}(0)$
1000.	1.	71.87÷71.97	68.99÷69.11	42.61÷42.74	47.46÷47.55
100.		33.52÷33.53	29.53÷29.55	4.027÷4.031	19.13÷19.14
10.		17.37÷17.37	13.83÷13.83	0.945÷0.945	13.33÷13.33
1.		7.839÷7.837	5.708÷5.707	0.184÷0.184	8.151÷8.149
0.1		1.940÷1.940	1.415÷1.415	0.044÷0.044	2.059÷2.058
0.01		0.278÷0.278	0.220÷0.220	0.0075÷0.0075	0.279÷0.279
0.001		0.0308÷0.0308	0.0264÷0.0264	0.0012÷0.0012	0.0303÷0.0303
1000.	10.	122.43÷122.89	116.21÷116.68	51.77÷52.05	108.56÷109.01
100.		20.23÷20.27	19.53÷19.57	10.36÷10.39	19.54÷19.58
10.		2.578÷2.581	2.554÷2.558	2.515÷2.519	2.570÷2.573
1.		0.274÷0.275	0.274÷0.275	0.274÷0.274	0.274÷0.275
0.1		0.0281÷0.0282	0.0281÷0.0282	0.0281÷0.0282	0.0281÷0.0281
0.01		$(2.84\div 2.84)\times 10^{-3}$	$(2.84\div 2.84)\times 10^{-3}$	$(2.84\div 2.84)\times 10^{-3}$	$(2.83\div 2.83)\times 10^{-3}$
0.001		$(2.84\div 2.84)\times 10^{-4}$	$(2.84\div 2.84)\times 10^{-4}$	$(2.84\div 2.84)\times 10^{-4}$	$(2.84\div 2.84)\times 10^{-4}$
1000.	100.	78.31÷80.39	78.24÷80.32	76.57÷78.64	78.22÷80.30
100.		9.051÷9.289	9.051÷9.288	9.031÷9.268	9.051÷9.288
10.		0.773÷0.787	0.773÷0.787	0.773÷0.787	0.773÷0.787
1.		0.0775÷0.0789	0.0775÷0.0789	0.0775÷0.0789	0.0775÷0.0789
0.1		$(7.75\div 7.90)\times 10^{-3}$	$(7.75\div 7.90)\times 10^{-3}$	$(7.75\div 7.90)\times 10^{-3}$	$(7.75\div 7.90)\times 10^{-3}$
0.01		$(7.75\div 7.90)\times 10^{-4}$	$(7.75\div 7.90)\times 10^{-4}$	$(7.75\div 7.90)\times 10^{-4}$	$(7.75\div 7.90)\times 10^{-4}$
0.001		$(7.75\div 7.90)\times 10^{-5}$	$(7.75\div 7.90)\times 10^{-5}$	$(7.75\div 7.90)\times 10^{-5}$	$(7.75\div 7.90)\times 10^{-5}$

Questi nuovi dati riguardanti il tasso di decadimento del ${}^7\text{Be}$ sono stati applicati ad una stella di circa $2M_{\odot}$ nella fase di AGB.

In figura 3.12 vengono mostrate le abbondanze di ${}^7\text{Be}$ e ${}^7\text{Li}$ negli strati al di sotto dell'involucro convettivo ($\Delta R = 0$) e al di sopra della shell di bruciamento di H ($\Delta R = 1.5$) durante due puls termici consecutivi. Le linee rosse indicano la situazione ottenuta dai nuovi tempi di vita del ${}^7\text{Be}$ (approssimazione HF), le linee nere indicano i precedenti calcoli ottenuti dalle estrapolazioni effettuate da Adelberg et al. (2011) mentre la linea blu indica la densità di materia. Nel nuovo modello di Simonucci et al. la densità elettronica è maggiore rispetto a quella del modello DH, quindi la cattura elettronica è più rapida ed efficace. Di conseguenza una maggior quantità di ${}^7\text{Be}$ viene convertita in ${}^7\text{Li}$ dalla reazione ${}^7\text{Be}(e^-, \nu){}^7\text{Li}$ ma, data l'elevata temperatura, quest'ultimo viene immediatamente distrutto.

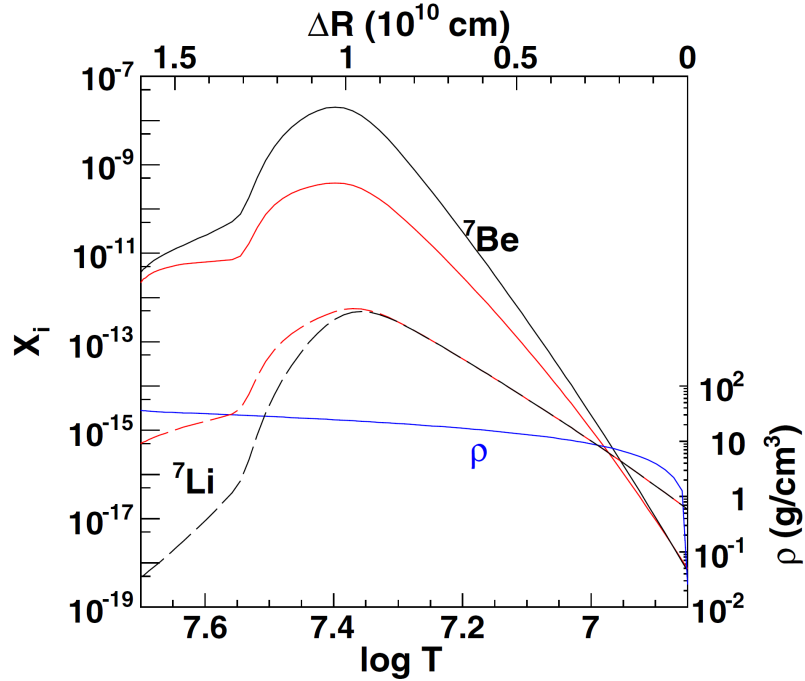


Figura 3.12: Abbondanze di ${}^7\text{Be}$ e ${}^7\text{Li}$ riferiti alla fase AGB di una stella $2M_{\odot}$ (Simonucci et al. 2013).

In figura 3.13 viene mostrata l'abbondanza di ${}^7\text{Li}$, in funzione della temperatura, a diversi valori del parametro di mescolamento. Le curve rosse si riferiscono a tassi di mescolamento di $0.1, 0.3, 1 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ (indicate con 1,2,3) mentre le linee nere sono ricavate dalle estrapolazioni di Adelberger et al. (2011); i punti vuoti e pieni indicano stelle di tipo M-MS-S e C(N)

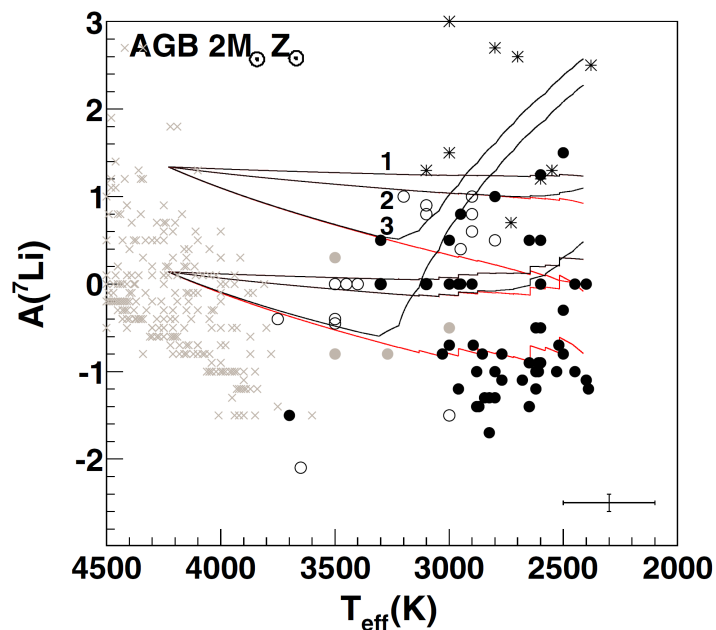


Figura 3.13: Confronto tra tassi di produzione di ^7Li tra vecchi (linee nere continue) e nuovi dati (linee rosse continue) (Simonucci et al. 2013).

rispettivamente mentre gli asterischi indicano le abbondanze di Li in stelle CJ. Si vede come, con le nuove stime, la produzione del ^7Li diventi impossibile; infatti le linee nere prevedono una quantità di ^7Li molto maggiore rispetto ai nuovi dati e alle osservazioni. La spiegazione di questa differenza è data dal diverso tempo di decadimento del ^7Be ottenuto nel modello di Simonucci et al. La minor quantità di ^7Be presente al di sotto dell'involucro causata da una maggior efficienza della cattura elettronica fa sì che, anche in situazioni con elevato mescolamento, la produzione di ^7Li negli strati esterni non sia efficace come nei modelli precedenti e che non vengano quindi raggiunte le abbondanze previste.

In figura 3.14 si vede come, tranne negli interni stellari, il tempo di cattura elettronica da parte del ^7Be nel nuovo modello sia sempre più breve dei modelli precedenti.

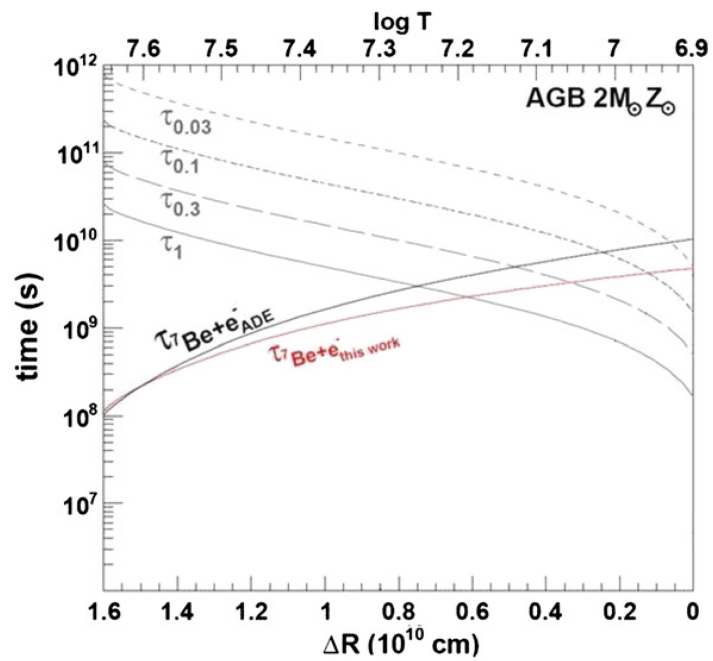


Figura 3.14: Confronto tra il tempo di vita del ${}^7\text{Be}$ nel modello di Simonucci et al. (linea rossa) e quello estrapolato da Adelberger et al. (linea nera) con i tempi scala del mescolamento non convettivo a diversi valori (Simonucci et al. 2013).

Elenco delle figure

1.1	Traccia evolutiva, nel diagramma HR, di una stella di $5M_{\odot}$. . .	2
1.2	Abbondanze centrali di una stella di $5 M_{\odot}$ rispetto ai vari elementi durante la sua evoluzione in riferimento ai punti della figura 1.1.	3
1.3	Luminosità centrali di una stella di $5 M_{\odot}$ rispetto ai vari elementi durante la sua evoluzione in riferimento ai punti della figura 1.1.	3
1.4	Evoluzione delle luminosità con il tempo per una stella di $5 M_{\odot}$ con composizione $X=0.70$ e metallicità $Z=0.02$	5
1.5	Schema sintetico della struttura dell'Hot Bottom Burning in una stella. Si vedono le differenti temperature e la diversa struttura dell'involuppo (Sackmann & Boothroyd 2000).	8
2.1	Porzione di catena protone-protone in cui si mostrano le reazioni che portano alla creazione di ${}^7\text{Be}$ e ${}^7\text{Li}$ (Lattanzio et al. 2015).	10
2.2	Produzione di Li in una stella di $6 M_{\odot}$ con metallicità $Z=0.02$. Confronto tra l'algoritmo di diffusione convettiva dipendente dal tempo e il rimescolamento istantaneo (Sackmann & Boothroyd 2000).	10
2.3	Profili termodinamici e di abbondanza attraverso l'involuppo convettivo per una stella TP-AGB di massa intermedia con HBB con massa di $5.4M_{\odot}$ e $Z_i = 0.008$ presa al suo massimo arricchimento di litio. A sinistra: tempi scala nucleari di alcune specie atomiche in confronto alla cattura elettronica e di protoni e tempo scala convettivo τ_{conv} . A destra: profili di abbondanza logaritmici per alcune specie espressi in frazione di massa o con notazione spettroscopica. È inoltre indicata la temperatura $T_6 = \log(T/10^6 K)$ e il coefficiente di diffusione D (Marigo et al. 2013).	13

3.1	Campione di uno spettro di due stelle S con (sopra) e senza (sotto) linee del Li I (Smith et al. 1995).	16
3.2	Campione di uno spettro di due stelle C con (sopra) e senza (sotto) linee del Li I (Smith et al. 1995)	16
3.3	Indici spettrali utilizzati per separare stelle AGB ricche di elementi prodotti dal processo-s. <i>Sopra</i> : rapporto tra la riga del ZrO (6474Å) e del TiO (7055Å) per stelle con spettro a bassa risoluzione. <i>Sotto</i> : rapporto tra la larghezza equivalente della riga La II con quelle del Fe I e Cr I per stelle con spettro ad alta risoluzione. Entrambi i rapporti sono in funzione di M_{bol} (Smith et al. 1995).	18
3.4	Diagramma $M_{bol} - Periodo$ di stelle del campione. I simboli pieni indicano le stelle ricche di Li (Smith et al. 1995).	19
3.5	Confronto tra le osservazioni del campione e la predizione di Sackmann & Boothroy (1992) (Smith et al. 1995).	20
3.6	Variazione con la massa del nucleo della luminosità (<i>Primo pannello</i>), della temperatura alla base dell'involucro convettivo (<i>Secondo pannello</i>), dell'abbondanza superficiale di ${}^7\text{Li}$ (<i>Terzo pannello</i>) per il modello con FST di una stella di $6M_{\odot}$ (linee continue) e il modello con MLT (Mazzitelli et al. 1999).	23
3.7	Confronto tra un modello senza overshoot e perdita di massa (linea tratteggiata) e un modello che li include entrambi (linea continua) (Mazzitelli et al. 1999).	25
3.8	Variazione con il tempo dell'abbondanza di Li, luminosità e temperatura alla base dell'involucro convettivo assunto due diversi tassi di perdita di massa ($\eta = 0.1$ e $\eta = 0.05$) (Mazzitelli et al. 1999).	27
3.9	Variazione con il tempo dell'abbondanza superficiale di Li, della luminosità e della temperatura alla base dell'involucro convettivo per una stella di $6M_{\odot}$ a tre diverse metallicità (Mazzitelli et al. 1999).	29
3.10	HBB e sintesi di ${}^7\text{Li}$ per una stella di $5M_{\odot}$ a diverse metallicità. <i>Sopra</i> : evoluzione della luminosità durante la fase dei puls termici. <i>Sotto</i> : evoluzione dell'abbondanza superficiale di ${}^7\text{Li}$, ${}^3\text{He}$ e massa stellare ridotta dal vento stellare (Marigo et al. 2013).	30
3.11	Tempo di vita per cattura elettronica (in giorni) per il Be in funzione della densità ρ e della temperatura T (Simonucci et al. 2013).	32

3.12	Abbondanze di ${}^7\text{Be}$ e ${}^7\text{Li}$ riferiti alla fase AGB di una stella $2 M_{\odot}$ (Simonucci et al. 2013).	34
3.13	Confronto tra tassi di produzione di ${}^7\text{Li}$ tra vecchi (linee nere continue) e nuovi dati (linee rosse continue) (Simonucci et al. 2013).	35
3.14	Confronto tra il tempo di vita del ${}^7\text{Be}$ nel modello di Simonucci et al. (linea rossa) e quello estrapolato da Adelberger et al. (linea nera) con i tempi scala del mescolamento non convettivo a diversi valori (Simonucci et al. 2013).	36

Elenco delle tabelle

3.1	Valori della densità elettronica per nuclei di Be per diverse approssimazioni teoriche in condizioni solari (Simonucci et al. 2013)	32
3.2	Valori della densità elettronica di nuclei di Be per differenti approssimazioni teoriche (Simonucci et al. 2013)	33

Bibliografia

- [1] A. G. W. Cameron, W. A. Fowler, *ApJ*, 164, 111-114, 1971
- [2] D. A. García-Hernández, O. Zamora, A. Yagüe, S. Uttenthaler, A. I. Karakas, M. Lugaro, P. Ventura, D. L. Lambert, *A&A*, 555, L3, 2013
- [3] F. D'Antona, P. Ventura, *ApJ*, 470, 1093-1102, 1996
- [4] I. J. Sackmann, A. I. Boothroyd, *ApJ*, 392, L71-L74, 1992
- [5] I. J. Sackmann, A. I. Boothroyd, *IAU Symp. Vol. 198, 2000 The light elements and their evolution* L. da Silva, M. Spite, J. R. de Medeiros
- [6] I. Mazzitelli, F. D'Antona, P. Ventura, *A&A*, 348, 846–860, 1999
- [7] J. Lattanzio, L. Siess, R. Church, G. Angelou, R. Stancliffe, C. Doherty, T. Stephen, S. Campbell, *MNRAS*, 446, 2673-2688, 2015
- [8] P. Marigo, A. Bressan, A. Nanni, L. Girardi, M. Pumo, *MNRAS*, 434, 488–526, 2013
- [9] P. Ventura, A. I. Karakas, F. Dell'Agli, M. L. Boyer, D. A. García Hernandez, M. Di Criscienzo, R. Schneider, *MNRAS*, 450, 3181-3190, 2015
- [10] P. Ventura, F. D'Antona, I. Mazzitelli, *A&A*, 363, 605–616, 2000
- [11] P. Ventura, F. D'Antona, I. Mazzitelli, *A&A*, 393, 215–223, 2002
- [12] P. Ventura, F. D'Antona, *MNRAS*, 402, L72-L76, 2010
- [13] S. Simonucci, S. Taioli, S. Palmerini, M. Busso, *ApJ*, 764:118 (12pp), 2013
- [14] V. V. Smith, B. Plez, D. L. Lambert, *ApJ*, 441, 735-746, 1995
- [15] V. V. Smith, D. L. Lambert, *ApJ*, 345, L75-L78, 1989

[16] V. V. Smith, D. L. Lambert, ApJ, 361, L69-L72, 1990

Ringraziamenti

Al termine di questo lavoro di Tesi vorrei innanzitutto ringraziare la mia relatrice, la Professoressa Paola Marigo, per avermi dato la possibilità di lavorare con lei su questo argomento di grande interesse e per avermi permesso di imparare molte cose nuove.

Ringrazio i miei amici per avermi sopportato e i compagni di Astronomia per avermi aiutato con le mie difficoltà.

Vorrei ringraziare i miei genitori, Flavia e Sandro, e mia sorella Elisa per avermi supportato, aiutato e consigliato durante questi anni ed esserci sempre stati nei momenti di bisogno appoggiando le mie scelte.

Ringrazio i miei nonni, Valerio e Maria, tutta la mia famiglia e infine, ma non per importanza, la mia fidanzata Mariale per avermi sempre ascoltato con pazienza, aver creduto nelle mie capacità e incoraggiato a dare il meglio di me con l'amore e la dolcezza che la contraddistinguono.