

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

---

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”  
Corso di Laurea in Astronomia

PROCESSO  $s$  IN STELLE AGB:  
IL PROBLEMA DEL RUBIDIO

*Laureando:*  
Francesca FERRANTI

*Relatore:*  
Prof.ssa Paola MARIGO

Anno accademico 2014/2015



# Indice

<b>1</b>	<b>Il ramo asintotico delle giganti</b>	<b>7</b>
1.1	Evoluzione della stella prima della fase AGB . . . . .	7
1.1.1	Evoluzione di una stella di $1M_{\odot}$ . . . . .	8
1.1.2	Evoluzione di una stella di $5M_{\odot}$ . . . . .	11
1.2	Fase AGB . . . . .	12
1.2.1	Fase iniziale . . . . .	13
1.2.2	Fase dei puls termici . . . . .	14
1.2.3	Evoluzione post AGB . . . . .	17
<b>2</b>	<b>Nucleosintesi stellare</b>	<b>19</b>
2.1	Proprietà di base . . . . .	20
2.2	Nucleosintesi di elementi leggeri ( $A < 56$ ) . . . . .	23
2.2.1	Combustione dell'Idrogeno . . . . .	24
2.2.2	Combustione dell'Elio . . . . .	26
2.2.3	Combustione del Carbonio e oltre . . . . .	26
2.3	Nucleosintesi di elementi pesanti ( $A > 56$ ) . . . . .	29
2.3.1	Processo r . . . . .	30
2.3.2	Processo s . . . . .	31
<b>3</b>	<b>Il Rubidio</b>	<b>39</b>
3.1	Processo di formazione del Rubidio . . . . .	39
3.2	Importanza del Rubidio . . . . .	42
3.3	Il “problema del Rubidio” . . . . .	46



# Introduzione

Nella prima parte di questo lavoro mi propongo di descrivere la produzione di elementi pesanti tramite il processo di cattura lenta di neutroni all'interno delle stelle del ramo asintotico delle giganti; nella seconda, mi concentrerò sulla formazione e sull'abbondanza del Rubidio.

Le stelle del ramo asintotico delle giganti, le stelle AGB, sono caratterizzate dall'avere due siti di combustione: dopo l'esaurimento del nucleo di He, la combustione prosegue in due gusci concentrici, in cui avvengono le reazioni di bruciamento di He e H attorno ad un nucleo inerte di carbonio-ossigeno. Tali reazioni avvengono all'interno di un complesso processo di pulsioni termiche e di almeno due dredge-up, come verrà brevemente descritto nel capitolo 1.

Anche altri fenomeni rilevanti per l'evoluzione stellare, quali l'hot bottom burning e la perdita di massa, verranno brevemente trattati al fine di una descrizione più completa di tale fase dell'evoluzione di una stella.

La fase del ramo asintotico delle giganti è molto breve; essa rappresenta circa l'1% della vita totale della stella, ma è una delle fasi più importanti, in quanto sito di una ricca nucleosintesi stellare. Si tratta inoltre di una delle fasi finali della vita di stelle di massa piccola e intermedia, al termine della quale, esse diventeranno nane bianche, destinate a spegnersi progressivamente.

Il lavoro si concentra in particolare sulla nucleosintesi di elementi più pesanti del Ferro ( $A = 56$ ), i quali non possono essere prodotti per cattura protonica, come avviene per gli elementi con numero atomico minore, in quanto la reazione sarebbe endotermica.

Esistono due processi principali di formazione di elementi pesanti: il processo r (*rapid*) ed il processo s (*slow*). Per completezza, viene data una breve descrizione del primo processo, ma la trattazione si concentra maggiormente sul secondo. Questo perché le stelle AGB risultano essere uno dei principali siti di produzione di elementi pesanti tramite la cattura lenta di neutroni.

Nella sezione 2.3.2 viene approfondita la descrizione di tale meccanismo, analizzando i principali siti di formazione di neutroni all'interno della stella, legati all'abbondanza e produzione di Carbonio e di Neon.

Il lavoro approfondisce quindi la formazione di un particolare elemento: il Rubidio ( $A = 85$ ). Tale elemento riveste un'importanza particolare nel determinare la densità neutronica all'interno della stella e, dunque, quale delle reazioni che provocano l'arricchimento di neutroni prevale.

Inoltre, è anche un importante strumento per determinare se la stella è di massa piccola o intermedia. Lo studio dell'abbondanza di tale elemento permette di evidenziare molte delle problematiche legate alla modellizzazione delle stelle AGB: la densità di neutroni, l'entità e la durata dei puls termici (TP-AGB), l'efficienza della convezione e del *terzo dredge-up* ed infine il verificarsi di *branching points* nel processo di nucleosintesi.

In conclusione, nella sezione 3.3 viene messo in evidenza il cosiddetto *problema del Rubidio* legato alla discrepanza fra le previsioni teoriche e l'abbondanza di Rubidio effettivamente osservata, evidenziata in alcuni degli articoli scientifici più recenti. Tale problema si articola in due parti: la prima è legata alla sovrabbondanza di Rubidio osservata; la seconda è legata al fatto che lo Zirconio non è presente nella stessa quantità del Rubidio, sebbene trattandosi di un elemento appartenente allo stesso picco di produzione dovrebbe essere presente in quantità analoghe. Si tratta di due problemi inspiegabili utilizzando il metodo classico.

La spiegazione più convincente, fra tutte quelle proposte negli ultimi anni, propone di considerare un modello dinamico di atmosfera. In tale frangente, sembra che le previsioni teoriche per l'abbondanza del Rubidio si adattino alle osservazioni. Inoltre, si suppone che la sottostima dello Zirconio sia dovuta al fatto che esso si trovi condensato in grani di polvere e che, dunque, lo Zirconio gassoso sia presente in minore quantità rispetto all'effettiva abbondanza di tale elemento.

Molti ritengono che riuscire ad ideare un modello che tenga conto della sovrabbondanza osservata possa portare ad una maggiore comprensione della nucleosintesi e del processo all'interno delle stelle AGB, anche con lo scopo di comprendere il fenomeno dell'arricchimento chimico di ammassi globulari e nubi molecolari.

# Capitolo 1

## Il ramo asintotico delle giganti

Le stelle del ramo asintotico delle giganti (AGB) si trovano nell'ultima fase di bruciamento nucleare per le stelle di massa piccola e intermedia, ovvero per stelle aventi masse comprese fra 0.8 e 8 masse solari. Nel seguito distingueremo fra *stelle di piccola massa* aventi masse iniziali comprese fra 0.8 e 2.25 masse solari ( $M_{\odot}$ ) e *stelle di massa intermedia* aventi masse comprese fra 2.25 e  $8M_{\odot}$ . Tali distinzioni non sono arbitrarie, ma corrispondono a precise proprietà fisiche ed evolutive della stella: il limite inferiore,  $0.8M_{\odot}$ , corrisponde al valore minimo di massa richiesto per la combustione dell'Elio nel nucleo; il valore di separazione fra stelle di massa piccola e intermedia,  $2.25M_{\odot}$ , corrisponde al limite inferiore per il bruciamento dell'Elio in modo non degenerare all'interno del nucleo; infine, il limite superiore,  $8M_{\odot}$ , corrisponde al massimo della massa che non permette la combustione del carbonio nel nucleo.

La fase del ramo asintotico delle giganti è breve se si paragona con la durata della permanenza della stella nella Sequenza Principale, ma importantissima in quanto sito di ricca nucleosintesi. Si è stimato che circa il 90% della polvere nella Via Lattea, al tempo attuale, abbia avuto origine dai resti di stelle AGB e che dunque l'arricchimento chimico delle galassie è strettamente legato a questo tipo di stelle. In questo capitolo si analizzano le fasi che portano dalla sequenza principale fino all'AGB, le principali fasi che regolano l'evoluzione della stella in questa fase ed, infine, il termine di questa fase e il destino ultimo della stella.

### 1.1 Evoluzione della stella prima della fase AGB

Con l'inizio della combustione dell'Idrogeno nel nucleo comincia la permanenza della stella nella Sequenza Principale. La durata di questa fase è molto lunga, circa il 90% della vita totale della stella. Per questo motivo, come si vede in figura 1.1, la maggior parte delle stelle si trova in questa fase. Durante questo stadio della sua evoluzione, la stella si trova in equilibrio termico ed idrostatico, in quanto l'energia prodotta dalla combustione dell'Idrogeno riesce a sostenere l'autogravità.

L'evoluzione della stella lungo la Sequenza Principale dipende dalla massa iniziale. Distingueremo nel seguito fra stelle di massa piccola e intermedia, analizzando l'evoluzione di stelle di  $1M_{\odot}$  come

campione rappresentativo delle stelle di piccola massa e stelle di  $5M_{\odot}$  come campione rappresentativo dell'evoluzione di stelle di massa intermedia.

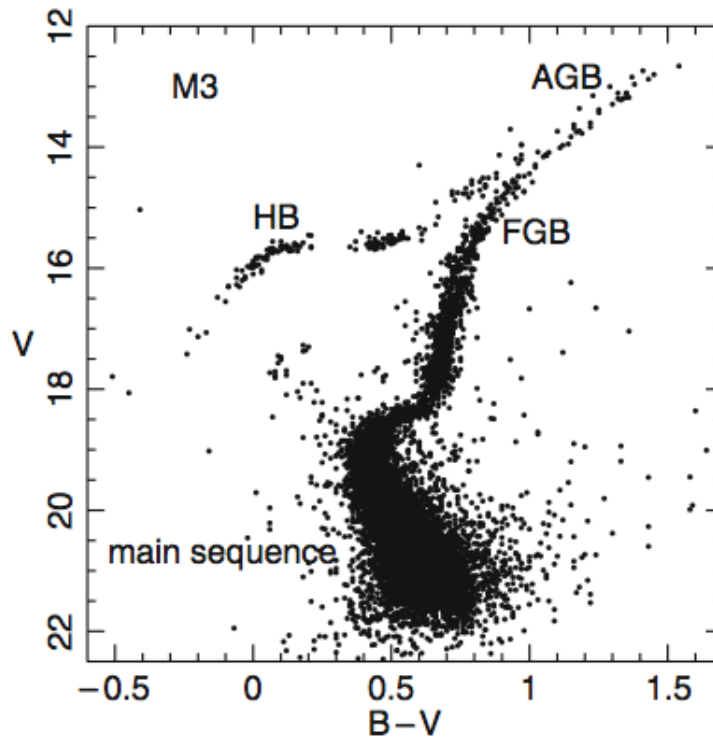


Figura 1.1: Diagramma colore-magnitudine per l'ammasso M3. In esso è riportata la posizione sulla sequenza principale (main sequence), il primo ramo asintotico (FGB), il ramo orizzontale (HB) e il ramo asintotico delle giganti (AGB). Immagine presa da Karakas [2010]

Da notare come anche il meccanismo di bruciamento dell'Idrogeno, in questa fase, dipenda dalla massa iniziale della stella: per stelle aventi masse  $M \lesssim 1.3M_{\odot}$  la reazione di combustione procede tramite la *pp chain*, in quanto la temperatura non è sufficientemente alta da poter sostenere una grande produzione energetica; stelle aventi masse  $M \gtrsim 1.3M_{\odot}$ , invece, usano il *CNO cycle*, il quale ha un tasso di produzione energetica fortemente dipendente dalla temperatura e si impone dunque solo quando questa supera  $T \simeq 1.5 \cdot 10^7 K$ , il che si verifica per masse più grandi.

### 1.1.1 Evoluzione di una stella di $1M_{\odot}$

Nelle stelle di  $1M_{\odot}$  la temperatura centrale durante la combustione dell'Idrogeno nel nucleo è  $T \simeq 15 \cdot 10^6 K$  e dunque la reazione procede tramite la *pp chain*.

All'esaurimento dell'Idrogeno nel nucleo, la stella lascia la Sequenza Principale. Queste stelle non hanno nuclei convettivi e a questo punto della loro evoluzione, il loro nucleo è quasi degenere. La



transizione della combustione dell'Idrogeno dal nucleo ad un guscio esterno è graduale e la stella resta in equilibrio termico.

Nel frattempo, il nucleo inizia a contrarsi perché incapace di sostenere l'autogravità e, per effetto specchio, gli strati più esterni si espandono e diventano convettivi per l'aumento di opacità: la stella si trova nel primo ramo delle giganti (FGB), vicino alla linea di Hayashi. Le dimensioni della stella in tale fase raggiungono circa 200 volte le dimensioni che avevano nella Sequenza Principale. Ovviamente, in tale fase, gli strati più esterni sono legati solo debolmente e possono essere facilmente rimossi dai venti stellari. Tali stelle sono fortemente affette dalla *perdita di massa* durante questa fase del loro percorso evolutivo.

L'espansione della convezione verso strati via via più interni dà luogo ad un importante mescolamento chimico all'interno della stella, noto come *primo dredge up* (FDU). In conseguenza di tale mescolamento, le abbondanze superficiali cambiano drasticamente: aumenta la concentrazione di Elio-4 del 5%, diminuisce l'abbondanza di Carbonio-12 del 20%, aumentano le abbondanze di Azoto e Carbonio-13 del 30%.

La combustione dell'Idrogeno nel guscio attorno al nucleo di Elio accresce la massa del nucleo fino a quando non diventa degenerare. La caratteristica principale delle stelle di piccola massa è infatti che il loro nucleo di Elio diventa degenerare prima che la temperatura diventi sufficientemente alta da poter innescare la combustione dell'Elio e cosicché esse si stabiliscono in equilibrio termico sul ramo delle giganti rosse.

Al raggiungimento di  $T \simeq 10^8 K$ , avviene la combustione dell'Elio in modo degenerare: temperatura e densità sono disaccoppiate e questo porta ad una combustione violenta che prende il nome di *helium flash*, in cui la luminosità prodotta raggiunge fino a  $10^{10} L_{\odot}$ . Tale fase dura solo alcuni secondi. Inoltre, l'energia rilasciata in questa *fuga termonucleare* non raggiunge la superficie, ma viene assorbita dall'espansione del nucleo. In tale fase, circa il 3% dell'Elio nel nucleo viene convertito in Carbonio. Inoltre, i neutrini prodotti per interazione debole durante le reazioni nucleari provocano una vera e propria *perdita energetica*, la quale causa un effettivo raffreddamento delle regioni centrali del nucleo di Elio.

Dopo l'*helium flash*, il nucleo si espande, pur rimanendo parzialmente degenerato. Sono necessari una serie di flash di minore intensità per rimuovere definitivamente la degenerazione. Solo a questo punto il bruciamento di Elio procede in modo stabile in un nucleo convettivo.

A questo punto, la stella si sposta sul Ramo Orizzontale (HB) nel diagramma HR, così chiamato perché contiene stelle aventi masse differenti e, dunque, differenti temperature effettive, ma che risultano avere la medesima luminosità. Questa caratteristica è dovuta al fatto che la luminosità è determinata sostanzialmente dalla massa del nucleo, che è circa la stessa per tutte le stelle, indipendentemente dalla massa stellare totale. In questa fase, la combustione di Elio procede in un nucleo convettivo cui si aggiunge il contributo del bruciamento dell'Idrogeno in un guscio attorno ad esso. Tale fase ha una durata di circa  $120 Myr$  e ha come principale conseguenza la produzione di Carbonio-12. All'esaurirsi di tale riserva di Elio, la stella si sposta sul ramo asintotico delle giganti.

Tale percorso evolutivo è efficacemente riassunto in figura 1.2, in cui viene descritta l'evoluzione di una stella di una massa solare dal suo innestarsi sulla Sequenza Principale, fino al raggiungimento del ramo asintotico delle giganti.

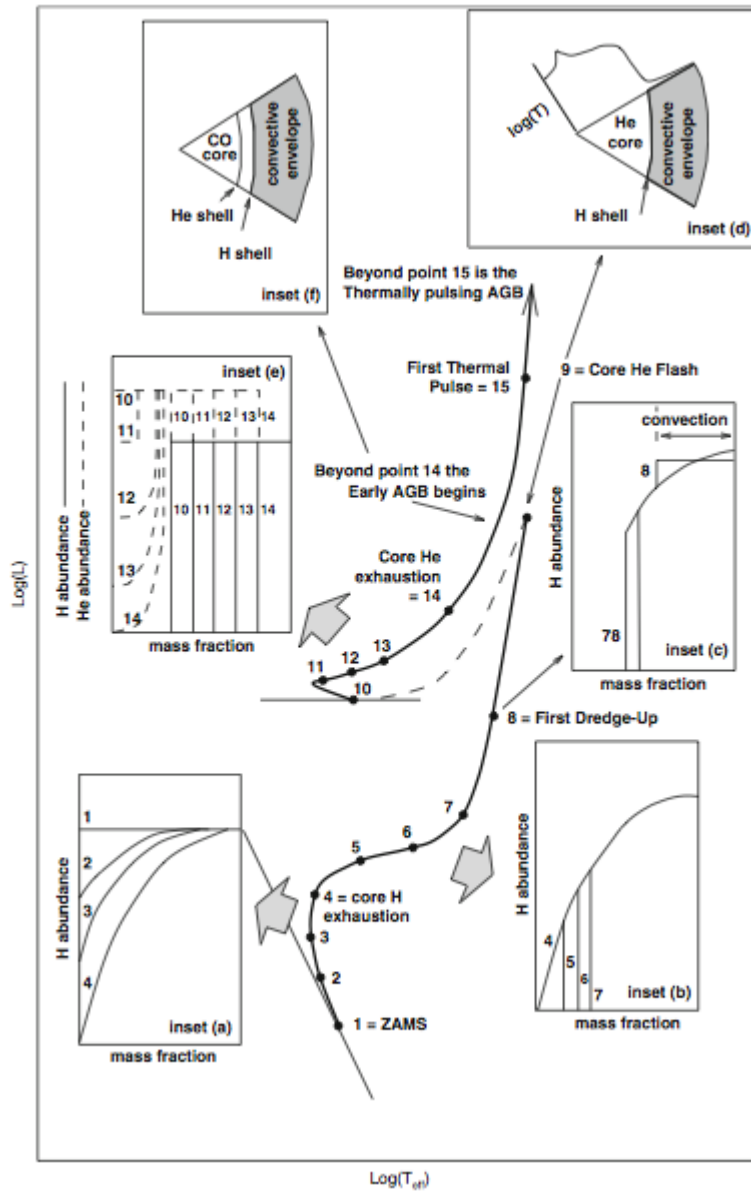


Figura 1.2: Diagramma HR per una stella di  $1M_{\odot}$  di composizione solare, dalla Sequenza Principale di età zero (ZAMS) fino al ramo asintotico delle giganti. L'immagine è mutuata da J.C. Lattanzio

### 1.1.2 Evoluzione di una stella di $5M_{\odot}$

L'evoluzione di una stella di  $5M_{\odot}$  è qualitativamente molto simile a quella discussa nel caso di una stella di  $1M_{\odot}$ . Vi sono però alcune differenze.

La prima è che, durante la Sequenza Principale, il bruciamento dell'Idrogeno nel nucleo avviene seguendo il meccanismo del ciclo CNO. Il fatto che tali reazioni siano molto più dipendenti dalla temperatura rispetto a quelle della pp chain comporta la formazione di un nucleo convettivo.

La seconda fondamentale differenza è che al raggiungimento delle condizioni di densità e temperatura necessarie, il bruciamento dell'Elio nel nucleo avviene in modo non degenere. Il nucleo non diventa mai degenere.

In relazione all'evoluzione di queste stelle, è necessario definire il **limite di Schönberg-Chandrasekhar** secondo cui, in condizioni di non degenerazione, una configurazione stabile è possibile solo se la massa del nucleo è una piccola frazione di quella totale della stella. In particolare, dovrà essere:

$$\frac{M_c}{M} < q_{SC} \simeq 0.10$$

In una prima fase del bruciamento dell'Idrogeno nel guscio, detta *thick shell burning phase*, la massa del nucleo è ancora sotto il limite di Schönberg-Chandrasekhar e la stella rimane in equilibrio termico. Il progressivo aumento di massa del nucleo, però, fa sì che questo superi il limite e faccia accelerare la contrazione del nucleo, con conseguente rapida espansione degli strati più esterni a causa del principio dello specchio. Poiché il guscio di bruciamento occupa sempre meno massa, ci si riferisce a quest'ultima fase come *thin shell burning phase*. Questa evoluzione è molto rapida, tanto che la probabilità di individuare una stella in questa fase è molto piccola. Questa mancanza di stelle corrispondenti a questo momento dell'evoluzione nel diagramma HR è detto *Hertzsprung gap*.

A questo punto la stella è innestata nel primo ramo delle giganti (FGB) e l'estensione dell'envelope convettivo è tale da produrre un rimescolamento chimico detto *primo dredge-up*.

Al raggiungimento di una massa del nucleo di Elio di  $M = 0.6M_{\odot}$  e di una temperatura centrale di  $T = 10^8 K$  inizia la combustione dell'Elio in modo non degenere. Tale combustione blocca la contrazione del nucleo e la conseguente espansione degli strati più esterni; inoltre, corrisponde ad un massimo locale per Luminosità e Raggio. Tale fase dura circa  $22 Myr$ .

In ogni caso, anche in questa fase, la maggior parte della luminosità proviene dalla combustione dell'Idrogeno in un guscio attorno al nucleo.

Stelle di almeno  $5M_{\odot}$  subiscono una fase detta *blue loop* che corrisponde al punto di maggiore temperatura raggiunta da queste stelle. L'estensione di tale blue loop dipende sensibilmente da un gran numero di fattori: la composizione chimica, la massa del nucleo di Elio, la forma dell'abbondanza di Idrogeno sopra il nucleo.

Anche in questo caso, all'esaurirsi della riserva di Elio nel nucleo la stella si sposta verso il ramo asintotico delle giganti.

Tale percorso evolutivo è efficacemente riassunto in figura 1.3 in cui viene descritta l'evoluzione di una stella di cinque masse solari a partire dal suo innestarsi sulla Sequenza Principale, fino al raggiungimento del ramo asintotico delle giganti.

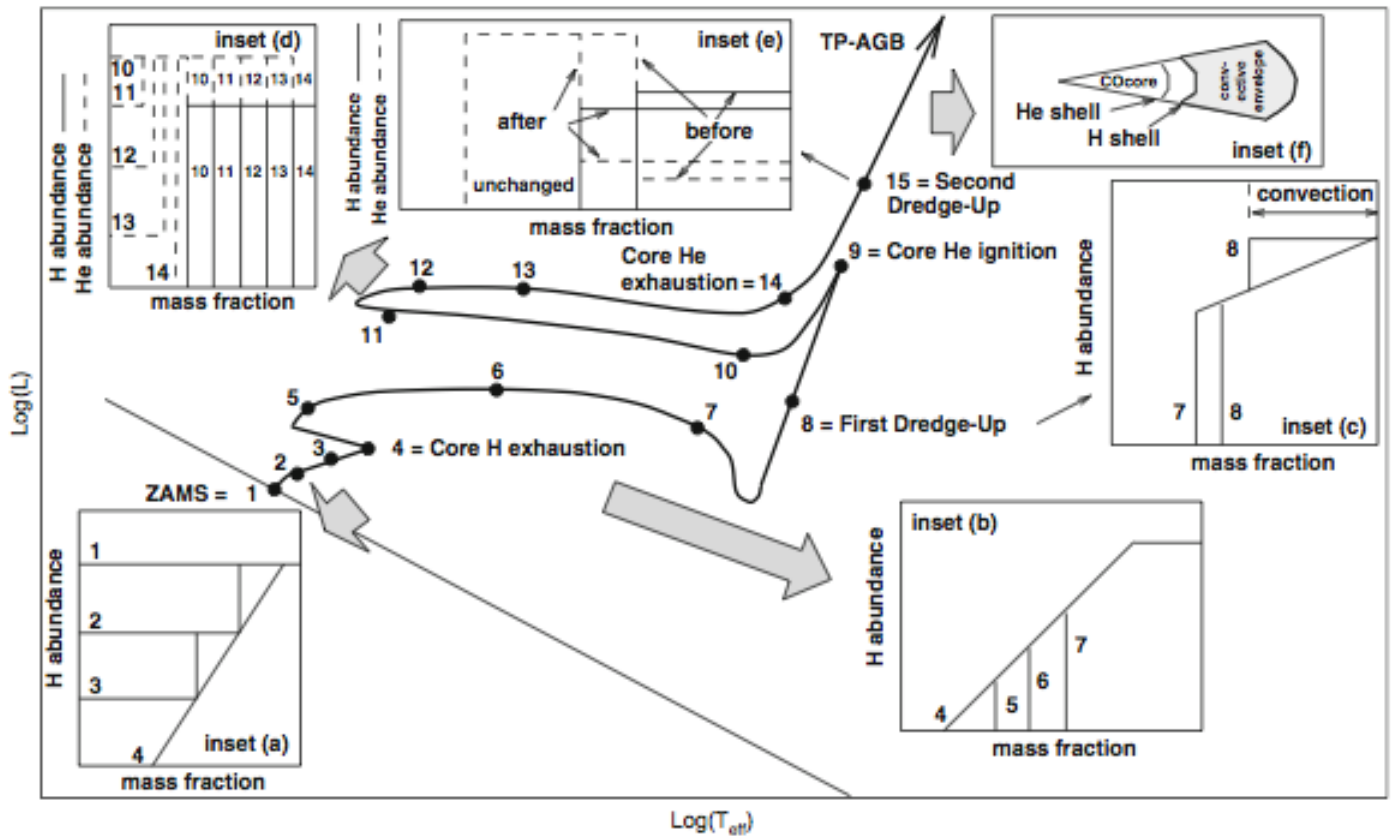


Figura 1.3: Diagramma HR per una stella di  $5M_{\odot}$  di composizione solare, dalla Sequenza Principale di età zero (ZAMS) fino al ramo asintotico delle giganti. L'immagine è mutuata da J.C. Lattanzio

## 1.2 Fase AGB

All'esaurirsi del nucleo di Elio, si forma un nucleo principalmente composto da Carbonio e Ossigeno. Per stelle aventi masse fino ad  $8M_{\odot}$  il nucleo di C-O diventa degenere, cosicché queste evolvono lungo il ramo asintotico delle giganti nel diagramma HR.

Come già anticipato, si tratta di una fase breve ma importante della vita di una stella, in quanto sito di ricca nucleosintesi.

Si possono evidenziare due o tre fasi principali nell'evoluzione della stella lungo la fase AGB: una fase iniziale, una fase di pulsii termici e la fase terminale.

### 1.2.1 Fase iniziale

Il nucleo di Carbonio-Ossigeno comincia a contrarsi. In questa situazione, la stella si trova ad avere due siti di bruciamento in due gusci concentrici: ha luogo un *doppio effetto specchio*. Al contrarsi del nucleo, lo strato ricco di Elio sovrastante si espande e l'envelope esterno si contrae. Questo provoca lo spegnimento del guscio di bruciamento dell'Idrogeno e la stella si ritrova con un solo sito di combustione. In questa fase, relativamente lunga, detta appunto *early AGB phase*, la luminosità della stella è sostenuta principalmente dal bruciamento dell'Elio nel guscio.

Se la stella ha massa  $M \gtrsim 4M_{\odot}$  può subire un rimescolamento chimico: il *secondo dredge-up* (SDU). Tale evento è analogo al primo dredge-up, ma ancora più intenso. Un confronto fra primo e secondo dredge-up si può vedere in figura 1.4: in tale figura emerge chiaramente come cambiano i rapporti isotopici fra  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$  e  $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$  per una stella di metallicità  $Z = 0.02$ .

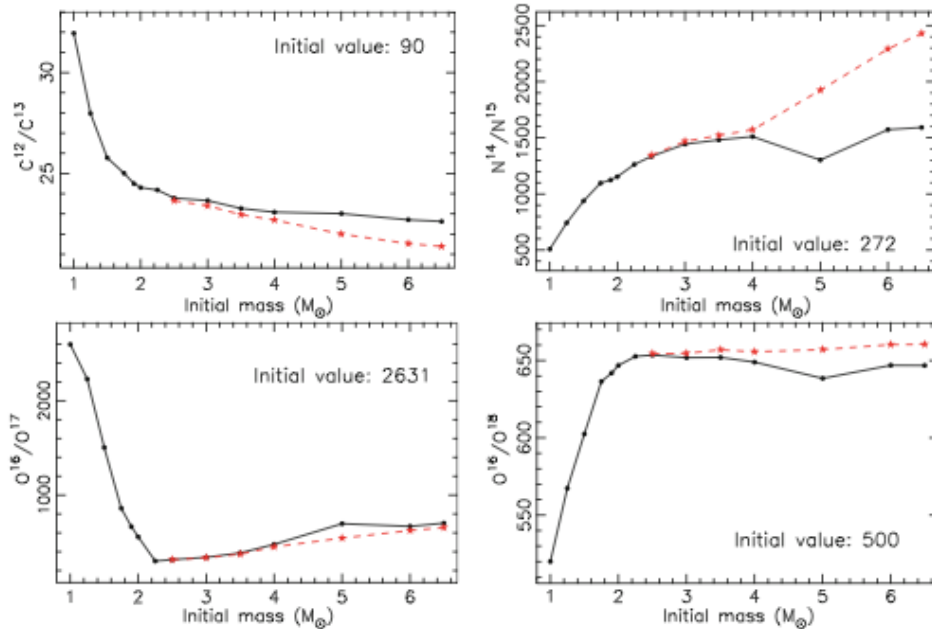


Figura 1.4: Abbondanza superficiale di  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$  e  $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$  per una stella di metallicità  $Z = 0.02$ . La linea continua nera si riferisce al FDU mentre quella rossa tratteggiata al SDU. Immagini mutate da Marigo

Il rapporto  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  diminuisce decisamente con il secondo dredge-up; questo può essere dovuto alla penetrazione dell'envelope convettivo fino alla regione ricca di  $^{13}\text{C}$  lasciata dal bruciamento dell'Elio

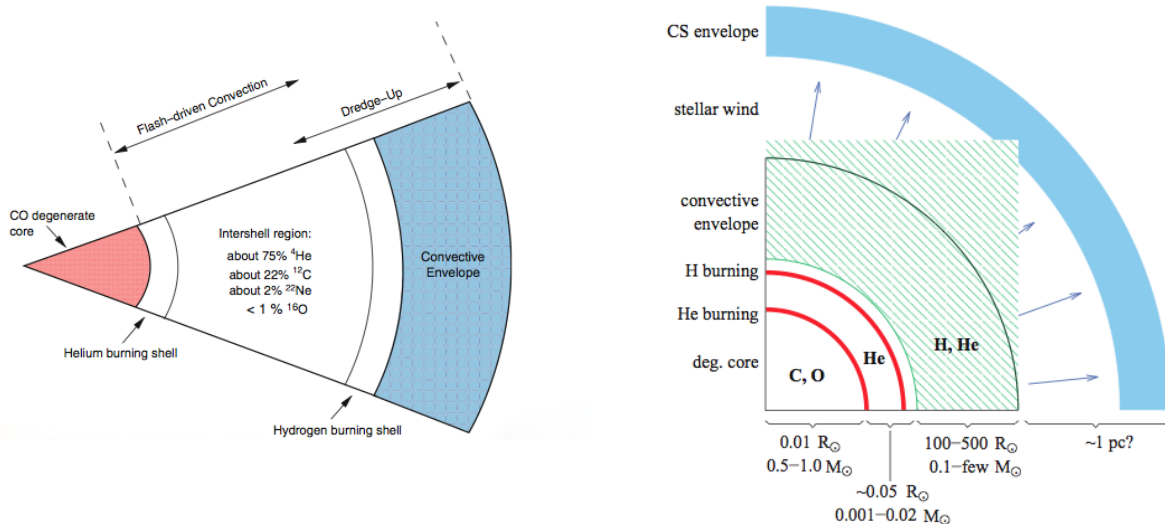
nel nucleo. Il rapporto  $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$  aumenta decisamente, probabilmente in conseguenza dell'effetto del ciclo CNO. Gli isotopi dell'Ossigeno invece subiscono solo cambiamenti piccoli:  $^{17}\text{O}$  aumenta mentre  $^{18}\text{O}$  diminuisce, con variazioni che dipendono della massa iniziale e della metallicità.

Per quanto riguarda elementi più pesanti dell'Ossigeno, il secondo dredge-up cambia l'abbondanza superficiale di Fluoro e Sodio, di Neon, Magnesio e Alluminio in misura minore.

### 1.2.2 Fase dei puls termici

Man mano che il guscio di combustione dell'Elio si avvicina alla discontinuità di H-He lasciata dal secondo dredge-up, la luminosità prodotta diminuisce. Gli strati sovrastanti si espandono e il guscio di H viene riattivato. Comincia dunque una fase di combustione in entrambi i gusci. Questi però non bruciano allo stesso ritmo e il guscio di bruciamento dell'Elio diventa termicamente instabile, subendo una serie di puls termici.

La struttura della stella durante questa fase è schematicamente riassunta nell'immagine 1.5.



(a) *Abbondanze chimiche nella TP-AGB phase*

(b) *Scala dimensionale*

Figura 1.5: Struttura schematica di una stella AGB durante la fase dei puls termici. Si vede il nucleo di CO degenarato circondato dai due gusci di bruciamento di He e H, molto vicini l'uno all'altro.

Il nucleo di CO è degenere e molto compatto. Esso è circondato da un primo guscio in cui avviene la combustione dell'Elio. Oltre tale strato c'è una regione, detta appunto di *intershell*, ricca dell'Elio prodotto dal secondo guscio, quello in cui avviene la combustione dell'Idrogeno che ha come maggiore prodotto, appunto, l'Elio. Altri elementi presenti in quantità non trascurabile sono Carbonio, Neon ed Ossigeno. Come si vede in figura 1.5, i due gusci sono molto vicini l'uno all'altro ed è proprio questa una delle caratteristiche che induce i puls termici e l'instabilità che ne consegue.

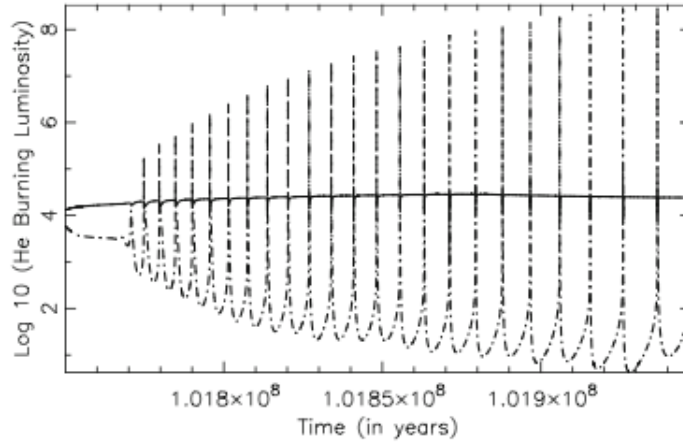


Figura 1.6: Evoluzione temporale della luminosità dovuta alla combustione dell'Elío durante la fase di TP-AGB per una stella di  $5M_{\odot}$ . I picchi, ventiquattro in totale, corrispondono ai flash di Elío. Immagine mutuata da Karakas [2010]

Oltre si trova l'envelope convettivo, di grandi dimensioni. Esso è debolmente legato alla stella e viene gradualmente eroso dai venti stellari, che vanno così a formare un envelope circumstellare ricco di polveri, avente raggio centinaia di volte il raggio stellare. Tale regione ha una composizione chimica ricca e mutevole, fortemente influenzata dalla nucleosintesi che avviene nel profondo della stella. Proprio dallo studio spettroscopico di questa regione si possono calcolare le abbondanze dei vari elementi chimici prodotti nelle stelle AGB, fra tutti anche il Rubidio.

Riassumiamo brevemente, seguendo i numerosi testi scientifici dedicati all'argomento (A.Maeder *Physics, Formation and Evolution of Rotating Stars* oppure R. Kippenhahn & A. Weigert *Stellar Structure and Evolution*), i punti principali dell'evoluzione della stella durante la fase di pulsioni termiche. La figura 1.7 descrive efficacemente tale fase.

In breve, il ciclo di pulsioni termiche in una stella AGB può essere così schematizzato:

1. **fase di accensione** in cui l'Elío brucia in un flash producendo un enorme flusso di energia e rendendo la zona di intershell convettiva.
2. **fase di spegnimento** in cui il flash di Elío si spegne. La stella in conseguenza si espande.
3. **fase del terzo dredge-up** in cui l'envelope convettivo raggiunge regioni precedentemente interessate dalla combustione dell'Elío.
4. **fase di interpulso** in cui la stella si contrae dopo il TDU e il guscio di Idrogeno si riaccende, sostenendo la luminosità della stella.

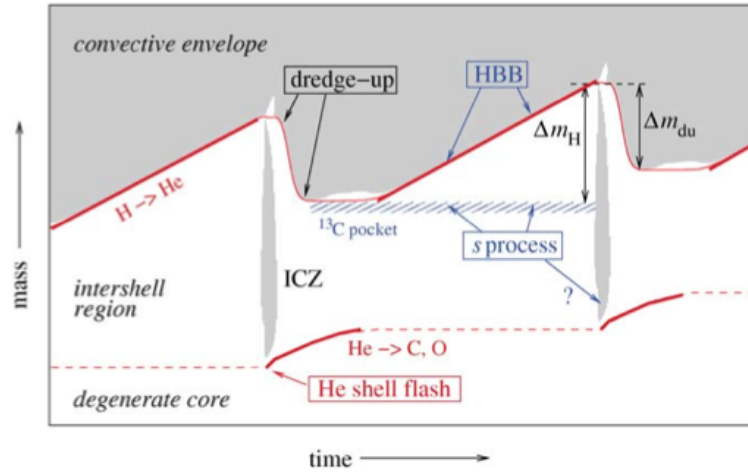


Figura 1.7: Evoluzione schematica di una stella AGB attraverso un ciclo di due pulsioni termiche. Si noti la formazione del  $C^{13}$  pocket, di fondamentale importanza per la comprensione del processo s. Immagine mutuata da Marigo

Per la maggior parte del tempo, il guscio di bruciamento dell'Elio è inattivo. Il guscio di Idrogeno aggiunge massa alla regione fra i due gusci, fino a quando questa non supera un valore critico, dando luogo ad una *fuga termonucleare* chiamata *helium shell flash*. L'enorme quantità di energia generata induce la convezione nell'intera regione compresa fra i due gusci (ICZ).

Questo importante rilascio di energia fa espandere la regione fra i gusci con conseguente spegnimento del flash di Elio nel giro di alcuni anni. Anche il guscio di bruciamento di Idrogeno si estingue e comincia una breve fase in cui l'Elio viene bruciato in modo stabile nel guscio. Tale andamento altalenante è visibile in figura 1.6

L'espansione produce un raffreddamento e provoca un'ulteriore penetrazione della regione convettiva. In alcuni casi l'envelope convettivo raggiunge addirittura regioni sottostanti il guscio di Idrogeno così da portare in superficie il materiale processato in tale regioni. Questo fenomeno è chiamato *third dredge-up* (TDU) ed è di importanza centrale per lo studio della nucleosintesi di elementi pesanti nelle stelle AGB tramite il processo s. Grazie a questo terzo dredge-up, infatti, vengono portati in superficie i prodotti della combustione dell'Elio e viene limitata la crescita di massa del nucleo di CO.

In seguito a questa serie di mescolamenti, il guscio di combustione dell'H viene riattivato, mentre quello di He torna inattivo. Segue dunque una lunga fase di stabile combustione dell'Idrogeno nel guscio fino a che la massa della regione fra i due gusci non supera nuovamente il valore critico, dando vita ad un nuovo flash. Tale ciclo di pulsioni può ripetersi molte volte e tale fase è sostanzialmente limitata da due fattori: il primo, e più decisivo, è la decrescita della massa dell'envelope, dovuta ai meccanismi di perdita di massa sostenuta dai forti venti solari; il secondo è legato alla crescita in massa del nucleo



di CO che, se crescesse fino alla *massa di Chandrasekhar*  $M_{Ch} \simeq 1.46M_{\odot}$  esploderebbe, distruggendo così l'intera stella.

In stelle aventi  $M \gtrsim 4/5M_{\odot}$ , la temperatura alla base dell'envelope convettivo può diventare talmente alta da innescare reazioni di bruciamento dell'Idrogeno. In particolare, opera il ciclo CNO in un processo noto come *hot bottom burning*. Comprendere questo fenomeno è importante alla luce dello studio dei processi di produzione di neutroni necessari per il processo s, come verrà descritto più dettagliatamente nel paragrafo 2.3.2.

Gli effetti di questo HBB sono principalmente due: l'aumento della luminosità superficiale, che va a rompere la relazione fra massa e luminosità; la conversione di  $^{12}\text{C}$  in  $^{14}\text{N}$ . Avvengono anche altri cambiamenti, meno significativi, nella composizione superficiale. Sostanzialmente l'HBB impedisce alle stelle AGB più massive di diventare stelle al Carbonio e le rende efficaci produttrici di Azoto.

### 1.2.3 Evoluzione post AGB

A causa della perdita di massa, guidata da meccanismi ancora non del tutto compresi, legati ad una combinazione di pulsazioni dinamiche e pressione di radiazione sulle particelle di polvere formatesi nell'atmosfera stellare (*superwind*), l'envelope della stella viene completamente rimosso, lasciando esposto il nucleo della stella stessa.

Tali fenomeni hanno come conseguenza la decrescita del raggio della stella a luminosità pressoché costante. La stella segue dunque un percorso orizzontale nel diagramma HR, verso temperature effettive più alte, sempre però restando in equilibrio completo (idrostatico e termico).

All'aumentare della temperatura effettiva oltre i 30'000 K, avvengono due principali fenomeni: lo sviluppo di un vento, debole ma veloce, sostenuto dalla pressione di radiazione; la distruzione di polveri nell'envelope circumstellare, a causa del flusso di UV che ionizza il gas.

Questo è il processo che porta alla formazione di una *nebulosa planetaria*.

Ciò che è rimasto della stella continua a raffreddarsi come nana bianca, la cui composizione superficiale dipende principalmente dall'entità dei vari dredge-up, dall'hot bottom burning e dalla massa iniziale della stella.



## Capitolo 2

# Nucleosintesi stellare

L'energia necessaria alle stelle per bilanciare l'irradiamento superficiale è fornita dalle *reazioni nucleari* che avvengono nel nucleo e nelle regioni più interne e calde della stella. Si può facilmente dedurre, dunque, come le reazioni nucleari rappresentino il principale fattore che determina per quanto tempo la stella sia in grado di sostenere la propria luminosità.

Al di là di questo importante aspetto, le reazioni chimiche all'interno delle stelle sono interessanti perché ne cambiano la composizione attraverso la trasmutazione di elementi chimici in altri, attraverso vari processi che includono cattura protonica e neutronica. Inoltre, senza la nucleosintesi stellare non sarebbe possibile l'*arricchimento chimico* degli ammassi globulari e delle galassie.

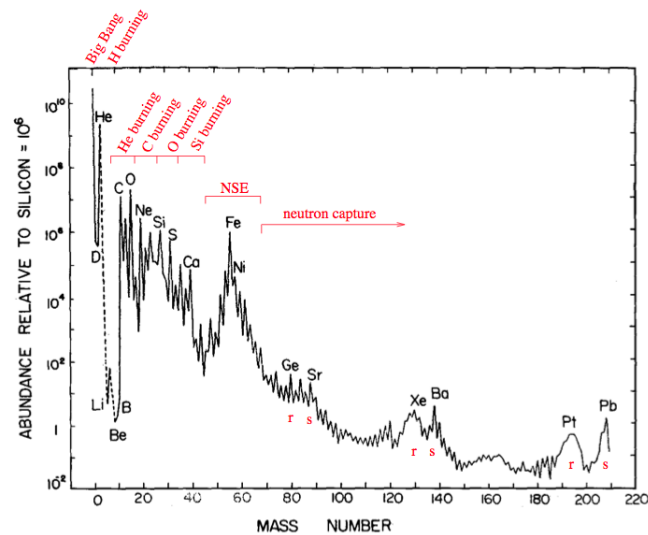


Figura 2.1: Distribuzione dell'abbondanza galattica locale di specie nucleari, in funzione del numero di massa. Immagine mutuata da Langer [2012]

## 2.1 Proprietà di base

Un qualunque nucleo atomico è composto da un numero  $Z$  di protoni e da un numero  $N$  di neutroni. Il *numero di massa*  $A = Z + N$  può quindi cambiare per la stessa specie atomica, a seconda dell'esistenza di eventuali isotopi.

I nuclei stabili si trovano nella cosiddetta **valle di stabilità** nel piano  $(N, Z)$  raffigurata in blu nella figura 2.2. Al di fuori di questa zona avvengono i diversi decadimenti radioattivi spontanei:

- $\beta^- : (Z, A) \rightarrow (Z + 1, A) + e^- + \nu$
- $\beta^+ : (Z, A) \rightarrow (Z - 1, A) + e^+ + \bar{\nu}$
- $\alpha : (Z, A) \rightarrow (Z - 2, A - 4) + {}^4\text{He}$

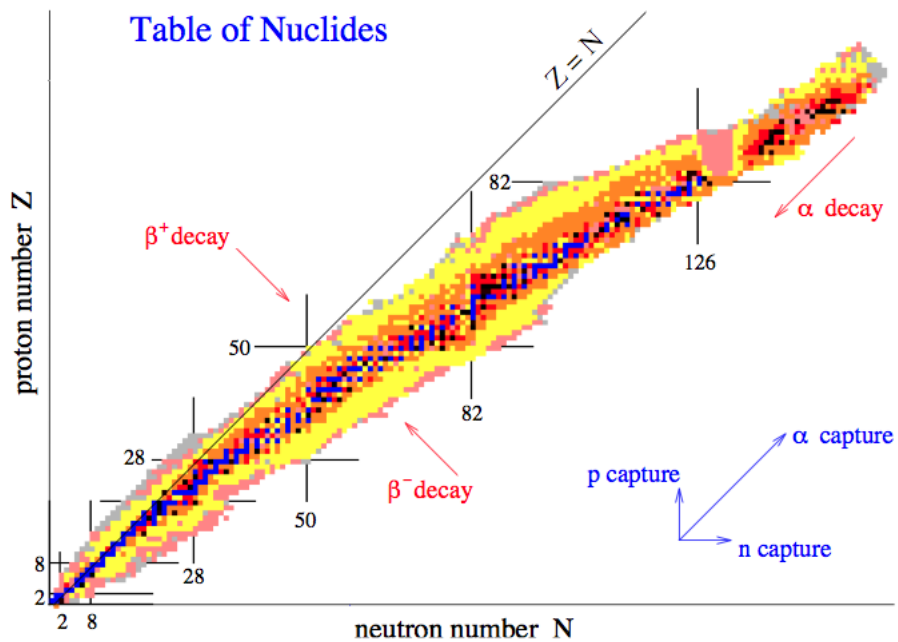
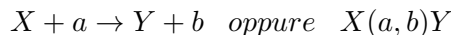


Figura 2.2: Grafico dei nucleoni: i nuclei stabili sono raffigurati in blu, isotopi radioattivi duraturi sono in nero, i colori più chiari rappresentano via via isotopi con più brevi tempi di decadimento. Le frecce indicano le direzioni delle trasformazioni nucleari. Immagine mutuata da Langer [2012]

Al fine di comprendere le reazioni nucleari che avvengono nelle stelle, è importante dare alcune definizioni di concetti di base che verranno utilizzati durante la trattazione.

Innanzitutto la **notazione** usata per rappresentare una reazione nucleare sarà:



dove  $X, Y$  sono nuclei atomici e  $a, b$  particelle qualsiasi (quindi anche nuclei a loro volta). Ovviamente la carica e il numero di massa si devono conservare durante la reazione.

Si definisce **energia di legame** di un nucleo  $A_Z$  l'energia che tiene il nucleo legato grazie alla *nucleare forte*:

$$E_{B,i} = [(A_i - Z_i)m_n + Z_i \cdot m_p - m_i]c^2$$

dove  $m_n$  e  $m_p$  sono, rispettivamente, le masse di neutroni e di protoni liberi.

Sebbene il numero di massa si debba conservare, la somma delle masse effettive coinvolte non si conserva.

Il *difetto di massa* è convertito in energia secondo la nota formula di Einstein  $E = \Delta mc^2$  e dunque si definisce **energia rilasciata** dalla reazione nucleare tramite la formula:

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

Se  $Q > 0$  la reazione è *esotermica*, al contrario se  $Q < 0$  la reazione è *endotermica*.

Al fine di confrontare diversi nuclei si ricorre all' *energia di legame per nucleone*  $E_B/A$ . Come descritto dal grafico in figura 2.3 c'è una lenta crescita di  $E_B/A$  con  $A$ , fino a raggiungere un massimo per  $^{56}\text{Fe}$ . Questo significa che la fusione di nuclei più pesanti del Ferro sarebbe endotermica e dunque non può avvenire in natura. Il  $^{56}\text{Fe}$  rappresenta il punto di arrivo naturale dei cicli di reazioni nucleari nelle stelle. In realtà, come vedremo più avanti, elementi più pesanti del Ferro possono essere prodotti in particolari condizioni, tramite la cattura lenta o rapida di neutroni (processi s ed r).

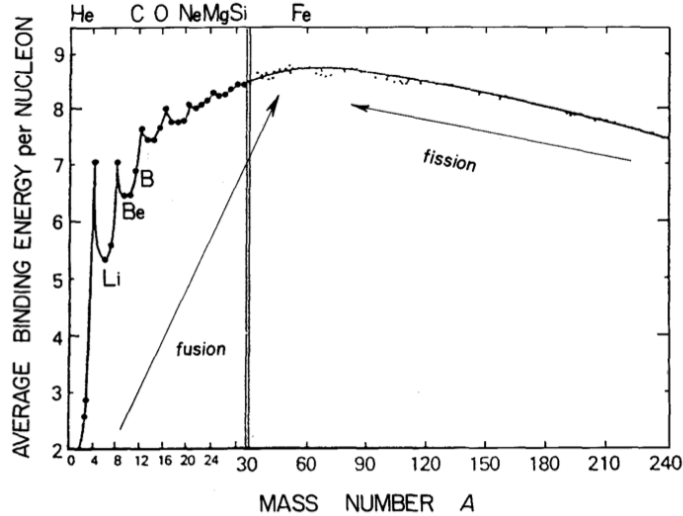


Figura 2.3: Energia di legame per nucleone  $E_B/A$  in funzione del numero di massa  $A$ . I nuclei del gruppo del Ferro sono quelli più strettamente legati, con un massimo di  $8.8 \text{ MeV/nucleone}$  per il  $^{56}\text{Fe}$ . Immagine mutuata da Marigo

Altra importante quantità da definire è la **sezione d'urto** la quale determina il tasso con cui avviene una determinata reazione:

$$\sigma = \frac{\text{numero di reazioni } X(a,b)Y \text{ al secondo}}{\text{flusso di particelle incidenti } a}$$

essa rappresenta l'area superficiale efficace per l'interazione di particelle  $X$  con particelle  $a$  ed infatti è in unità di area ( $\text{cm}^2$ ). Si tratta di una quantità piuttosto difficile da ottenere, in quanto legata a numerosi effetti sia classici che quantistici:

- La *forza di Coulomb*, più debole della nucleare forte, ma a più lungo raggio, agisce come forza repulsiva fra i nuclei. In condizioni stellari renderebbe impossibile qualunque reazione nucleare, non fosse per effetti quantistici, .
- L'*effetto tunnel* fa sì che, anche se la particella non ha energia sufficiente a superare la barriera Coulombiana, in realtà la reazione nucleare avviene lo stesso. Si tratta di un effetto quantistico.
- La *struttura nucleare* della reazione, ovvero la natura delle forze coinvolte, altera la sezione d'urto. Nel caso la particella  $b$  fosse un altro nucleo allora interverrebbe la nucleare forte e la sezione d'urto sarebbe quella geometrica; se  $b$  fosse un fotone, interverrebbe la forza elettromagnetica che diminuisce la probabilità di reazione; infine, se  $b$  fosse una coppia  $e^-\bar{\nu}$  o  $e^+\nu$  interverrebbe la nucleare debole che ha una sezione d'urto ancora minore delle altre.
- Alcune *interazioni di risonanza* possono avere una forte influenza sulla sezione d'urto.

In genere, tutte queste caratteristiche si riassumono nel cosiddetto **fattore astrofisico S**:

$$\sigma(E) = S(E) \frac{\exp(-bE^{-1/2})}{E}$$

Tale fattore può essere calcolato o comunque è possibile fare riferimento a misure di laboratorio precedentemente effettuate.

La dipendenza della reazione nucleare dalla temperatura è espressa dal fattore  $\langle\sigma v\rangle$

$$\langle\sigma v\rangle = \left(\frac{8}{\pi m}\right)^2 (kT)^{-3/2} \int_0^\infty \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE$$

con  $k$  costante di Boltzmann,  $E$  energia cinetica determinata dalla distribuzione di velocità,  $T$  la temperatura e  $\sigma$  la sezione d'urto.

La caratteristica fondamentale, derivabile da questa definizione, è che qualunque particolare reazione è importante solo in un limitato intervallo di temperature. Si ottiene infatti che il parametro  $\langle\sigma v\rangle$  può essere espresso come:

$$\langle\sigma v\rangle \propto \frac{1}{T^{2/3}} \exp\left(-\frac{C}{T^{1/3}}\right)$$

dove  $C$  è una costante dipendente dall'altezza della barriera Coulombiana.

Tale espressione viene spesso scritta in forma più compatta come:

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

dove  $\nu$  è una costante maggiore di uno.

Come si vede, si tratta di una funzione fortemente crescente con la temperatura. Questa caratteristica sensibilità è molto importante per l'evoluzione della stella e per i modelli stellari.

## 2.2 Nucleosintesi di elementi leggeri ( $A < 56$ )

In linea di principio, nella stella avvengono simultaneamente molte reazioni nucleari differenti. A causa della forte dipendenza del tasso della reazione nucleare dalla temperatura, però, le fusioni nucleari dei possibili combustibili (Idrogeno, Elio, Carbonio ecc.) sono ben separate da differenze di temperatura. L'evoluzione della stella procede attraverso una serie di distinti *cicli di bruciamento nucleare*, anche se non tutte le stelle raggiungono la temperatura necessaria per iniziarli. Se la massa della stella (e di conseguenza la sua temperatura) non è sufficiente per iniziare la combustione di un nuovo elemento, all'esaurirsi di quello precedente, allora il nucleo comincerà a contrarsi sotto il proprio peso, diventando ben presto degenere. In alcuni casi, è possibile un bruciamento *instabile* se il nucleo è circondato da un guscio ancora attivo che ne fa crescere la massa.

Questo è ciò che avviene, ad esempio, nelle già descritte stelle AGB.

Quanto descritto è riassunto efficacemente nell'immagine 2.4 in cui sono indicate, nel diagramma evolutivo  $(T_c, \rho_c)$ , per quali masse stellari avvengono le varie reazioni di combustione.

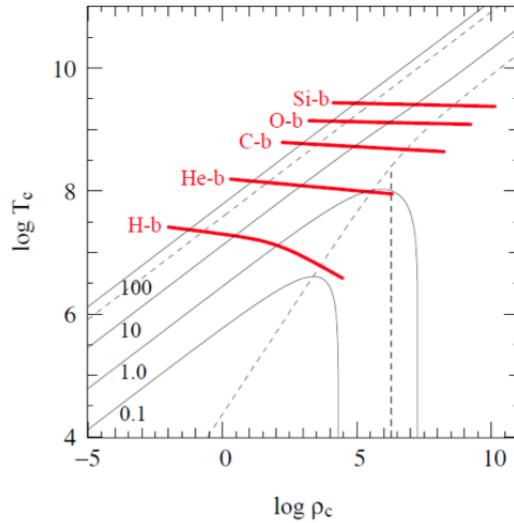
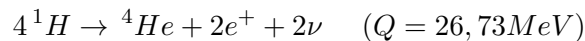


Figura 2.4: Rappresentazione schematica del luogo dei punti in cui avvengono i diversi stadi del bruciamento nucleare. Immagine mutuata da Marigo

### 2.2.1 Combustione dell'Idrogeno

Il primo di questi cicli di bruciamento è la combustione dell'Idrogeno. L'effetto netto di tale reazione è:



Si tratta di un puzzle di reazioni ricomposto per la prima volta solo negli anni '30 del Novecento da von Weizsäcker e Bethe, basandosi su alcuni concetti fondamentali:

- poiché l'interazione simultanea di quattro protoni è piuttosto improbabile, si pensa che in realtà avvengano due serie di interazioni a due corpi
- interazione forte:  
 $p + p \rightarrow\ ^2He$  non funziona poiché  $^2He$  è molto instabile e decade immediatamente in due protoni
- interazione debole:  
 $p + p \rightarrow\ D + e^+ + \nu$

In generale, la catena di reazioni successiva all'interazione debole fra i due protoni può procedere tramite due strade principali: **pp chain** o **CNO cycle**.

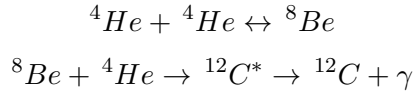
La **pp chain** coinvolge numerosi decadimenti  $\beta$ . Tali reazioni hanno una sezione d'urto estremamente piccola. La pp chain può operare anche in un gas composto soltanto da Idrogeno ed Elio. Inoltre, a partire dalla produzione di  $^3He$ , tale catena si divide in tre possibili percorsi, come efficacemente riassunto in figura 2.5. La frequenza relativa delle tre catene dipende dalla temperatura e dalla





### 2.2.2 Combustione dell'Elio

Quando la temperatura raggiunge e supera  $T \simeq 10^8 K$  avviene la combustione dell'Elio. La temperatura più elevata richiesta è necessaria perchè nella reazione di bruciamento dell'Elio la barriera Coulombiana è più alta. Inoltre, la fusione dell'Elio è ostacolata dal fatto che non esistono nuclei stabili con numero di massa  $A = 8$ :



L'effetto netto delle due reazioni è chiamata *reazione triplo- $\alpha$* :



Tale reazione è analoga ad un'interazione a tre particelle e dunque la sezione d'urto è piuttosto piccola; tuttavia grazie ad un particolare effetto di risonanza però diventa possibile [Burbidge et al., 1957].

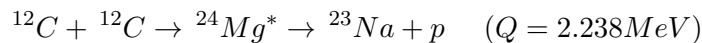
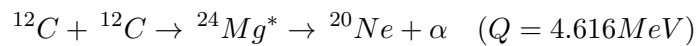
La dipendenza dalla temperatura è estremamente alta, tanto che l'esponente  $\nu \simeq 40$ .

Durante il ciclo di bruciamento dell'Elio vengono prodotti alcuni elementi secondari quali il  ${}^{22}\text{Ne}$ . Esso è di fondamentale importanza per le reazioni di arricchimento neutronico che avvengono nelle stelle AGB e che permettono il processo s.

### 2.2.3 Combustione del Carbonio e oltre

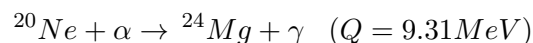
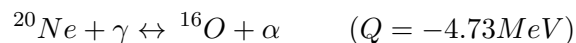
Al termine della combustione dell'Elio, la stella è stata arricchita di  ${}^{12}\text{C}$  e  ${}^{16}\text{O}$ . In condizioni di massa, densità e temperatura favorevoli sono possibili ulteriori cicli di bruciamento nucleare.

Quando la temperatura supera  $T \simeq 5 \cdot 10^8 K$  avviene la complicata reazione di **combustione del Carbonio**. I principali canali di reazione sono:



La composizione chimica, al termine del bruciamento del carbonio, consiste principalmente di  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}$  e  ${}^{24}\text{Mg}$ .

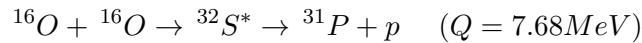
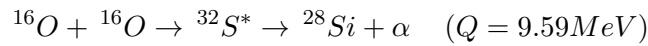
A questo punto, ci si aspetterebbe l'inizio della combustione dell'Ossigeno, in quanto nucleo stabile più leggero dopo il Carbonio; ma l' ${}^{16}\text{O}$  ha un numero magico sia di protoni che di neutroni, il che fa sì che sia molto più stabile del previsto e che dunque sia richiesta maggiore energia per separare i nucleoni. Per questo motivo, quando la temperatura raggiunge  $T \simeq 1.5 \cdot 10^9 K$ , ha inizio invece la **combustione del Neon**. Le reazioni principali sono:



La prima delle due reazioni sarebbe endotermica, ma le due, combinate, danno un valore di energia rilasciata  $Q > 0$  che rende possibile la reazione.

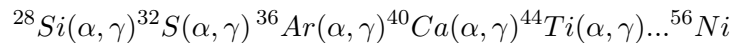
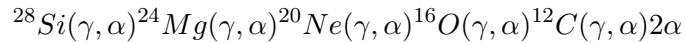
La composizione chimica al termine del bruciamento del Neon consiste principalmente di  $^{16}O$  e  $^{24}Mg$ .

A questo punto, se la temperatura arriva a  $T \simeq 2 \cdot 10^9 K$  ha luogo la **combustione dell'Ossigeno** in un serie di reazioni del tutto analoghe a quelle descritte per il Carbonio:



La composizione finale consiste principalmente di  $^{28}Si$  e  $^{32}S$  a causa della cattura delle particelle  $p$  e  $\alpha$  prodotte dalle reazioni descritte prima.

La barriera Coulombiana relativa alla reazione  $^{28}Si + ^{28}Si$  è troppo alta per cui la reazione di **combustione del Silicio** procede tramite una serie di fotodisintegrazioni e catture- $\alpha$ , se la temperatura supera i  $T \simeq 3 \cdot 10^9 K$ :



La composizione chimica finale è dominata dal  $^{56}Fe$ . A questo punto, come già osservato in figura 2.3, qualunque reazione di fusione sarebbe endotermica e dunque impossibile in natura. Negli spettri stellari si osservano invece anche elementi con numero di massa maggiore, il che suggerisce debba esistere un processo di nucleosintesi diverso che va a formare anche nuclei più pesanti del Ferro.

L'immagine 2.7 riassume i cicli di bruciamento nominati fino a questo momento e introduce i due processi di cattura neutronica su cui ci si concentrerà più avanti: il *processo r* ed il *processo s*.

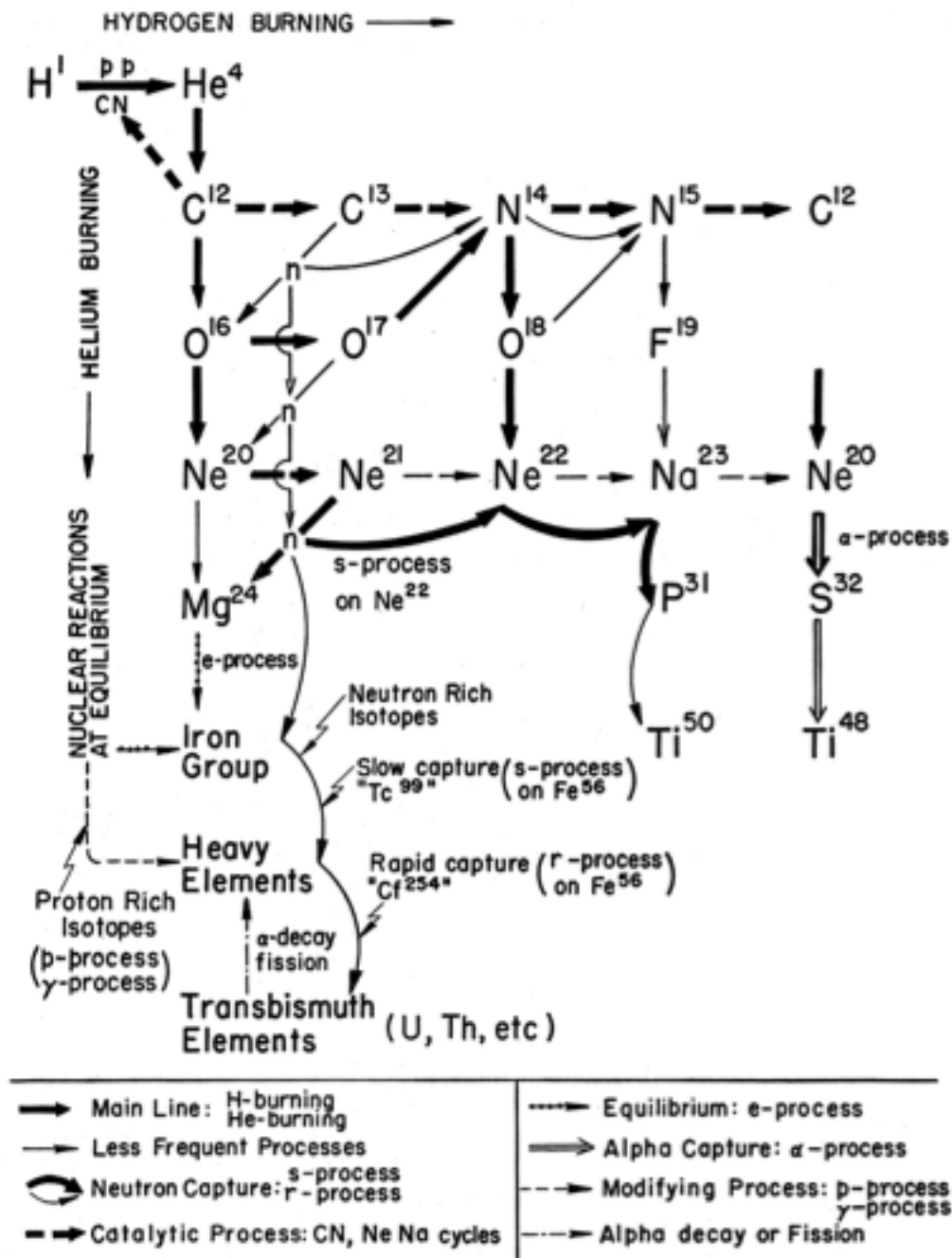


Figura 2.7: Cicli di bruciamento stellare: a partire da quello dell'Idrogeno fino a quello del Silicio e oltre con la cattura neutronica e produzione di elementi pesanti. Immagine mutuata da Burbidge et al. [1957]

## 2.3 Nucleosintesi di elementi pesanti ( $A > 56$ )

In generale, in ambito scientifico, si parla dei cosiddetti *elementi pesanti*, riferendosi a tutti quei nuclei aventi numero atomico maggiore degli elementi del gruppo del Ferro. Questa distinzione appare chiara soprattutto alla luce della figura 2.3.

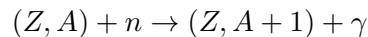
Come si vede chiaramente in tale immagine, gli elementi con numero atomico  $A > 56$  risultano avere energia di legame via via minore con l'aumentare di  $A$ . Questo fa sì che un'eventuale reazione di cattura protonica porrebbe  $Q < 0$ , sarebbe quindi endotermica e dunque impossibile da realizzarsi in natura.

Fisicamente si ha che il numero di protoni in questi elementi è talmente alto che la repulsione elettrostatica impedisce qualsiasi tipo di reazione che coinvolga particelle cariche e.g. protoni e particelle  $\alpha$ . Ad un primo sguardo, sembrerebbe impossibile che nelle stelle si riescano a produrre tali elementi; eppure, dall'analisi spettrografica di molti corpi celesti, emergono righe associabili ad essi.

Il problema è risolto assumendo che questi elementi siano prodotti per *cattura neutronica*. La limitazione legata alla repulsione elettrostatica ovviamente non esiste per i neutroni, i quali sono privi di carica. Non essendoci nessuna barriera coulombiana da superare, la produzione di elementi pesanti tramite cattura neutronica avviene anche per energie estremamente basse. Le sezioni d'urto neutroniche, infatti, generalmente aumentano con il diminuire dell'energia. (Clayton [1968]).

Si conclude, dunque, che gli elementi pesanti nelle stelle vengono prodotti per temperature moderatamente basse, esponendo elementi più leggeri ad un flusso di neutroni. Come verrà specificato più avanti, alcuni degli elementi così prodotti, fra cui il Rubidio, risultano avere un ruolo fondamentale nel determinare l'abbondanza neutronica all'interno dei siti di nucleosintesi stellare.

Schematicamente, il processo seguito per la formazione di nuclei pesanti è il seguente: si immagina un nucleo posto in un flusso di neutroni. Quando uno dei nuclei cattura un neutrone, esso diventa un isotopo della stessa specie atomica.



Se il nuovo nucleo è stabile catturerà prima o poi un nuovo neutrone e così via. Se il nuovo nucleo invece è radioattivo, il fatto che catturi un nuovo neutrone o decada tramite processo  $\beta$  dipende dal suo tempo di vita. È questa caratteristica che distingue i due principali processi di cattura neutronica: nel caso in cui, ad esempio, il tempo di decadimento sia dell'ordine delle *ore*, mentre il flusso di neutroni sia debole e dunque richieda tempi lunghi, dell'ordine di  $10^4$  *anni*, allora possiamo concludere che il processo di cattura neutronica è *lento* rispetto al decadimento  $\beta$ ; in caso contrario, si dirà che il processo è *rapido*.

Una volta giunti a queste conclusioni, si apre un nuovo problema: i neutroni liberi non sono normalmente molto abbondanti all'interno delle principali fasi di bruciamento nucleare.

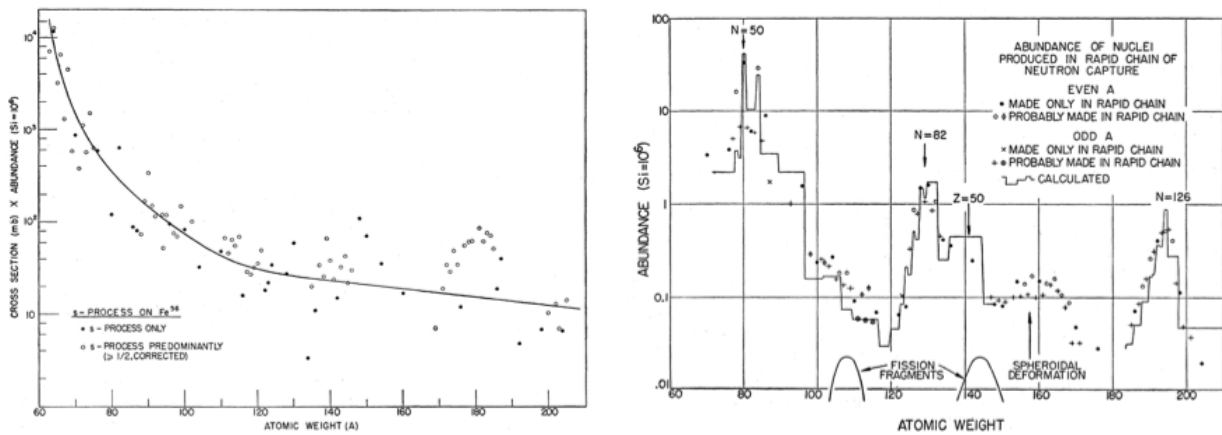
Vi sono alcune specifiche condizioni, però, in cui anche questo problema può essere superato: evidenze sperimentali mettono in luce come durante le esplosioni di Supernovae e durante la fase dei pulsar termici in una stella AGB, possono venire prodotti sufficienti neutroni da innescare i processi di nucleosintesi

di elementi pesanti.

Come evidenziato per la prima volta nel fondamentale articolo di Burbidge, Burbidge, Fowler & Hoyle (Burbidge et al. [1957]) i principali processi di cattura neutronica sono:

1. **processo di cattura rapida di neutroni**, il processo r
2. **processo di cattura lenta di neutroni**, il processo s

Alcuni elementi vengono prodotti tramite uno solo dei due processi, mentre la maggior parte viene prodotta indifferentemente da entrambi. Quanto detto è efficacemente riassunto in figura 2.8.



(a) Isotopi prodotti prevalentemente tramite processo s.

(b) Isotopi prodotti prevalentemente tramite processo r.

Figura 2.8: Grafici delle abbondanze isotopiche ( $\times$  sezione d'urto nel caso a) contro il peso atomico a seconda del meccanismo prevalente di cattura neutronica. Entrambi i grafici sono mutuati da Burbidge et al. [1957].

### 2.3.1 Processo r

Il processo di cattura rapida di neutroni fu introdotto in un primo momento per spiegare alcune anomalie nelle abbondanze chimiche di alcuni isotopi radioattivi. In particolare, al fine di creare picchi di abbondanza di Germanio, Xenon e Platino è necessario supporre un processo tale che la cattura neutronica avvenga su tempi scala più brevi che il decadimento beta.

Come dimostrato in "Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis" (Clayton [1968]), i picchi di abbondanza per elementi prodotti tramite processo r si hanno in corrispondenza di nuclei ricchi di neutroni, aventi un numero magico di protoni o neutroni.

Usando calcoli di natura teorica, è possibile ottenere una ripartizione fra abbondanze dovute al processo s e al processo r; tuttavia, al giorno d'oggi, le tavole di abbondanze isotopiche per nuclei prodotti

tramite processo r vengono ottenute sottraendo le abbondanze di nuclei prodotti per processo s, più facili da ottenere, per tutti quegli elementi che possono essere prodotti tramite entrambi i processi. Infatti, sfortunatamente, i nuclei che sono in maggior parte prodotti tramite processo r hanno transizioni ottiche molto sfavorevoli ed è difficile identificarli negli spettri. Fra le tavole di abbondanza più complete si segnalano quelle presenti in Seeger et al. [1964]. Sembra, però, che la curva di luce di alcuni tipi di Supernovae sia influenzata dai decadimenti radioattivi di alcuni nuclei pesanti.

I siti astrofisici in cui la probabilità che si instauri il processo r è maggiore sono le Supernovae di tipo *Ib*, *Ic* e *II*, ovvero quelle che esplodono per collasso gravitazionale del nucleo. Sembra però, alla luce degli studi sulle abbondanze isotopiche, che solo una frazione minima di Supernovae eietti nuclei prodotti tramite processo r; o, analogamente, ciascuna Supernova eietti una piccola quantità di questi nuclei.

Nelle Supernovae di *core collapse* si viene a formare un nucleo in caduta libera, ad alta concentrazione di neutroni liberi ( $N_n \simeq 10^{25} \text{neutroni/cm}^3$ ) che non possono decadere a causa dell'alta densità di elettroni, per il principio di esclusione di Pauli. Quando il collasso del core si arresta, una forte onda d'urto si propaga verso l'esterno facendo aumentare la temperatura. Durante tale onda d'urto, i neutroni possono essere liberati e successivamente ricatturati al decrescere della temperatura, nel giro di pochi secondi. Si pensa che sia proprio in questo contesto che avvenga la cattura di neutroni da parte di nuclei del picco del Ferro, in tempi scala minori rispetto allo sfavorito decadimento  $\beta$ .

Dal punto di vista nucleare, il termine del processo r è considerevolmente più interessante di quanto non lo sia il termine del processo s. A causa della repulsione Coulombiana, un nucleo di fissato  $Z$  non può aggiungere neutroni indefinitamente, anche in presenza di un intenso flusso neutronico. Come già accennato, l'energia di legame di ciascun nucleo diminuisce con l'aumentare di  $A$ , dopo il massimo raggiunto dal Ferro per  $A = 56$ . Questo pone un limite superiore all'aggiunta di neutroni a fissato  $Z$ . Alcuni autori (Clayton [1968], Burbidge et al. [1957]) indicano il valore di carica  $Z = 94$  come limite oltre cui la repulsione diventa talmente grande da innescare immediatamente la fissione. Il nucleo si scinde in due nuclei aventi  $Z_1 = 40$  e  $Z_2 = 54$ , disponibili a ricominciare il proprio arricchimento neutronico. In conclusione, il picco massimo raggiungibile si attesta attorno  $A = 195$  e il tempo impiegato da un nucleo per passare attraverso tutti i cicli di fissione è  $4.9 \text{ sec}$ .

### 2.3.2 Processo s

Prima di procedere con l'analisi approfondita del processo di cattura lenta di neutroni, è opportuno ricordare brevemente quale sia la composizione di una stella al termine dei cicli di bruciamento. Sapendo che il processo s avviene principalmente durante la fase dei puls termici di una stella AGB, daremo conto unicamente della composizione chimica di questo tipo di stella:

1.  ${}^4\text{He}$  dalla combustione di Idrogeno.
2.  ${}^{14}\text{N}$  prodotto secondario nel ciclo CNO per la combustione dell'Idrogeno.
3. D, Li, Be, B sono presenti solo in minima quantità; tali elementi vengono "saltati" nella catena di combustione e la presenza di linee spettrali associate a questi elementi viene generalmente associata a processi non termici.
4.  ${}^{12}\text{C}$  e  ${}^{16}\text{O}$  dalla combustione dell'Elio.

Appare dunque evidente che eventuali nuclei appartenenti al gruppo del Ferro devono essere già presenti nel mezzo interstellare da cui si forma la stella, poiché questa, in linea teorica, non può produrli da sola.

Il processo s avviene in condizioni di densità neutroniche relativamente basse ( $N_n \simeq 10^7 \text{neutroni/cm}^3$ ). In questo caso, il tempo scala per la cattura neutronica è molto più lento del tasso di decadimento  $\beta$  degli isotopi radioattivi e l'aggettivo *lento* risulta giustificato. Il processo s andrà quindi a produrre isotopi lungo la cosiddetta *valle di  $\beta$ -stabilità*, già evidenziata in blu nella figura 2.2; questo perché, considerando veloce il tasso di decadimento  $\beta$ , si possono trascurare le abbondanze di specie radioattive e assumere che un nucleo decada immediatamente in uno stato più stabile.

I picchi di produzione di alcuni isotopi, nominati nell'ambito del processo r, esistono anche per gli isotopi prodotti per cattura lenta di neutroni. Infatti, i nuclei contenenti un numero magico di neutroni sono molto stabili contro la cattura neutronica e hanno piccole sezioni d'urto relative a queste reazioni. Tali nuclei provocano dunque un effetto a *collo di bottiglia* con corrispondente formazione di picchi di produzione.

Si può definire un'utile quantità, l'**esposizione neutronica**:

$$\tau = \int N_n v_T dt$$

dove  $N_n$  è la densità neutronica e  $v_T$  la velocità termica dei neutroni. Tale quantità è espressa in unità di  $\text{mbarn}^{-1}$  dove  $1 \text{barn} = 10^{-24} \text{cm}^2$ .

Grazie a questa quantità è possibile distinguere fra tre tipi principali di processo s:

1. *componente debole* ( $\tau \approx 0.06 \text{mbarn}^{-1}$ ): produce la maggior parte degli isotopi aventi massa atomica  $\leq 90$ : dal Ferro allo Stronzio. Il Rubidio appartiene a questa categoria. Si pensa che tale componente si origini nei gusci di He di stelle AGB massive.
2. *componente principale* ( $\tau \approx 0.3 \text{mbarn}^{-1}$ ): responsabile della produzione di isotopi aventi massa atomica  $90 \leq A \leq 204$ : dallo Stronzio al Piombo. Si pensa che tale componente si generi in stelle AGB di piccola massa.
3. *componente forte* ( $\tau \approx 0.7 \text{mbarn}^{-1}$ ): introdotta per spiegare l'abbondanza solare di Piombo. Si pensa si generi in stelle AGB di piccole massa e metallicità.



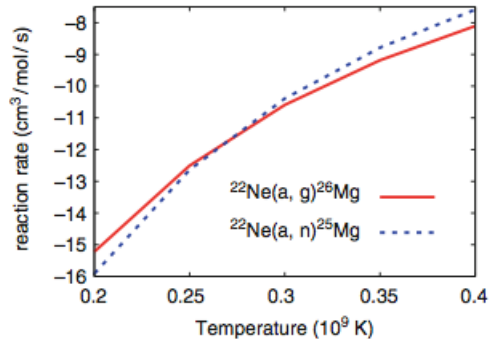


Figura 2.9: Tassi di reazione per  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  e  $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$  in funzione della temperatura. Gli errori non sono mostrati, sebbene non siano sempre trascurabili. L'immagine è mutuata da Karakas [2010].

### Sorgenti di neutroni in stelle AGB

Come già illustrato precedentemente, i processi di cattura neutronica richiedono una sorgente di neutroni liberi, tenendo sempre conto del fatto che i neutroni sono instabili e decadono nel giro di  $\approx 10$  minuti.

Le principali reazioni che arricchiscono di neutroni le stelle AGB si sviluppano durante la fase dei puls termici, nel guscio di bruciamento dell'Elio:

1.  $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(\beta^+ \nu)^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$
2.  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(\beta^+ \nu)^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$

La prima delle due reazioni, riassumibile in breve con  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ , venne identificata per la prima volta da A.G.W. Cameron nel 1960, sebbene già nel 1957  $B^2FH$  avessero suggerito che la simile reazione  $^{21}\text{Ne}(\alpha, n)^{24}\text{Mg}$  potesse rappresentare un'importante sorgente neutronica, anche se la scarsità di  $^{21}\text{Ne}$  sembrava testimoniare la scarsa efficienza ([Burbidge et al., 1957]).

Come si vede in figura 1.5, la regione fra i due gusci di bruciamento risulta essere ricca di  $^{22}\text{Ne}$ , formatosi per cattura  $\alpha$  su  $^{14}\text{N}$ , prodotto in grande quantità dal ciclo CNO.

Quando la temperatura supera i  $T \approx 3 \cdot 10^8 \text{K}$ ,  $^{22}\text{Ne}$  cattura una particella  $\alpha$  e produce  $^{25}\text{Mg}$  e  $^{26}\text{Mg}$  in eguale misura, come si vede in figura 2.9. Tuttavia solo la reazione che porta al  $^{25}\text{Mg}$ , rilascia neutroni.

La produzione di neutroni tramite questo canale è realmente efficiente solo nelle stelle AGB più massive, con masse  $M \geq 4M_{\odot}$ , a causa dell'elevata temperatura richiesta perché avvenga questa reazione. Tali temperature possono essere raggiunte anche durante alcuni puls termici nelle stelle AGB meno massive, ma i neutroni così prodotti risultano influire solo in modo marginale sulla distribuzione finale delle abbondanze di elementi-s. Tale reazione avviene in un ambiente convettivo.

La seconda delle due reazioni, riassumibile in breve con  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ , richiede contemporaneamente reazioni di cattura protonica e  $\alpha$  per poter avvenire nel guscio di Elio. Uno dei problemi legati alla modellizzazione di questo canale di produzione di neutroni è dovuto all'abbondanza di  $^{13}\text{C}$ . Quello prodotto alla fine del ciclo CNO non è sufficiente per spiegare l'arricchimento neutronico e si ritiene che molto del Carbonio-13 utilizzato in questa reazione sia frutto di eventi di mescolamento chimico dagli strati più alti della regione fra i gusci. Si viene dunque a formare il cosiddetto  $^{13}\text{C}$  *pocket*. L'immagine 2.10 mostra i vari passaggi della formazione del  $^{13}\text{C}$  *pocket* per un modello di stella di  $M = 2M_{\odot}$  e metallicità stellare. Quando l'envelope convettivo raggiunge la penetrazione massima (a) la temperatura delle regioni sottostanti comincia ad aumentare (b) e i protoni (profilo nero a puntini) cominciano ad essere catturati dal  $^{12}\text{C}$  e dal recentemente sintetizzato  $^{13}\text{C}$ , portando alla formazione di  $^{14}\text{N}$ . La formazione del  $^{13}\text{C}$  *pocket* è seguita da una crescita di uno strato ricco di  $^{23}\text{Na}$  (c). Infine, si riattiva il guscio di bruciamento di Idrogeno e l'envelope convettivo si ritira (d).

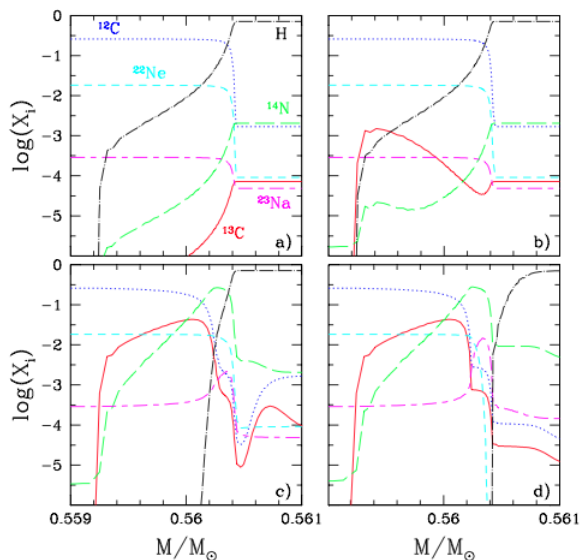


Figura 2.10: Variazione delle specie atomiche principali nella regione in cui si forma il  $^{13}\text{C}$  *pocket* dopo il TDU. Ogni pannello si riferisce ad un certo istante temporale: (a)  $\Delta t = 0$ , (b)  $\Delta t = 3700\text{yr}$ , (c)  $\Delta t = 14100\text{yr}$ , (d)  $\Delta t = 39200\text{yr}$ . Immagine mutuata da Cristallo [2006].

I neutroni vengono appunto rilasciati in questa zona e il processo si avvia fra due pulsioni, negli stessi strati in cui viene prodotto il  $^{13}\text{C}$ ; i nuclei pesanti così prodotti vengono poi rimescolati nella zona fra i gusci quando questa diventa convettiva (ICZ).

Tale reazione avviene in un ambiente radiativo; si pensa che la massa occupata dal  $^{13}\text{C}$  *pocket* sia circa  $\Delta M \simeq 7 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$  (Busso et al. [1999]). Le temperature richieste per questa reazione sono dell'ordine di  $T \approx 9 \cdot 10^7 \text{K}$  il che comporta che  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  sia la sorgente dominante di neutroni per stelle AGB di piccola massa,  $M \leq 4M_{\odot}$  (Burbidge et al. [1957]).

## Modello classico

Al fine di stimare l'efficienza di sintetizzare i vari elementi pesanti nel processo di cattura lenta di neutroni, fin dagli anni '60 sono stati introdotti una serie di modelli parametrici, liberi da vincoli astrofisici, in modo da riprodurre le abbondanze isotopiche solari.

Il più popolare e conosciuto di questi modelli si basa sulle ricerche di  $B^2FH$  (1957) sviluppate poi da D. D. Clayton (1961). Esso si basa sull'ipotesi che una parte del materiale stellare, composto unicamente da nuclei di Ferro, sia sottoposto ad un'irradiazione costante di neutroni con una densità tale che il decadimento  $\beta$  avvenga più velocemente della cattura neutronica.

Tuttavia, questo processo da solo però non è in grado di spiegare l'abbondanza solare di isotopi-s; si assume dunque che la composizione solare di elementi prodotti tramite processo s sia data dalla sovrapposizione di differenti distribuzioni di esposizioni neutroniche.

La conclusione possibile alla luce di questa modellizzazione è che più forte è l'irradiazione neutronica, meno questa risulta probabile. Questo modello mostra che le abbondanze osservate possono essere descritte tramite una distribuzione esponenziale o comunque a legge di potenza della già definita *esposizione neutronica*  $\tau$ .

$$\rho(\tau) = \frac{GN_{\odot}^{56}}{\tau_0} \exp(-\tau/\tau_0)$$

dove  $G$  è la frazione di  $^{56}Fe$  osservato e  $\tau_0$  l'esposizione neutronica media.

Tale assunzione quindi è caratterizzata dai soli parametri  $G$  e  $\tau_0$  e rende possibile la risoluzione analitica di un set di equazioni differenziali accoppiate, che descrivano le abbondanze dell'intera catena di cattura neutronica, dal Ferro al Bismuto.

L'unica semplificazione necessaria è che densità neutronica e temperatura siano costanti durante tutto il procedere del processo s. Sono stati inoltre trascurati eventuali *branching points* nel percorso di cattura. La prima trattazione analitica del fenomeno dei *branching points* nell'ambito del modello classico fu fatta da Ward, Newman e Clayton nel 1976. Questa prevede la possibilità di stimare la densità media di neutroni e la temperatura media durante il processo s grazie all'analisi dei *branching points*.

L'analisi approfondita di tale modello esula dallo scopo di questo lavoro, ciò che è importante ricordare è che esso ha avuto successo nel riprodurre la distribuzione delle abbondanze solari di elementi-s, tenendo conto della sovrapposizione data dalle già citate *componente debole*, *componente principale* e *componente forte*.

Esso ha anche fornito un utile strumento per il calcolo delle abbondanze di elementi-r, tramite la sottrazione delle abbondanze-s, come rappresentato graficamente in figura 2.11.

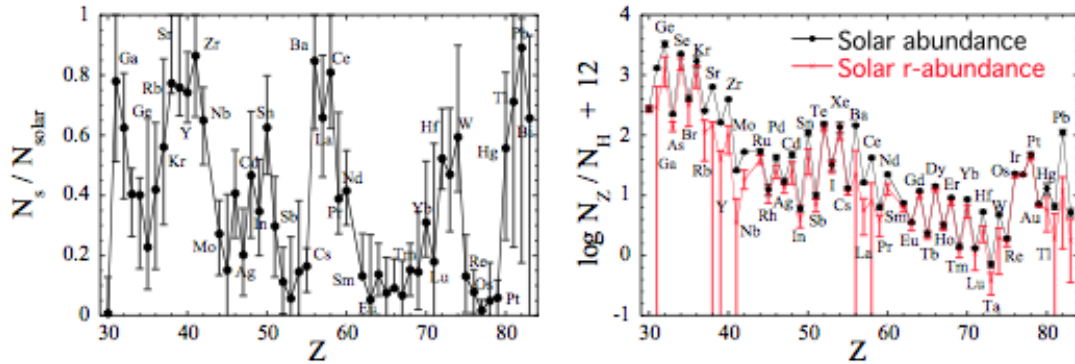


Figura 2.11: *SX*: contributo del processo s all'abbondanza elementare solare. *DX*: abbondanze elementari date dal processo r derivate usando il modello classico. In entrambi casi gli errori sono dovuti alle incertezze del modello classico. Immagine mutuata da S.Goriely and L.Siess [2005]

Le grandi incertezze legate alla determinazione dei contributi dati dai due processi, r ed s, devono essere trattate come un limite alla validità del modello classico, specialmente per quegli elementi, come il Rubidio, che vengono prodotti da entrambi i processi [S.Goriely and L.Siess, 2005], [Truran and Iben Jr., 1977].

### Progressi recenti

Uno dei fenomeni ancora parzialmente irrisolti, legato alla comprensione del processo s, è il meccanismo tramite cui può essere prodotto sufficiente  $^{13}\text{C}$ . Proprio a causa dei problemi legati alla possibilità di determinare la quantità di tale elemento, l'abbondanza di  $^{13}\text{C}$  è generalmente presa come parametro libero nei modelli teorici. Recentemente (Lugaro and van Raai [2007]) sono stati suggeriti alcuni vincoli per l'ammontare della sorgente neutronica, grazie a due approcci indipendenti:

- Misure di estrema precisione della composizione isotopica di elementi pesanti in grani di SiC provenienti da stelle AGB (Lugaro et al. [2003]).
- Sintesi di popolazioni stellari che includano il processo s, paragonati ai risultati delle osservazioni spettroscopiche (Marinović et al. [2007]).

Entrambi i metodi indicano che, per metallicità solari, la quantità di  $^{13}\text{C}$  necessaria per spiegare le osservazioni, è molto minore (un fattore 2) di quanto si era creduto fino a quel momento (fattore 50). Una piccola quantità di  $^{13}\text{C}$  può anche spiegare la composizione di stelle al Piombo di bassa metallicità. Questo dipende dal fatto che l'esposizione neutronica decresce con il numero di puls termici a causa dell'accumulo di elementi pesanti nella regione compresa fra i due gusci di bruciamento. Inoltre, sembra che stelle aventi bassa metallicità abbiano ancora meno  $^{13}\text{C}$  di stelle aventi metallicità più elevate.

Un altro dei progressi recenti è legato alla determinazione della densità neutronica in stelle AGB massive.

Alcuni articoli, fra cui evidenziamo quelli di García-Hernández fra il 2006 e il 2007, portano misure quantitative dell'abbondanza di elementi pesanti anche in stelle AGB massive. Rispetto alle abbondanze solari, gli spettri di queste stelle non mostrano sovrapproduzione di Zirconio ma solo una grande sovrapproduzione del Rubidio. In particolare, quest'ultimo elemento è molto importante, poichè nelle stelle AGB è uno degli indicatori della densità neutronica.

Per quanto riguarda stelle al carbonio o di tipo spettrale MS ed S, i rapporti osservati di  $[Rb/Zr]$  sono sempre negativi e si adattano bene ai modelli. In tali stelle, il processo di arricchimento neutronico  $^{22}Ne(\alpha, n)^{25}Mg$  è solo marginale.

Al contrario, per stelle AGB massive, in cui  $^{22}Ne(\alpha, n)^{25}Mg$  è il canale dominante di produzione di neutroni, il rapporto  $[Rb/Zr]$  è positivo.

I modelli delle stelle AGB massive incontrano problemi nello spiegare le abbondanze di Rubidio osservate. Nel paragrafo 3.3 verrà analizzato approfonditamente questo problema e verranno fornite alcune delle soluzioni proposte negli articoli scientifici più recenti.

Concludendo, possiamo affermare che le principali sfide aperte al momento in questo campo sono:

1. ideazione di modelli che descrivano più precisamente la formazione del  $^{13}C$  pocket per stelle AGB di piccola massa attraverso lo studio dell'influenza del Fluoro (*neutron poison*) nella regione di *intershell*.
2. spiegazione della sovrabbondanza di Rubidio in modo da pervenire ad una maggiore comprensione della reazione  $^{22}Ne(\alpha, n)^{25}Mg$
3. approfondimento dello studio di rapidi codici di sintesi di popolazioni stellari per comprendere dettagli fino ad ora trascurati del processo s.



## Capitolo 3

# Il Rubidio

Il **Rubidio**, avente numero atomico  $Z = 37$ , appartiene al gruppo dei *metalli alcalini* e come tale è molto reattivo.

Del Rubidio sono noti ben ventiquattro isotopi, di cui solo due sono di origine naturale: il Rubidio si presenta come una miscela di  $^{85}\text{Rb}$  (72,2%) e  $^{87}\text{Rb}$  (27,8%), radioattivo, avente emivita pari a  $48.8 \times 10^9 \text{ yr}$ .

Il Rubidio fu scoperto per via spettroscopica da G. Kirchhoff e R. Bunsen nel 1861 e fu chiamato così perché le principali linee del suo spettro cadono nella zona del rosso scuro (*rubidus* in latino significa *rossiccio*), come si vedrà successivamente.

Nelle stelle il Rubidio può formarsi sia tramite cattura neutronica lenta, che veloce, il che significa che può venire prodotto sia durante la fase dei puls termici delle stelle AGB che nelle esplosioni di Supernovae.

Lo studio della sua abbondanza è uno strumento molto importante per comprendere alcuni dettagli di questi processi di nucleosintesi, trattandosi in generale di un utile test per i moderni modelli delle stelle AGB. Alcune difficoltà e discordanze fra osservazioni e modello, emerse negli ultimi anni, hanno reso il dibattito sulla nucleosintesi del Rubidio un tema scientifico molto attuale.

### 3.1 Processo di formazione del Rubidio

Come già accennato, il Rubidio è un esempio di un elemento che viene prodotto in modo significativo non solo dal processo s, ma anche dal processo r. L'esatta ripartizione fra i due processi dipende dal modello di processo s usato per calcolare le abbondanze.

Per quanto riguarda il processo s, è stato già descritto come nella regione di *intershell* ricca di Elio in una stella AGB vengano a svilupparsi le condizioni necessarie perché una non trascurabile quantità di neutroni liberi venga rilasciata attraverso i due diversi canali:  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  oppure  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ . La quantità di Rubidio prodotta durante il processo s dipende dalla probabilità che i due nuclei instabili  $^{85}\text{Kr}$  o  $^{86}\text{Rb}$  catturino un ulteriore neutrone prima di decadere, funzionando come *branching points*.

Ovviamente, tale probabilità dipende dalla densità locale di neutroni.

Il percorso seguito dal processo s per arrivare a produrre Rubidio è riassunto in figura 3.1

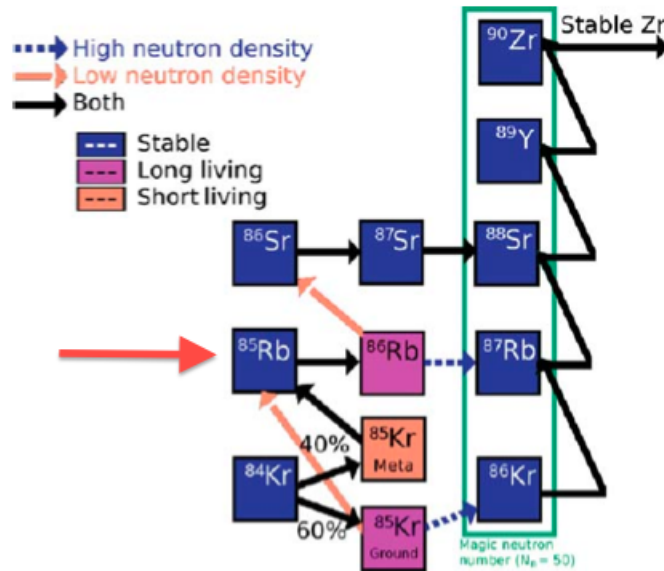


Figura 3.1: Percorso del processo s fino ad arrivare alla formazione dello Zirconio. Le frecce rosa rappresentano il percorso di cattura neutronica seguito, nel caso di basse densità neutroniche; le frecce blu tratteggiate indicano invece il percorso seguito nel caso di alte densità neutroniche. Gli isotopi aventi un numero magico di neutroni ( $N = 50$ ) hanno sezioni d'urto piuttosto piccole. Immagine mutuata da [van Raai et al., 2008]

Quando, indipendentemente dalla temperatura,  $^{84}\text{Kr}$  cattura un neutrone, il 60% del flusso procede verso lo stato fondamentale  $^{85}\text{Kr}$  avente emivita  $\tau = 3934.4 d$  mentre il restante 40% procede verso lo stato metastabile del  $^{85}\text{Kr}$  avente emivita  $\tau = 4.480 h$ . Di questo stato metastabile di Kripton-85, il 20% decade nello stato fondamentale, mentre il restante 80% decade in  $^{85}\text{Rb}$ .

Il lungo tempo di decadimento dello stato fondamentale del Kripton-85 fa sì che questo riesca a catturare un altro neutrone producendo così  $^{86}\text{Kr}$  invece che  $^{85}\text{Rb}$ , ammesso che la densità neutronica sia maggiore di  $\simeq 5 \times 10^8 N_n \text{cm}^{-3}$ . A questo punto, il Kripton-86 può catturare nuovamente un neutrone producendo  $^{87}\text{Kr}$ , il quale decade rapidamente in  $^{87}\text{Rb}$  ([van Raai et al., 2008], [van Raai et al., 2012]). Per la produzione di  $^{87}\text{Rb}$  esiste anche la strada addizionale che passa per il  $^{86}\text{Rb}$  avente emivita  $\tau = 18.7 d$

Riassumendo: se i *branching points* al  $^{85}\text{Kr}$  e  $^{86}\text{Rb}$  sono aperti, allora viene prodotto  $^{87}\text{Rb}$ . Questo nucleo ha un numero magico di neutroni,  $N = 50$  e una sezione d'urto piuttosto bassa. Questo significa che una volta che il  $^{87}\text{Rb}$  viene prodotto tende ad accumularsi. Questo fa sì che vi sia una sovrapproduzione di Rubidio rispetto ad altri elementi-s vicini, quali Stronzio e Zirconio, i quali non



subiscono lo stesso effetto di *branching*.

Per questo motivo, il rapporto isotopico [ $^{87}\text{Rb}/^{85}\text{Rb}$ ] e i rapporti [ $\text{Rb}/\text{Sr}$ ] o [ $\text{Rb}/\text{Zr}$ ] osservati spettroscopicamente sono una prova diretta di quale sia il canale di produzione di neutroni.

Tale *branchings* non influisce solo sulle abbondanze di  $^{86}\text{Kr}$  e  $^{87}\text{Rb}$ , ma anche su quelle di  $^{86}\text{Sr}$  e  $^{87}\text{Sr}$ , i quali dipendono unicamente dalla densità neutronica.

Purtroppo non è possibile distinguere i due isotopi del Rubidio negli spettri della stella, anche se possono essere misurati nel mezzo interstellare [van Raai et al., 2012].

Una delle ragioni della difficoltà di effettuare misure spettroscopiche su questo atomo è che esso ha un basso potenziale di ionizzazione ( $4.177\text{ eV}$ ), il che assicura che il Rb sia ionizzato. La struttura elettronica da gas perfetto del  $\text{Rb}^+$  provoca linee di risonanza nel lontano ultravioletto ( $\lambda_1 = 7800\text{ \AA}, \lambda_2 = 7947\text{ \AA}$ ).

Individuare queste righe è possibile solo per stelle nane di tipo G ( $\mu\text{Cas}$ , HD 65583) o di tipo K (HD 108564) fredde e povere di metalli, come evidenziato in figura 3.2

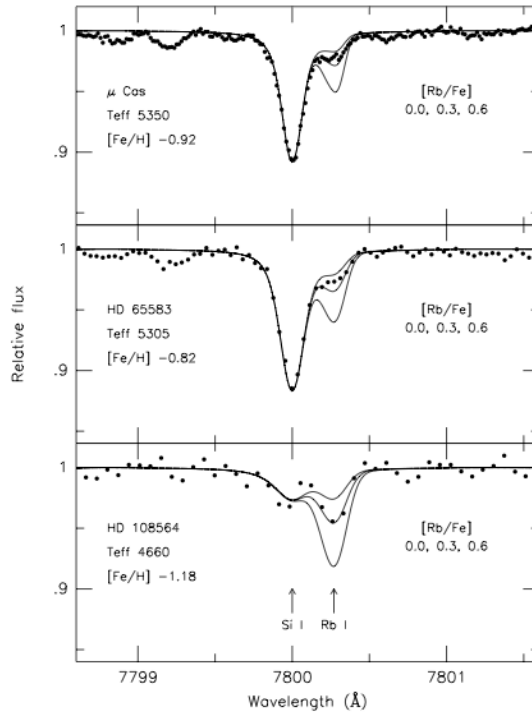


Figura 3.2: Spettro stellare che mette in evidenza la riga del Rubidio a  $\lambda = 7800\text{ \AA}$ . Si vede come tale linea sia difficilmente identificabile rispetto alle altre che la circondano. Immagine mutuata da [Tomkin and Lambert, 1999].

È però possibile determinare l'abbondanza elementare di Rubidio rispetto agli altri elementi prodotti insieme ad esso, come ad esempio lo Stronzio e lo Zirconio. Approfondiremo nella sezione 3.2 questo interessante aspetto del Rubidio.

Infine, possiamo ragionevolmente concludere che, i fattori che influenzano l'abbondanza del Rubidio sono:

1. l'esposizione totale ai neutroni nel sito dove avviene il processo s, il guscio di combustione dell'Elio nelle stelle AGB, che aumenta con il decrescere della metallicità.
2. il numero di pulsioni termici subiti dalla stella, il che dipende dal tasso di perdita di massa della stessa: più sono i pulsioni termici, più Rubidio può venire accumulato nell'*intershell*.
3. la densità neutronica nel sito in cui avviene il processo s aumenta con il decrescere della metallicità. Se questa supera  $i \simeq 10^9 N_n \text{cm}^{-3}$  allora il processo s procede tramite  $^{87}\text{Rb}$ , tramite cattura neutronica da parte di  $^{85}\text{Kr}$  e  $^{86}\text{Rb}$ ; altrimenti il processo si arresta semplicemente con il  $^{85}\text{Rb}$ .

## 3.2 Importanza del Rubidio

Nonostante la già citata difficoltà delle osservazioni spettroscopiche, tale elemento ha ricoperto, e ricopre tuttoggi, un ruolo piuttosto importante per lo studio ed il perfezionamento dei modelli di stelle AGB e di nucleosintesi di elementi pesanti.

I principali aspetti legati allo studio del Rubidio sono:

- test della densità neutronica, come messo in evidenza con particolare attenzione da d'Orazi and al. [2013], Zamora and García-Hernández [2014] e Lugaro and van Raai [2007], Lambert and al. [1995].
- test per distinguere fra stelle AGB di grande e piccola massa evidenziato da Lambert and al. [1995], García-Hernández [2011] e García-Hernández and al. [2009]
- test per modelli di stelle AGB come evidenziato da Beer and Macklin [1989]
- test per lo scenario della *contaminazione* di Ammassi Globulari, come descritto da d'Orazi and al. [2013] e Yong and al. [2006]

Per quanto riguarda lo studio del Rubidio come **test della densità neutronica** è necessario ricordare quanto descritto nella sezione 2.3.2 riguardo i diversi canali di arricchimento neutronico presenti nelle stelle AGB.

In particolare, era stato detto che il canale  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  risultava predominante per stelle di massa piccola, approssimativamente  $M \leq 4M_{\odot}$ . In questo caso, la densità neutronica risultante era quella tipica di un processo s classico. In stelle di masse  $M \geq 4M_{\odot}$  il principale canale di arricchimento neutronico è  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ . Poiché la combustione del  $^{22}\text{Ne}$  avviene più velocemente, ad alte temperature, durante la fase dei pulsioni termici nelle regioni convettive, la densità neutronica risultante

è maggiore di quella classica (fino a  $\simeq 10^{13} N_n \text{cm}^{-3}$ ) e si attivano i vari *branching* nel percorso del processo s, i quali portano alla produzione di isotopi ricchi di neutroni.

Quanto detto è riassunto efficacemente in figura 3.3 in cui si vede chiaramente come le densità neutroniche legate al canale  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  sono maggiori di quelle legate al canale  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ .

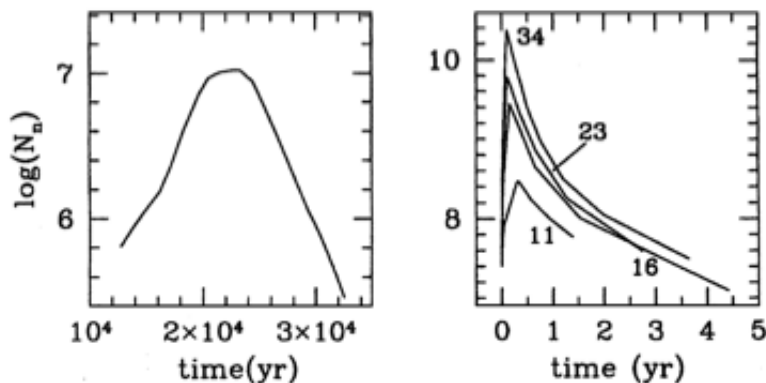


Figura 3.3: Densità neutronica durante il processo di cattura lenta di neutroni in una stella TP-AGB. Nella figura di SX è descritta la curva di densità calcolata nella  $^{13}\text{C}$  pocket e dunque legata al canale  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ . Nella figura di DX si ha la curva di densità dovuta al canale  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ , per diversi puls termici (11, 16, 23 e 34). Immagine mutuata da Busso et al. [1999]

Come descritto nella sezione 3.1, la produzione e abbondanza di Rubidio sono legate all'attivazione di *branching points*, in corrispondenza degli isotopi instabili  $^{85}\text{Kr}$  e  $^{86}\text{Rb}$ . Questo implica che l'abbondanza di Rubidio è legata direttamente al processo di arricchimento neutronico e, di conseguenza, alla densità di neutroni nel sito in cui avviene il processo s.

Si può concludere che ottenere un rapporto  $[\text{Rb}/\text{Zr}]$  positivo sta ad indicare un'alta densità neutronica, poiché tale risultato è possibile solo nel caso di attivazione del canale di produzione di neutroni  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ . Viceversa, nel caso il rapporto  $[\text{Rb}/\text{Zr}]$  fosse negativo, si potrebbe concludere che la densità neutronica nel sito in cui avviene il processo s è bassa.

Ovviamente, esistono molte incertezze in questo campo, principalmente legate alla determinazione delle sezioni d'urto dei due isotopi instabili  $^{85}\text{Kr}$  e  $^{86}\text{Rb}$ . Una maggiore precisione di queste grandezze permetterebbe di ottenere informazioni più precise anche nell'ambito della densità neutronica.

Legato a questo aspetto è il cosiddetto *problema del Rubidio*, che verrà approfondito nella sezione 3.3: per stelle AGB molto massicce è stato misurato un rapporto  $[\text{Rb}/\text{Zr}]$  troppo alto, incomprensibile alla luce dei modelli classici del processo s. Evidentemente, questo aspetto influisce negativamente sulla bontà del Rubidio come test di densità neutronica.

A questo primo aspetto è ovviamente legato un altro degli aspetti dell'importanza del Rubidio, ovvero l'uso che se ne fa come **test di massa per stelle AGB**.

Il Rubidio è un elemento chiave per distinguere fra stelle AGB di grande massa e stelle AGB di piccola

massa e, in generale, altri tipi di oggetti astronomici, come ad esempio le stelle supergiganti rosse. Evidentemente, tale distinzione è possibile grazie al diverso canale di produzione di neutroni che si impone a seconda della massa. Sapendo, come appena descritto, che l'abbondanza di Rubidio dipende dal tipo di sorgente di neutroni, in quanto fortemente legata all'effetto di *branching*, il quale si attiva solo quando la principale sorgente è  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ , possiamo concludere che saranno le stelle AGB più massive a mostrare maggiori abbondanze di tale elemento.

In figura 3.4 si può vedere che, all'aumentare della velocità di espansione dell'envelope eiettato, la quale è correlata alla luminosità e dunque alla massa, aumenta l'abbondanza di Rubidio prodotta.

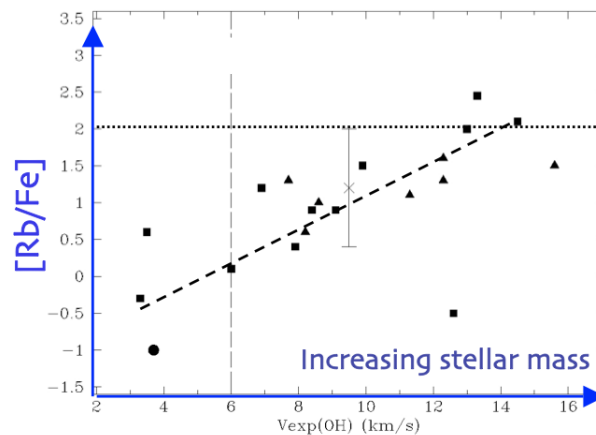


Figura 3.4: Grafico che mostra come la produzione e l'abbondanza di Rubidio aumentino con l'aumentare della velocità di espansione. Tale grafico è mutuato dalle slide presentate ad una lezione della Australian National University da A. Karakas e M. Lugaro.

Un' ulteriore caratteristica che spiega quanto detto è stata messa in luce da García-Hernández [2011] ed è legata al fatto che le stelle ricche di Rubidio (nel caso particolare si trattava di stelle appartenenti alla LMC) risultano più brillanti delle stelle AGB prive di Rubidio.

Alla luce di quanto detto fino ad ora, non sembra una forzatura affermare che un altro degli aspetti legati allo studio dell'abbondanza del Rubidio è quello di **test per modelli di stelle AGB**. Infatti, riuscendo a definire con precisione la relazione fra massa della stella, densità neutronica e principale canale di produzione di neutroni, grazie allo studio sempre più accurato delle abbondanze di Rubidio, sembra possibile pervenire ad un modello più accurato per le stelle AGB.

Per completezza, accenniamo al fatto che, per quanto riguarda le stelle AGB più massive, i modelli teorici non riescono ancora a spiegare in modo soddisfacente la sovrabbondanza di Rubidio osservata. Per una trattazione più approfondita di questo aspetto si rimanda al paragrafo 3.3.

Infine, nominiamo un'ultima applicazione dello studio dell'abbondanza di Rubidio che comunque, per il momento, è ancora secondaria e di dubbia validità essendo legata allo studio della **contaminazione di ammassi globulari**: per molti anni, lo studio delle variazioni da stella a stella nei globular cluster si è occupato principalmente degli elementi più leggeri, prodotti tramite i normali processi di nucleosintesi. Al fine di spiegare la formazione e le caratteristiche osservate di tali ammassi, una delle possibilità è quella della contaminazione da parte di stelle AGB di massa intermedia, con metallicità relativamente basse, che abbiano subito l'HBB. [Yong and al., 2006]. In particolare, se tali stelle AGB hanno influenzato l'evoluzione di ammassi globulari, ci si aspetta di trovare alte percentuali di  $[Pb/Fe]$ ,  $[Rb/Fe]$  e  $[Rb/Zr]$ , oltre che una correlazione fra Rubidio e Alluminio. I risultati di alcune di queste ricerche in questo ambito sono riportati in figura 3.5

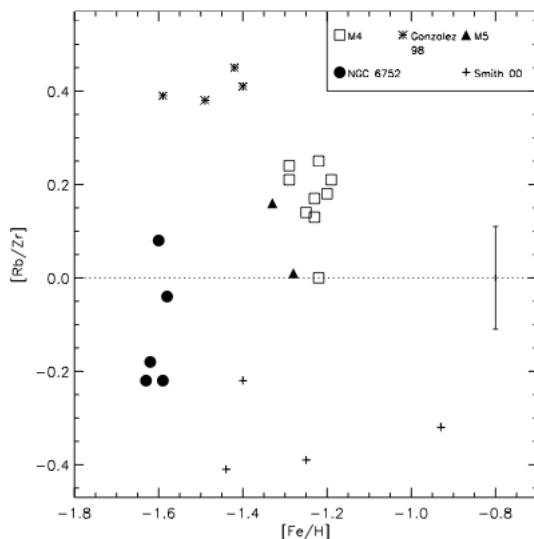


Figura 3.5: Abbondanza del Rubidio contro la metallicità per alcuni ammassi globulari. Immagine mutuata da Yong and al. [2006]

Nel caso degli ammassi globulari studiati, M13 e NGC 6752, non è stata trovata una correlazione fra Rb e Al, ma questo può essere dovuto al fatto che le stelle AGB povere di metalli non producano sufficiente quantità di Rubidio. È possibile che le variazioni di elementi leggeri osservate da stella a stella siano dovute a stelle super-AGB. Misure preliminari di altri ammassi, M4 ed M5, sempre riportate in figura, sembrano dare risultati più interessanti, permettendo uno scorcio della nucleosintesi di stelle AGB.

Anche articoli più recenti, come ad esempio d'Orazi and al. [2013], hanno investigato la distribuzione dell'abbondanza del Rubidio per gli ammassi globulari NGC 6752, NGC 1904 e NGC 104, ottenendo sempre una mancanza di variazioni del Rubidio, a prescindere dalla metallicità dell'ammasso.

Alla luce di queste ricerche, si può concludere che il fatto che il Rubidio non sia stato trovato in questi ammassi globulari può essere usato come argomento contro l'ipotesi che le stelle AGB di massa

intermedia siano i principali soggetti contaminanti di questi oggetti celesti, poiché queste stelle dovrebbero mostrare una grande sovrabbondanza di Rubidio. Del resto nelle Nubi di Magellano è stato trovata una grande sovrabbondanza di Rubidio a conferma del fatto che stelle di tipo IM-AGB hanno contribuito all’arricchimento chimico di questi ambienti.

Possibili soluzioni proposte da d’Orazi and al. [2013] per “salvare” l’ipotesi delle stelle AGB come soggetti contaminanti degli ammassi globulari e contemporaneamente tenere conto della mancata osservazione di Rubidio sono: considerare stelle AGB di diverse masse, utilizzare modelli di perdita di massa diversa per stelle IM-AGB o assumere che la produzione di Rubidio sia limitata solo agli ultimi puls termici.

### 3.3 Il “problema del Rubidio”

Nella sezione 2.3.2 è stato brevemente accennato l’approccio classico per i modelli proposti per descrivere il processo  $s$  in stelle AGB. Tale modello ha ampiamente dimostrato la propria validità anche se nel corso degli anni sono stati proposti approcci più complessi.

In particolare, le principali differenze fra l’approccio classico e un modello AGB più dettagliato sono cominciate ad emergere con lo studio sempre più accurato dei fenomeni di *branchings* per tutti quei nuclei ricchi di neutroni, come è ad esempio il Rubidio. Non è interesse del presente lavoro entrare nel dettaglio dei vari modelli proposti nel corso degli anni per spiegare il fenomeno della cattura lenta di neutroni ma, seguendo Arlandini and al. [1999] ricordiamo quello che è uno dei principali problemi dell’approccio classico: il *problema del Rubidio*.

Tale problema consta di due aspetti: da una parte la grande abbondanza di Rubidio, misurata in molte stelle AGB di massa intermedia e di grande massa e, dall’altra, l’alto rapporto Rubidio/Zirconio. Il fatto che il Rubidio sia prodotto in sempre maggiori quantità con l’aumento della massa della stella è previsto dai modelli teorici, quello che sfugge alla modellizzazione è l’entità di questo aumento. Inoltre, anche assumendo possibile riprodurre le abbondanze osservate, resta di difficile spiegazione la mancata co-produzione di Zirconio, che facendo parte dello stesso picco di produzione del Rubidio dovrebbe essere prodotto in quantità analoghe. Si ritiene infatti (van Raai et al. [2012]) che la differenza in abbondanza fra i due non dovrebbe essere maggiore di  $10^{0.5}$  (0.5 dex). Le differenze osservate invece arrivano fino a  $10^5$  (5 dex). Tale deviazione non è spiegabile in termini di nucleosintesi. [García-Hernández and al., 2009]

Tale problema è stato messo in luce già a partire dal 1989 da Goriely e Siess, ma solo recentemente sono state proposte soluzioni valide alle discrepanze osservate.

Una recente survey (van Raai et al. [2008]) effettuata su un grande campione di stelle AGB massive ha messo in luce una significativa sovrabbondanza di Rubidio (fino a dieci volte l’abbondanza solare). I risultati ottenuti nel caso di stelle AGB massive sono riassunti in tabella 3.1.

Si vede come, con l’aumentare della massa della stella considerata, il rapporto relativo fra Rubidio e Ferro e Rubidio e Zirconio aumentino decisamente. Il rapporto relativo fra Zirconio e Ferro invece non aumenta significativamente.

	Piccola massa ( $1 - 3 M_{\odot}$ )	Grande Massa ( $5 - 7 M_{\odot}$ )
$[Rb/Fe]$	da 0.3 a 0.6	da 0.6 a 1.6
$[Zr/Fe]$	fino a 1.0	< 0.5
$[Rb/Zr]$	< 0	da 0.1 a 2.1

Tabella 3.1: Rapporto misurato da García-Hernández e Abia (2007) fra le abbondanze di Rubidio e Zirconio; Rubidio e Ferro; Zirconio e Ferro a seconda della massa della stella.

A causa dell'attivazione dei *branching* che, come già descritto, avviene nelle stelle più massive in cui il canale di arricchimento neutronico è dato dalla reazione  $^{22}Ne(\alpha, n)^{25}Mg$ , la produzione di Rubidio è comunque maggiore che nelle stelle AGB di massa minore, ma comunque non è tale da giustificare un rapporto  $[Rb/Zr]$  così elevato.

Come evidenziato in figura 3.6, nel medesimo articolo sono state effettuate delle simulazioni al computer per verificare se i dati osservati potessero essere giustificati teoricamente, producendo modelli di masse 5, 6 e  $6.5 M_{\odot}$  a metallicità solare ( $Z = 0.02$ ) e modelli di masse  $5 M_{\odot}$  per metallicità minori  $Z = 0.008$  e  $Z = 0.004$ .

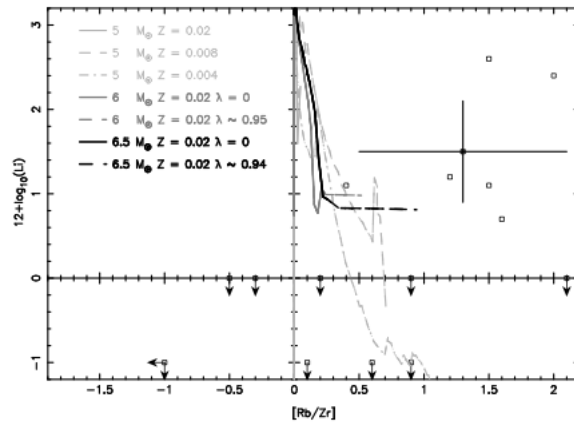


Figura 3.6: Confronto fra le osservazioni e le previsioni teoriche per l'abbondanza di Rubidio. Le barre di errore rappresentano gli errori massimi per ogni dato. Le frecce indicano limiti superiori. Immagine mutuata da van Raai et al. [2008].

I risultati delle previsioni teoriche porgono come risultato un rapporto  $Rb/Zr < 0.5$ , un rapporto  $Rb/Fe \simeq 0.5$  ed un rapporto  $Zr/Fe \simeq 1$  per un modello di  $3M_{\odot}$  in discreto accordo con le osservazioni. Per quello che riguarda invece i modelli per stelle più massive, anche aumentando al massimo l'efficienza del TDU, non si riescono a far corrispondere le abbondanze osservate con le previsioni teoriche.

Ancora più recentemente, sono state effettuate ulteriori osservazioni su un campione di stelle AGB di massa intermedia (van Raai et al. [2012]). Le incertezze relative a questi dati sono piuttosto importanti a causa della forte sensibilità dell'abbondanza del Rubidio rispetto ai cambiamenti dei parametri atmosferici, come la temperatura effettiva e la gravità, adottati nel modello. I risultati ottenuti sono riassunti nella tabella 3.2

	stelle IM-AGB nella Galassia	stelle IM-AGB nelle MCs
$[Rb/Fe]$	da 0.5 a 2.5	da 1.7 a 5.0
$[Zr/Fe]$	0	0
$[Rb/Zr]$	$> 0$	$> 0$

Tabella 3.2: Rapporto misurato da García-Hernández et al. (2006, 2007 e 2009) fra le abbondanze di Rubidio e Zirconio; Rubidio e Ferro; Zirconio e Ferro per stelle AGB di massa intermedia in ambienti diversi: nella nostra Galassia e nelle Nubi di Magellano.

Per quanto riguarda il rapporto  $Zr/Fe$  le incertezze osservative permettono di definire un limite superiore attorno a  $\leq 0.5$  per le stelle AGB della nostra Galassia, mentre un limite  $\leq 0.3$  per stelle AGB della Nube di Magellano.

Anche in questo caso sono stati effettuati grafici di confronto fra i dati osservati e le previsioni teoriche per stelle di cui si conoscesse anche l'abbondanza di Litio.

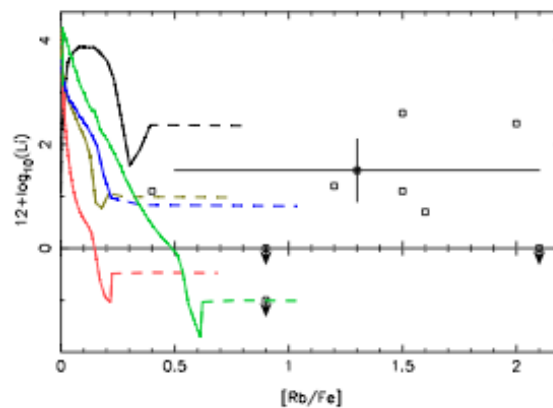


Figura 3.7: Abbondanze di litio contro  $[Rb/Zr]$  osservato per stelle IM-AGB e previsioni teoriche a partire da modelli, per diverse metallicità: a metallicità  $Z = 0.02$  le diverse masse:  $5M_{\odot}$  linea nera;  $6M_{\odot}$  linea blu;  $6.5M_{\odot}$  linea verde scuro. A metallicità  $Z = 0.012$  le diverse masse:  $6.5M_{\odot}$  linea rossa e verde chiaro, a diverse entità di PMZ. Le barre d'errore rappresentano il massimo osservato per ogni punto. Le frecce indicano limiti superiori. Immagine mutuata da van Raai et al. [2012].



Anche in questo caso, l'abbondanza di Rubidio risulta maggiore delle previsioni teoriche. Inoltre, l'inclusione della *partial mixing zone* (PMZ), sebbene faccia aumentare la previsione teorica finale di Rubidio, fa aumentare anche quella di Zirconio, che invece non è osservata. Sebbene appaia evidente l'aumento teorico dell'abbondanza di Rubidio con la massa della stella, non si riescono comunque a descrivere perfettamente i dati osservati.

Ovviamente nel corso degli anni sono state proposte numerose soluzioni a tali discrepanze. Una prima proposta è stata avanzata da van Raai et al. [2012]. In tale articolo si afferma che, essendo le abbondanze di Rubidio determinate usando le righe di Rubidio I che sono fortemente saturate, questo potrebbe aver provocato una sovrastima nel calcolo dell'abbondanza complessiva, che potrebbe essere minore, sebbene l'entità della correzione non sia stata stabilita con esattezza.

Sempre van Raai et al. [2012] hanno avanzato un'altra proposta: includendo anche i pulsii finali sperimentati dalla stella, nelle fasi in cui la perdita di massa comincia ad imporsi e le simulazioni diventano sempre più complesse, si riescono a predire i limiti inferiori dei dati osservati, tenendo conto delle grandi barre d'errore.

Per quanto riguarda la questione dello Zirconio, sempre nello stesso articolo si fa riferimento alla possibilità che lo Zr gassoso, avente temperatura di condensazione ( $1741K$ ) maggiore di quella del Rubidio ( $800K$ ), condensi in grani di polvere, producendo un apparente difetto di Zirconio, misurabile dalle bande molecolari dello ZrO.

Allo stato dell'arte si ritiene che la soluzione a questo problema possa essere legata ad una comprensione incompleta delle atmosfere delle stelle AGB più luminose (García-Hernández [2011], García-Hernández and al. [2009]).

Recentemente, Zamora and García-Hernández [2014] hanno analizzato gli effetti circumstellari nella determinazione dell'abbondanza di Rubidio in stelle AGB ricche di Ossigeno, ottenendo, per cinque stelle di questo tipo, dati sulle abbondanze che sembrano essere in buon accordo con il nuovo modello dinamico. Sebbene il campione di stelle ispezionato non sia completamente rappresentativo, i risultati ottenuti sembrano molto positivi.

Tutte le stelle studiate appartengono alla classe delle stelle OH/IR con velocità di espansione OH e variabilità del periodo note. Tali stelle sono state scelte poichè gli spettri mostravano linee di Rubidio e Zirconio particolarmente intense e di facile identificazione.

Le abbondanze sono state studiate usando un modello dinamico, esteso anche all'atmosfera delle stelle. I dettagli non sono riportati, ma il risultato finale di tale approccio può essere apprezzato in figura 3.8. I nuovi valori di abbondanza del Rubidio derivati usando un modello dinamico sono evidentemente minori rispetto al caso statico, fra  $1.4 dex$  e  $1.8 dex$ , nei casi più estremi. Nei casi invece meno estremi, i valori di abbondanza ottenuti risultano comunque simili a quelli ottenuti con il modello classico, con una diminuzione di appena  $0.2 dex$ . In ogni caso, il modello dinamico di atmosfera riproduce la linea di Rb I ( $7800 \text{ \AA}$ ) molto meglio che il modello classico. La produzione massima di Rubidio ipotizzata è  $1.34 dex$  (van Raai et al. [2012]) e, considerando le barre d'errore nell'analisi spettroscopica e le incertezze teoriche, le abbondanze di Rubidio risultano ora in buon accordo con i modelli di nucleosintesi

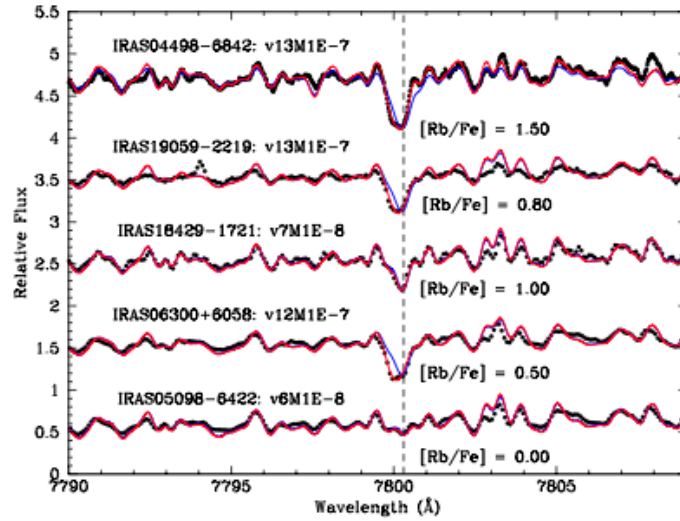


Figura 3.8: Confronto dello spettro nella regione del Rubidio, nelle componenti stellare e circumstellari, usando il modello classico (blu) ed il modello dinamico (rosso). I dati osservati sono rappresentati dai puntini neri. Immagine mutuata da Zamora and García-Hernández [2014]

per le stelle AGB più massive. Anche le abbondanza quasi solari di Zr corrispondono a rapporti Rb/Zr in buon accordo con le previsioni teoriche.

Alla luce di questo ultimo articolo, sembra dunque che il *problema del Rubidio* possa essere vicino a trovare una soluzione. In ogni caso, prima di poter definitivamente ritenere di aver risolto tale questione saranno necessari studi su campioni più ampi di stelle. Tali studi permetteranno di ottenere vincoli più stringenti per ottenere modelli di nucleosintesi per stelle AGB massive sempre più accurati.

# Bibliografia

- C. Abia, M. Busso, and al. The Kr s-process branching and the mass of carbon stars. *The Astrophysical Journal*, 559, 2001.
- C. Arlandini and al. Neutron capture in low-mass asymptotic giant branch stars: cross sections and abundance signatures. *The Astrophysical Journal*, 525, 1999.
- H. Beer and R. L. Macklin. Measurement of the  $Rb^{85}$  and  $Rb^{87}$  capture cross sections for s-process studies. *The Astrophysical Journal*, 1989.
- E. M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler, and F. Hoyle. Synthesis of the elements in stars. *Reviews of Modern Physics*, 29(4), 1957.
- M. Busso, R. Gallino, and al. Nucleosynthesis in asymptotic giant branch stars: Relevance for galactic enrichment and solar system formation. *Astronomy & Astrophysics*, 1999.
- Donald D. Clayton. Principles of stellar evolution and nucleosynthesis, 1968.
- S. Cristallo. *s-process nucleosynthesis in low mass AGB Stars at different metallicities*. PhD thesis, Teramo, 2006.
- S. Cristallo, O. Straniero, and al. Evolution, nucleosynthesis, and yields of AGB stars at different metallicities. III. Intermediate-mass models, revised low-mass models, and the pH-FRUIITY interface. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 219, 2015.
- V. d’Orazi and al. Rubidium abundances in the globular clusters NGC 6752, NGC 1904 and NGC 104. *The Astrophysical Journal*, 776(59):7, October 2013.
- D. A. García-Hernández. Rubidium-rich asymptotic giant branch stars in the magellanic cloud. In *Why galaxies care about AGB stars II: shining examples and common inhabitants*, 2011.
- D. A. García-Hernández and al. Rubidium rich Asymptotic Giant Branch stars. *Science*, 2006.
- D. A. García-Hernández and al. Rb-rich Asymptotic Giant Branch stars in the Magellanic clouds. *The Astrophysical Journal*, 705, 2009.

- I. Iben Jr. *Stellar Evolution. VI. Evolution from the main sequence to the red-giant branch for stars of mass  $1M_{\odot}$ ,  $1.25M_{\odot}$  and  $1.5M_{\odot}$* . PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1966.
- F. Käppeler, R. Gallino, and al. S-process nucleosynthesis: classical approach and asymptotic giant branch model for low-mass stars. *The Astrophysical Journal*, 1990.
- Amanda I. Karakas. Nucleosynthesis of low and intermediate-mass stars, 2010.
- D. L. Lambert and al. The chemical composition of red giants IV. The neutron density at the s-process site. *The Astrophysical Journal*, 450, 1995.
- N. Langer. Nucleosynthesis, 2012.
- J. Lattanzio and M. Forestini. Nucleosynthesis in AGB stars. In *Asymptotic Giant Branch Stars*, 1999.
- M. Lugaro and M. van Raai. New discoveries and challenges for the s process in AGB stars. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 2007.
- M. Lugaro, A.M. Davis, R. Gallino, M.J. Pellin, O. Straniero, and F Käppeler. Isotopic compositions of strontium, zirconium, molybdenum, and barium in single presolar SiC grains and asymptotic giant branch stars. *The Astrophysical Journal*, 593, 2003.
- Paola Marigo. Theoretical astrophysics.
- A. Bonačić Marinović, R.G. Izzard, M. Lugaro, and O.R. Pols. The s-process in stellar population synthesis: a new approach to understanding AGB stars. *Astronomy & Astrophysics*, 469, 2007.
- P.A. Seeger, W.A. Fowler, and Donald D. Clayton. Nucleosynthesis of heavy elements by neutron capture, 1964.
- S. Goriely. Uncertainties in the solar system r-abundance distribution. *Astronomy & Astrophysics*, 1998.
- S. Goriely and L. Siess. The s-process nucleosynthesis. In *From Lithium to Uranium: Elemental Tracers of Early Cosmic Evolution*. International Astronomical Union, 2005.
- V.V. Smith and D. L. Lambert. The chemical composition of red giants II. Helium burning and the s-process in the MS and S stars. *The Astrophysical Journal*, 311, 1986.
- O. Straniero, S. Cristallo, and L. Piersanti. Heavy elements in globular clusters: the role of asymptotic giant branch stars. *The Astrophysical Journal*, 785, 2014.
- J. Tomkin and D. L. Lambert. Rubidium in metal-deficient disk and halo stars. *The Astrophysical Journal*, 523, 1999.
- James W. Truran and Icko Iben Jr. On s-process nucleosynthesis in thermally pulsing stars. *The Astrophysical Journal*, 216, 1977.

- M.A. van Raai and M. Lugaro et al. Rubidium and zirconium production in massive AGB stars. In *9<sup>th</sup> Torino Workshop on Evolution and Nucleosynthesis in AGB Stars and 2<sup>nd</sup> Perugia Workshop on Nuclear Astrophysics*, 2008.
- M.A. van Raai, M. Lugaro, A.I. Karakas, D. A. García-Hernández, and D. Yong. Rubidium, zirconium, and lithium production in massive agb stars. *Proceedings of Science*, 2008.
- M.A. van Raai, M. Lugaro, and al. Rubidium, zirconium, and lithium production in intermediate-mass asymptotic giant branch stars. *Astronomy & Astrophysics*, 2012.
- D. Yong and al. Rubidium and lead abundances in globular clusters. *Memorie della Società Astronomica Italiana*, 77(991), 2006.
- O. Zamora and D. A. García-Hernández. Circumstellar effects on the Rb abundances in O-rich AGB stars. *Astronomy & Astrophysics*, 2014.