



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Astronomia

Tesi di Laurea

La perdita di massa nelle stelle del Ramo Gigante
Asintotico: il ruolo delle polveri e della pulsazione

Relatrice

Prof. Paola Marigo

Laureanda

Alessia Quartulli

Anno Accademico 2022/2023

Indice

1	La fase evolutiva del Ramo Asintotico Gigante	1
1.1	La fase di Early AGB	2
1.2	La fase TP-AGB	3
1.2.1	Il terzo dredge-up	5
1.2.2	Hot bottom burning	6
1.2.3	Processo s e produzione di elementi pesanti	6
2	I venti stellari	8
2.1	Il fattore Γ_d	9
2.2	Condizioni necessarie alla base del meccanismo	11
2.3	Il contributo delle polveri	12
2.3.1	Il rapporto C/O	12
2.3.2	La temperatura dei grani	14
2.4	Il ruolo della pulsazione	16
3	Considerazioni generali sulla quantità di moto	18
3.1	Il limite relativo al trasferimento di momento	19
3.2	L'equazione della quantità di moto per il gas	20
4	Conclusioni	21

Sommario

Svariate evidenze osservative hanno mostrato l'esistenza di significative perdite di massa in oggetti stellari, di tipo periodico o semiperiodico, e caratterizzate da una notevole eterogeneità di meccanismi.

Tale tipologia di fenomeno si rivela essere di fondamentale importanza nella definizione di modelli evolutivi di stelle e galassie rispettivamente.

Scopo dell'elaborato è quello di sviscerare i processi fisici alla base dei venti stellari nelle stelle AGB evolute e i relativi effetti sul tasso di perdita di massa.

In particolare, lo studio si focalizza sul ruolo dei grani di polvere la cui formazione avviene negli estesi involucri circumstellari in combinazione alla variabilità di lungo periodo e alla propagazione delle onde d'urto indotte dalla pulsazione.

A questi aspetti si aggiunge il trasferimento di momento dal campo di radiazione sino alle particelle di polvere, in associazione a collisioni delle stesse con il gas.

Nel primo capitolo si presenta una descrizione della fase AGB e degli eventi fondamentali relativi a tale stadio evolutivo .

I capitoli a seguire, invece, fanno riferimento al contributo della pulsazione e delle polveri, mediante l'effetto del rapporto C/O fotosferico sulla mineralogia e composizione chimica dei grani.

Infine, nei capitoli conclusivi, si fornisce una descrizione analitico-matematica tramite le equazioni in grado di definire l'instaurazione dei venti stellari e i relativi tassi di perdita di massa.

Capitolo 1

La fase evolutiva del Ramo Asintotico Gigante

Le stelle che sperimentano la fase di Ramo Asintotico Gigante hanno massa iniziale tipicamente compresa tra 0.8-0.9 e $8 M_{\odot}$. In seguito alla combustione centrale dell'idrogeno, che caratterizza lo stadio evolutivo anche noto come *Sequenza Principale*, si ha la formazione di un nucleo di elio che diventa degenere in stelle di piccola massa con $M \leq 2M_{\odot}$, mentre obbedisce all'equazione di stato di gas ideale per stelle di massa intermedia con $M \geq 2M_{\odot}$.

L'innescò dell'elio avviene in condizioni di instabilità dinamica, per stelle di piccola massa, mediante il cosiddetto He-flash. Si tratta, tuttavia, di un evento non catastrofico e la degenerazione viene presto rimossa dal riscaldamento del nucleo. Per entrambe le classi il bruciamento dell'elio si svolge in maniera quiescente.

L'esaurimento della riserva di tale elemento all'interno del nucleo della stella conduce alla formazione di un core costituito da carbonio e ossigeno. Contrariamente al caso di stelle massicce ($M \geq 8M_{\odot}$), il cui nucleo consente ulteriori reazioni e bruciamenti nucleari, stelle di piccola massa e massa intermedia sviluppano un nucleo di C-O in condizioni di degenerazione, circondato a sua volta da un involucro convettivo. Da questo momento ha inizio la fase evolutiva di Ramo Asintotico Gigante (AGB).

Per stelle di piccola massa l'AGB appare collocarsi a luminosità pressoché paragonabili ai valori della precedente RGB phase, ma a temperature effettive maggiori, di qui l'origine del termine "asintotico". Per stelle di massa $M \geq 2M_{\odot}$ invece, l'AGB si pone a luminosità superiori, pertanto il nome non è associato ad alcun significato di tipo morfologico.

Seppur di breve durata, l'AGB costituisce una fase di estrema importanza e rilevanza, essendo caratterizzata da processi di nucleosintesi con la formazione di elementi pesanti, quali He, C, N, Ne, Mg, anche noti come s-process elements.

Questi ultimi sono trasportati verso gli strati più esterni della stella mediante moti di tipo convettivo e poi espulsi all'interno del mezzo interstellare tramite venti stellari, in grado di rimuovere l'involucro esterno con la formazione di una nebulosa planetaria in espansione e una nana bianca di carbonio ossigeno come resto finale.

L'evoluzione di una stella all'interno dell'AGB può essere distinta in due stadi.

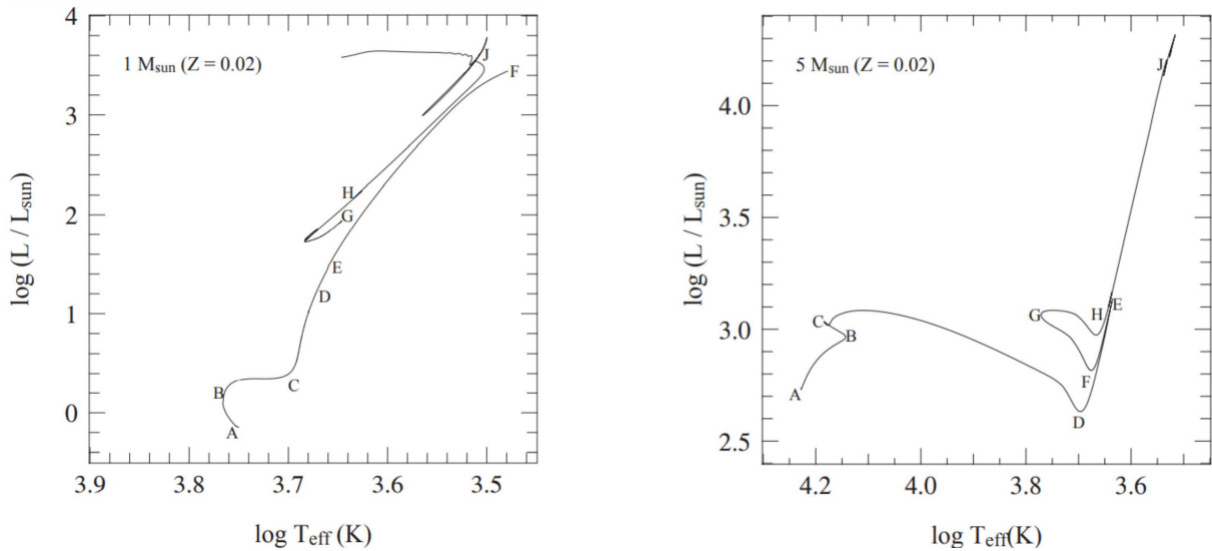


Figura 1.1: Diagramma HR per una stella di piccola massa ($1 M_{\odot}$, a sinistra) e una stella di massa intermedia ($5 M_{\odot}$, a destra).

1.1 La fase di Early AGB

Nel primo stadio, chiamato E-AGB (Early Asymptotic Giant Branch), si ha la contrazione del nucleo di carbonio-ossigeno così formato e, tramite una breve transizione, si assiste al trasferimento del bruciamento dell'elio in una shell circostante. Ciò determina l'attivazione di un duplice effetto specchio, dovuto alla presenza di due shell interessate da reazioni di fusione nucleare. La contrazione del nucleo è di fatti accompagnata dalla espansione degli strati più esterni, ricchi di elio, e da un' analogo contrazione dell'involuppo esterno. Tuttavia, l' espansione degli strati esterni di elio comporta una diminuzione della temperatura della shell di idrogeno con la conseguenza di indebolire il bruciamento nucleare ed eventualmente spegnerlo in stelle con massa iniziale maggiore di $\simeq 4 M_{\odot}$.

Mediante un unico effetto specchio, l'intero involuppo di H e gli strati di He si espandono in risposta alla contrazione del nucleo. Segue così una fase sufficientemente lunga ove la principale fonte di energia della stella è rappresentata dalla shell di He. Quest'ultima aggiunge gradatamente massa al nucleo di CO sottostante, fino al raggiungimento di densità elevate che portano alla degenerazione degli elettroni.

Per oggetti di massa superiore a circa $4 M_{\odot}$, vi è la possibilità che avvenga un secondo dredge up, il quale consiste nel rimescolamento di prodotti della fusione nucleare negli strati superficiali della stella. Tale mescolamento chimico è garantito dalla combinazione tra il raffreddamento e l'espansione degli strati esterni della stella, i quali determinano un aumento dell'opacità con penetrazione dell'involuppo convettivo fino alla discontinuità dovuta all'estinzione della shell di H.

Mediante moti convettivi, si verifica il trasporto in superficie dei prodotti provenienti dal bruciamento dell'H (prevalentemente He), così come prodotti del ciclo CNO, tra i quali ^{14}N derivante dalla conversione di ^{12}C e ^{16}O .

Stelle di massa inferiore a $4 M_{\odot}$ non sono interessate dal fenomeno del secondo dredge up, a causa della mancato spegnimento della shell di H. Tale fenomeno appare collocato in corrispondenza del punto K della figura (1.2).

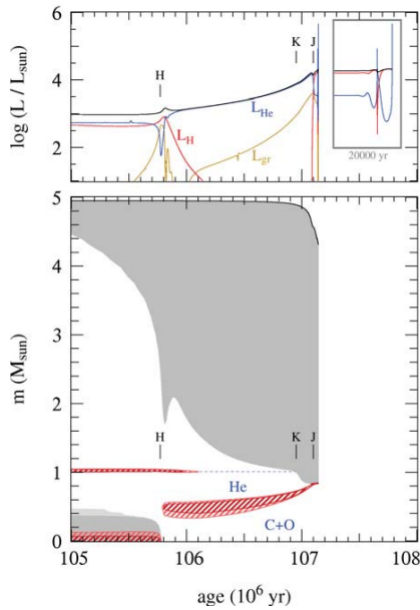


Figura 1.2: La figura mostra l'evoluzione delle luminosità (pannello in alto) e della struttura interna (pannello in basso) in funzione del tempo, in una stella di massa $M = 5M_{\odot}$, durante gli ultimi stadi relativi al bruciamento di elio, nel corso della fase AGB. In riferimento alla figura 1.1 per lo stesso oggetto, la fase di Early-AGB ha inizio al punto H, mentre la shell di bruciamento dell'H si estingue al punto K, ove avviene il secondo dredge-up. La riattivazione della shell di H si verifica al punto J, corrispondente all'inizio della coesistenza di due shell di bruciamento attive, seguita dalla fase dei puls termici.

1.2 La fase TP-AGB

Nel momento in cui la shell di bruciamento dell'He incontra la discontinuità di H-He, si ha una diminuzione della luminosità della stella, a causa della mancanza di combustibile. Questo determina una contrazione degli strati sottostanti, accompagnata dal riscaldamento della shell di H precedentemente estinta, sino alla riattivazione della stessa.

Si ha così l'inizio di una fase caratterizzata dalla presenza di due shell di bruciamento attive, sebbene il tasso di produzione energetica sia differente. La shell di H è di fatti caratterizzata da un ritmo di avanzamento in massa superiore di circa 10 volte rispetto alla shell di He, la quale è interessata da una instabilità termica legata a una caratteristica prettamente geometrica. Di fatti, a causa della sottigliezza di tale regione, un eventuale eccesso di energia nucleare non viene smorzato dall'espansione della shell.

Pertanto si instaurano dei processi quasi periodici di instabilità termica della shell di elio, designati con il nome di *puls termici*.

Per questo la seconda fase del Ramo Asintotico delle Giganti va sotto il nome di *Thermally Pulsing AGB*.

La shell di He rimane inattiva per gran parte del tempo, mentre la shell di H comporta un incremento della massa relativa alla regione compresa tra le due shell, con un conseguente aumento di pressione e temperatura di tale area, anche detta "intershell", .

Quando la massa di He raggiunge un valore critico, quest'ultimo viene bruciato in condizioni di instabilità termonucleare, dando origine al fenomeno anche noto come "Helium shell flash", il quale ha durata di circa un anno e comporta la liberazione di una enorme quantità di energia, con luminosità dell'ordine di $L \simeq 10^8 - 10^9 L_{\odot}$.

L'elevato flusso energetico è tale da determinare l'instaurazione di un regime convettivo all'interno dell'intershell, garantendo il mescolamento di elementi prodotti nel corso della fusione dell'He, in particolar modo il ^{12}C derivante dalla reazione 3α .

Inoltre, come secondo effetto, l'energia sviluppatasi nel corso di un pulso termico è dissipata mediante l'espansione della regione di intershell, consentendo a sua volta il raffreddamento e l'espansione della shell di He, con una conseguente estinzione delle reazioni nucleari.

Segue così una fase di bruciamento in condizioni di stabilità della durata di qualche centinaio di anni. L'espansione e il raffreddamento dell'intershell determinano l'estinzione della shell di H e conducono alla penetrazione dell'involuppo esterno negli strati inferiori.

Si tratta del terzo dredge-up, fenomeno mediante il quale i moti convettivi sono in grado di raggiungere la shell di H ormai estinta. Pertanto, contrariamente ai precedenti episodi di mescolamento, per la prima volta lungo la superficie della stella, affiorano prodotti derivanti dal bruciamento dell'elio, tra cui ^{12}C .

In seguito si ha la riattivazione della shell di H, in associazione all'estinzione della shell di He, dando luogo a una fase di lunga durata, caratterizzata dal bruciamento stabile di H, finchè l'elio accumulato all'interno del guscio non raggiunge valori sufficientemente elevati da garantire lo sviluppo di un nuovo pulso termico, con l'inizio di un nuovo ciclo.

La durata del cosiddetto periodo di interpulso è generalmente compresa nell'intervallo tra 1000 e 50000 anni ed è inversamente correlata alla massa del nucleo stellare.

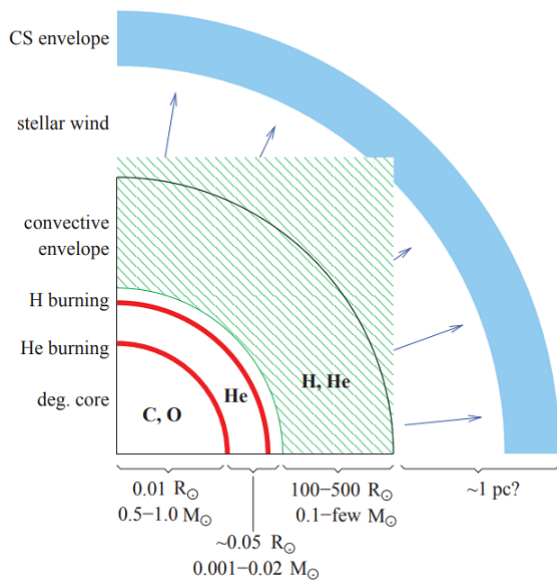


Figura 1.3: Struttura interna di una stella AGB durante la fase dei puls termici. Il nucleo di CO degenere appare circondato da due shell di bruciamento attive estremamente vicine. Contrariamente, l'involuppo convettivo è esteso e caratterizzato da dimensioni notevolmente maggiori rispetto al nucleo. I venti stellari sono responsabili della parziale rimozione di tale involucro, il quale assieme all'atmosfera stellare sono soggetti a profondi cambiamenti dal punto di vista chimico guidati dai processi di nucleosintesi negli interni stellari.

1.2.1 Il terzo dredge-up

I cicli di pulsioni termiche possono ripetersi svariate volte e il picco di luminosità legato al bruciamento di elio aumenta in ognuno di esse, facilitando l'instaurazione del terzo dredge up dopo un certo numero di pulsioni.

Si è soliti quantificare l'efficienza di tale fenomeno sulla base del parametro $\lambda = \Delta M_{\text{dup}}/\Delta M_c$, definito come il rapporto tra la quantità di massa coinvolta dal processo di mescolamento, ΔM_{dup} , e la crescita della massa del nucleo, ΔM_c , durante il periodo di interpulso precedente. Maggiore è il valore del parametro λ , più efficiente è il processo di terzo dredge-up.

Il valore di λ dipende da parametri fisici quali la massa del core, la massa totale della stella, la sua metallicità e di conseguenza la sua opacità (Karakas et al. 2002).

In particolare, fissato uno specifico valore di massa, λ cresce al decrescere della metallicità Z , indipendentemente dalla perdita di massa.

La quantità λ è inoltre funzione del tempo, con un aumento più significativo per stelle di piccola massa, mentre per oggetti di massa intermedia tende asintoticamente al suo valore massimo.

Recenti evidenze osservative e studi condotti da Karakas et al. (2002) hanno provato un aumento del valore massimo di λ all'aumentare della massa iniziale.

Nonostante ciò, attualmente le proprietà e la dipendenza di λ dai parametri stellari sono ancora altamente incerte, a causa delle numerose incertezze che gravano sulla trattazione del mescolamento convettivo.

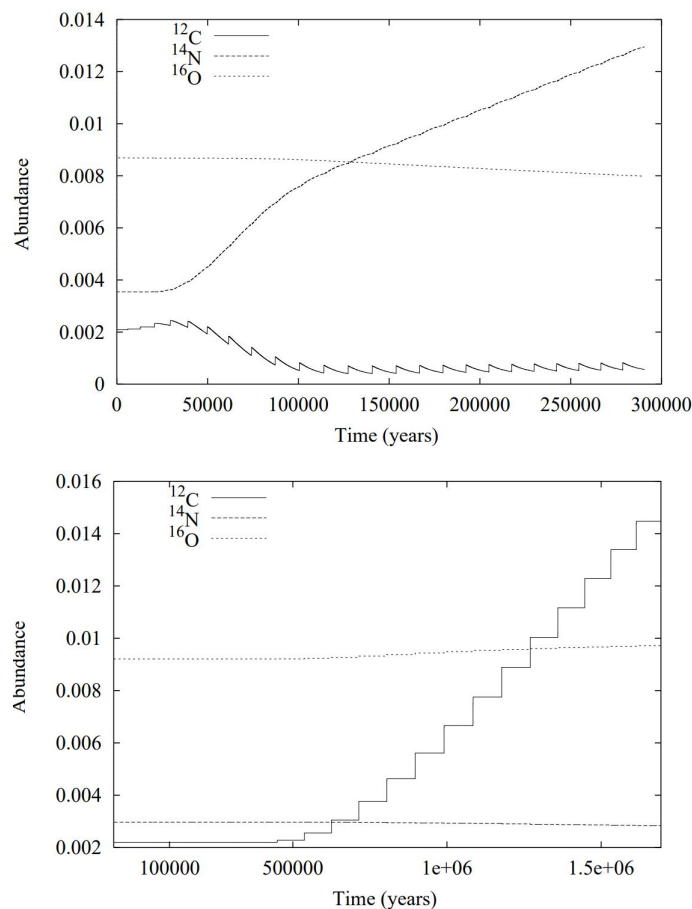


Figura 1.4: Evoluzione in funzione del tempo delle abbondanze superficiali dei prodotti del ciclo CNO (^{12}C , ^{14}N e ^{16}O) a partire dal picco del primo pulso termico, per una stella di massa intermedia ($5 M_{\odot}$, in alto) e di piccola massa ($3 M_{\odot}$, in basso). Grafico tratto da Stancliffe et al. (2004, MNRAS 352,984)

1.2.2 Hot bottom burning

L'hot bottom burning (HBB) corrisponde al bruciamento nucleare che può verificarsi durante la fase di interpulso se la massa della stella è sufficientemente elevata, $M \gtrsim 4 - 5 M_{\odot}$. In tal caso, la temperatura al di sotto dell'involucro convettivo esterno è così elevata (intorno ai 3×10^7 K) da innescare il bruciamento dell'idrogeno per mezzo del ciclo CNO, ed eventualmente anche i cicli Ne-Na e Mg-Al. L'effetto principale dal punto di vista chimico è quello di sostituire parte del ^{12}C (trasportato dal TDU) con ^4N : la composizione superficiale viene arricchita anche di altri elementi, quali ^7Li , ^{23}Na , $^{25-26}\text{Mg}$.

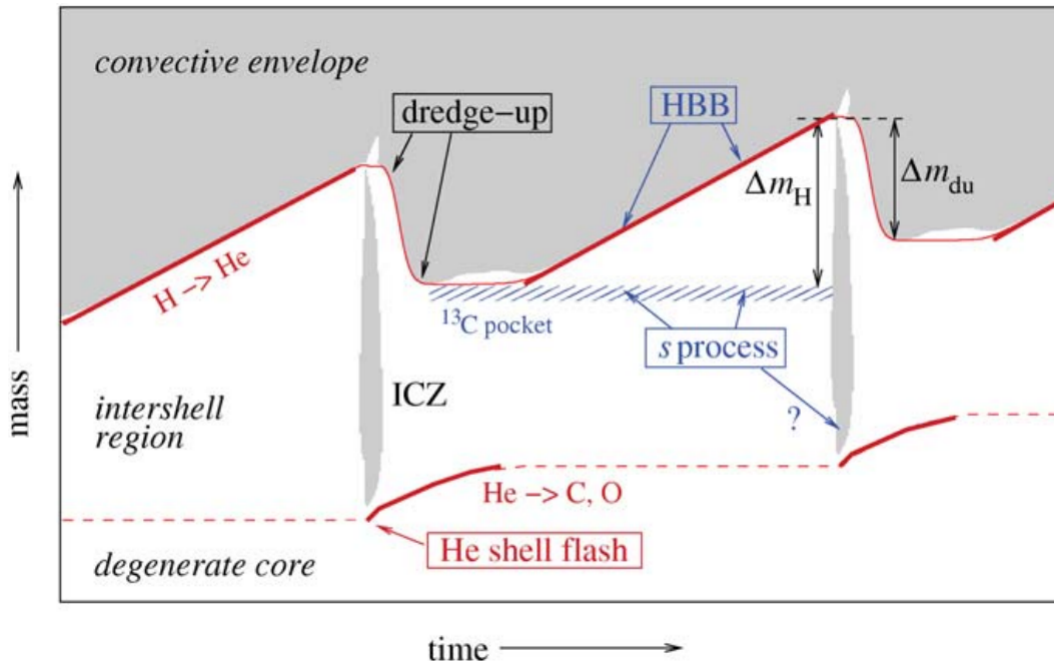


Figura 1.5: Schema evolutivo di una stella del Ramo Gigante Asintotico durante due cicli di pulsioni termiche. Le regioni in grigio identificano le aree convettive, mentre il termine ICZ fa riferimento alla regione di intershell interessata da trasporto convettivo mediante l'He-shell flash. Le linee spesse di colore rosso indicano i bruciamenti nucleari delle due shell attive. La massa di H nel core è rappresentata da una sottile linea in rosso, mentre la massa di He è definita da una linea tratteggiata. La regione tratteggiata in blu fa riferimento alla shell o "tasca" di ^{13}C , la cui formazione avviene lungo l'interfaccia dell'involucro di H e la regione di intershell ricca di C, in seguito a un episodio di dredge-up.

1.2.3 Processo s e produzione di elementi pesanti

Svariate osservazioni di carattere spettroscopico, relative a stelle del ramo asintotico, hanno provato la presenza di elementi più pesanti del Fe, quali Zr, Y, Sr, Tc, Ba, La, Pb, la cui produzione avviene tramite la cosiddetta "cattura neutronica lenta" (o processo s) da parte degli atomi di Fe.

Il termine "lenta" fa riferimento al fatto che il tempo scala tra due catture successive, risulta essere maggiore rispetto al tempo relativo al decadimento beta degli isotopi instabili che si formano a seguito del processo.

Chiaramente, la sintesi di tali elementi richiede la disponibilità di neutroni liberi, la cui produzione avviene tramite due reazioni principali: $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ e $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$.

Quest'ultima avviene soprattutto nelle AGB più massive ($M \geq 3M_{\odot}$) in quanto necessita di una temperatura notevolmente elevata ($\simeq 3.5 \times 10^8$ K).

Il ^{22}Ne che è coinvolto nella reazione è particolarmente abbondante nella regione di intershell, ove si ha la conversione del ^{14}N (residuo del ciclo CNO) ad opera del bruciamento dell'elio.

La principale fonte di neutroni per stelle di piccola massa ($M \leq 3M_{\odot}$) è probabilmente la reazione $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$. Si ritiene che il ^{13}C necessario ad avviare la reazione derivi da una shell sottile o una "tasca", la cui formazione avverrebbe durante l'interpulso mediante il mescolamento parziale di protoni e il ^{12}C della regione di intershell, con conseguente produzione di ^{13}C attraverso la prima fase del ciclo CN.

Il ^{13}C sarebbe poi in grado di reagire con l'He al raggiungimento del valore di temperatura $T \simeq 10^8$ K, rilasciando la quantità di neutroni richiesti.

Capitolo 2

I venti stellari

Nel corso della fase TP-AGB, una stella può essere interessata da un numero variabile di pulsioni termiche, dipendente dalla decrescita della massa dell'involucro di H e, dall'altro lato, della crescita del core degenere di C-O.

Nel caso in cui la massa di tale nucleo appaia superare il limite di Chandrasekhar ($M_{Ch} \simeq 1.46 M_{\odot}$), la stella subirebbe un'esplosione termonucleare con distruzione dell'intera struttura.

Si tratta di un fenomeno che sarebbe in grado di determinare la distruzione dell'intero oggetto, sebbene recenti osservazioni mostrino l'evidenza di nane bianche in ammassi aperti relativamente giovani, contenenti stelle massicce di sequenza principale. Da qui, si deduce come questo processo non avvenga mai nelle stelle di tipo AGB, essendo soggette ad un'importante perdita di massa con conseguente rimozione dell'involucro di H, impedendo una crescita eccessiva del core di C-O e arricchendo, al contrario, il mezzo interstellare di nuovi elementi. Dunque, il tasso di perdita di massa determina la durata della fase TP-AGB, oltre che la massa della nana bianca residua.

Il meccanismo alla base della perdita di massa sono forti venti stellari, dipendenti dalla radiazione e dalla sua interazione con il gas della struttura considerata. Di fatti, le atmosfere delle cosiddette "luminous giant cool stars" e "early type stars" possono essere condotte verso l'esterno dai forti campi di radiazione provenienti dalle fotosfere stellari.

Le stelle fredde nelle ultime fasi della propria evoluzione e che popolano l'AGB, sono interessate da un assorbimento di fotoni da parte dei grani di polvere che si formano negli strati più esterni dell'atmosfera. Si tratta di particelle solide la cui formazione avviene in regioni caratterizzate da basse temperature ($T \simeq 10^3 \text{K}$) e in grado di assorbire radiazione su un esteso range di lunghezze d'onda. Di qui l'origine dell'espressione "continuum driven winds" associata ai venti stellari relativi a oggetti collocati lungo l'AGB.

Anche stelle calde e massicce possono sperimentare forti venti stellari di entità confrontabile, anche detti "line driven winds". Intense righe spettrali di risonanza, prodotte ad energie ultravioletta da parte di elementi ionizzati, sono in grado di trasferire momento dai fotoni alle particelle di gas, facendole accelerare oltre la velocità di fuga.

La differenza sostanziale tra venti di tipo continuum driven e line driven, risiede nel ruolo dello spostamento Doppler. La luce incidente sulla porzione di vento considerata appare sistematicamente spostata verso il rosso sino al valore finale di $\Delta\lambda = \lambda v_{\infty}/c$, dove v_{∞} è la velocità terminale del vento, raggiunta a grandi distanze dalla stella dove le forze non agiscono più.

Nel caso di stelle fredde, si tratta di una quantità relativamente modesta, dell'ordine di pochi Å, e quindi trascurabile, mentre opacità e campo di radiazione relativi al meccanismo di tipo "line driven" subiscono notevoli variazioni rispetto al valore iniziale.

Il campo di velocità, inoltre, è definito da un andamento estremamente più ripido, in funzione del raggio. Ciò si traduce in una ulteriore distinzione tra le velocità dei due processi; le velocità

associate ai dust driven winds assumono valori compresi tra i 10 e i 30 km/s, mentre i line driven assumono tipicamente valori maggiori di 1000 km/s.

La causa di tali differenze è legata alle diverse velocità di fuga delle strutture coinvolte. Di fatti , le velocità relative ai venti di stelle fredde sono paragonabili alle velocità di fuga corrispondenti a enormi distanze dalla superficie. Contrariamente, in stelle calde e massicce essi sono in grado di raggiungere velocità superiori rispetto alle velocità di fuga(dell'ordine di circa 800 km/s) entro pochi decimi di distanza dal raggio stellare.

2.1 Il fattore Γ_d

Sulla base del modello proposto da Ferrarotti e Gail(2006), considerando l'ipotesi di outflow stazionario e a simmetria sferica,in assenza di forze di pressione, la velocità del vento relativo a una stella di massa M_* e luminosità L_* ,in accordo alla legge di conservazione del momento, è esprimibile nella forma:

$$v \frac{dv}{dr} = g_{rad} - \frac{GM_*}{r^2} = -\frac{GM_*}{r^2}(1 - \Gamma_d) \quad (2.1)$$

ove G rappresenta la costante di gravitazione universale, mentre g_{rad} è l'accelerazione di radiazione. La quantità Γ_d , anche nota come fattore di Eddington, è di fondamentale importanza nell'analisi dei venti stellari ed è definita dal rapporto tra la pressione di radiazione esercitata sulla polvere e l'attrazione gravitazionale esercitata dalla stella secondo la relazione:

$$\Gamma_d = \frac{\kappa_{rp} L_*}{4GM_* c \pi} \quad (2.2)$$

con c velocità della luce.

Il termine κ_{rp} rappresenta l'opacità media del sistema gas polveri ed è definita dalla formula:

$$\kappa_{rp} = \frac{\int_0^\infty \kappa(\lambda) F_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty F_\lambda d\lambda} \quad (2.3)$$

F_λ corrisponde al flusso monocromatico alla lunghezza d'onda λ , mentre $\kappa(\lambda)$ è l'opacità monocromatica dei grani di polvere.

E' possibile definire un valore critico dell'opacità media pesata sul flusso, nel caso in cui sia verificata una condizione di equilibrio tra accelerazione gravitazionale e radiativa, con $\Gamma_d = 1$:

$$\kappa_{cr} = \frac{4\pi c G M_*}{L_*} \quad (2.4)$$

Il fattore di Eddington è in grado di definire il segno del gradiente di velocità del vento. Nel caso in cui tale coefficiente risulti essere maggiore dell'unità ($\Gamma_d > 1$), la pressione di radiazione domina l'attrazione gravitazionale ed è in grado di determinare l'accelerazione del gas di polveri, mediante un outflow a velocità supersoniche.

Viceversa se $\Gamma_d < 1$,o equivalentemente $\kappa_{rp} < \kappa_{cr}$, la polvere non risulta essere condensata in quantità sufficiente da garantire un aumento dell'opacità, con conseguente accelerazione e generazione del vento.

La soluzione di vento definisce un regime transonico: per piccoli valori di distanza r , le velocità sono di tipo subsonico, mentre all'aumentare della distanza si assiste al raggiungimento di velocità supersoniche. In accordo a tale trattazione, è chiaro come i venti di stelle AGB richiedano l'esistenza di un meccanismo in grado di determinare un accelerazione del flusso.

Nel caso di stelle fredde ciò si verifica mediante il trasferimento di momento dal campo di radiazione stellare ai singoli grani di polvere, tramite assorbimento o scattering della luce, con conseguenti collisioni con le particelle di gas.

E' inoltre possibile esprimere l'equazione (2.2) in termini della luminosità di Eddington L_{edd} con $\Gamma_d = L_*/L_{edd}$, secondo la formula:

$$L_{edd} = \frac{4\pi cGM_*}{\kappa_{rp}} \quad (2.5)$$

In maniera analoga alla precedente analisi, dalla (2.1) è immediato dedurre come il trasporto delle polveri e la relativa condensazione avvengano se la luminosità dell'oggetto risulti essere superiore rispetto alla luminosità di Eddington ($L_* > L_{edd}$).

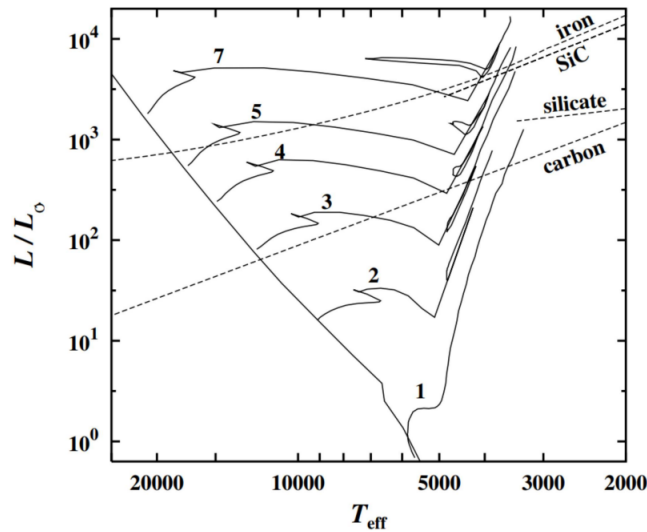


Figura 2.1: Le linee tratteggiate definiscono i limiti di luminosità L_{edd} in associazione ai principali costituenti delle polveri. Il calcolo è stato effettuato per una stella di $1 M_{\odot}$. Figura tratta da Ferrarotti & Gail (2006).

2.2 Condizioni necessarie alla base del meccanismo

E' possibile derivare le condizioni necessarie per l'instaurazione del meccanismo relativo ai venti stellari, considerando un grano di polvere prova nell'atmosfera stellare e determinando quando quest'ultimo possa effettivamente sopravvivere alla sublimazione.

Nel caso in cui si verifichi tale condizione, l'interazione tra le particelle di gas e polvere risulta elevata a sufficienza da garantirne il mescolamento.

La resistenza dei singoli grani di polvere rispetto alla sublimazione è strettamente correlata alla temperatura di equilibrio radiativo T_{rad} , dipendente dall'opacità dei grani di polvere e relativa distanza dalla stella, così come dalla temperatura effettiva della struttura stessa.

Si definisce temperatura di condensazione T_{cond} , il valore critico di temperatura al di sotto del quale si assiste al cambiamento di fase del grano di polvere da uno stato di tipo gassoso sino allo stato solido. Se la temperatura di equilibrio radiativo risulta essere superiore rispetto a quella di condensazione ($T_{rad} > T_{cond}$) il grano non crescerà, ma sublimerà. La condensazione dei gas atmosferici comporta un notevole incremento dell'opacità di diversi ordini di magnitudine, bloccando il flusso di radiazione.

L'assorbimento di un fotone stellare può avere due effetti principali:

- il grano acquisisce energia $h\nu$ dal fotone, riscaldandosi;
- il grano riceve il momento del fotone $h\nu/c$

Trattandosi di fotoni provenienti dalla stella, il momento incidente può essere in prima approssimazione considerato radiale e la riemissione del fotone isotropa. Il processo di assorbimento/riemissione è responsabile della formazione di un'accelerazione netta sul grano di polvere, orientata verso l'esterno della stella.

Un'ulteriore caratteristica di fondamentale importanza in merito al processo dei dust driven winds è l'accoppiamento dei grani e delle particelle di gas. Con l'acquisizione di momento, dovuto al riassorbimento o allo scattering dei fotoni, vi è la possibilità che i grani di polvere subiscano collisioni con le molecole di gas, producendo su di esse una forza di trascinamento.

Il meccanismo, anche noto come momentum coupling, è paragonabile al movimento di un palloncino di elio: acquisendo quota in aria, le collisioni trasmettono parte del suo momento alle particelle di gas. Tale fenomeno comporta l'esistenza di un limite inferiore per la perdita di massa dell'oggetto, pari a circa $10^{-7} M_{\odot} yr^{-1}$.

Ragionando per assurdo, se il tasso di perdita di massa fosse in costante diminuzione, l'accoppiamento tra i grani di polvere e le particelle di gas diminuirebbe a sua volta, finché il tasso di momento trasferito al gas sarebbe insufficiente da garantire il passaggio di materiale gassoso al di fuori della buca di potenziale della stella.

Il "grain-gas coupling" è inoltre in grado di porre un limite superiore alla velocità del vento stellare. Nel caso in cui la velocità di deriva sia eccessivamente elevata, le collisioni tra gas e particelle di polvere saranno energetiche al punto tale da determinare la distruzione dei grani.

Essendo la velocità di deriva inversamente proporzionale alla radice quadrata della densità del gas ($v_d \propto \rho^{-1/2}$), vi è un raggio oltre il quale le collisioni eccedono tale limite energetico, con un insufficiente aumento relativo alla velocità del vento.

La transizione a un flusso di tipo supersonico non avviene solitamente in prossimità della stella. I modelli mostrano regioni estese prive di polvere collocate al di sotto del raggio di condensazione, ove quest'ultimo è definito dall'equivalenza tra la temperatura di equilibrio radiativo e temperatura di condensazione. L'aumento dell'opacità dovuto alle particelle di polvere comporta un brusco passaggio da velocità subsoniche a quelle supersoniche.

2.3 Il contributo delle polveri

2.3.1 Il rapporto C/O

Le proprietà dei singoli grani di polvere si rivelano essere cruciali nell'ambito dei meccanismi alla base dei venti stellari, nello specifico nel corso del passaggio a un regime di tipo supersonico e nella determinazione dell'entità dell'accelerazione radiativa che ne consegue. Tipicamente, si tratta di particelle la cui composizione chimica è strettamente dipendente da quella del materiale gassoso e caratterizzate da dimensioni comprese nel range tra $0.05 \mu\text{m}$ a $0.1 \mu\text{m}$.

Evidenze spettroscopiche consentono l'identificazione di due principali tipologie di grani di polvere, definite sulla base del rapporto C/O , corrispondente al rapporto numerico fra gli atomi di carbonio e quelli di ossigeno presenti in superficie.

La composizione chimica superficiale di una stella di tipo AGB dipende prevalentemente dai processi di dredge-up e hot bottom burning, già descritti in precedenza. Nelle condizioni di bassa temperatura dell'atmosfera stellare, gli atomi di carbonio e ossigeno sono legati nella molecola di CO, attualmente la più abbondante e stabile nell'Universo, essendo caratterizzata da un'elevata energia di legame. Una inferiore o maggiore abbondanza tra i due elementi è in grado di influire notevolmente sulla varietà delle polveri, così come sulle caratteristiche spettrali dell'oggetto.

In particolare si distinguono due casi fondamentali:

- se $C/O < 1$, la quantità di ossigeno appare dominare su quella di carbonio, con conseguente formazione di grani di silicato e molecole come TiOH e H_2O .
In tal caso, la stella è di classe spettrale M o S.
Una stella di tipo M è caratterizzata da un'elevata quantità di ossigeno al proprio interno e grani di polvere di silicati quali quarzo, olivina e pirosseno.
Per una stella di tipo S, invece, il rapporto C/O è prossimo all'unità, con la formazione di grani di polvere di quarzo e ferro metallico.
- se $C/O > 1$, si ha la formazione di grani di polvere carbonacei in stelle di classe spettrale C, caratterizzate da composti quali carbonio amorfo, SiC, MgS, Fe, C_2 , CN e grafite.

Il rapporto C/O è variabile nel corso dell'evoluzione dell'oggetto ed è possibile un vero e proprio passaggio tra le tre classi spettrali (nell'ordine M-S-C), le quali si identificano come specifiche fasi di variazione della composizione chimica della stella.

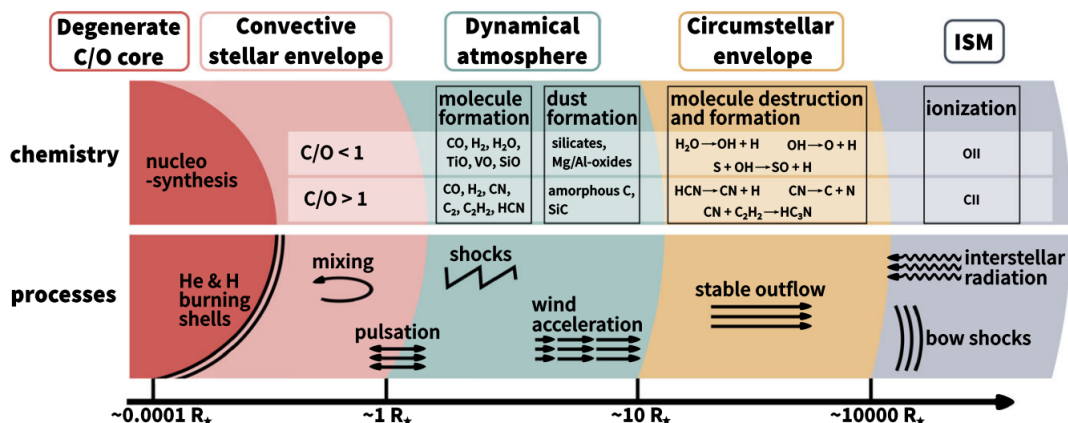


Figura 2.2: Rappresentazione schematica di una stella AGB e il relativo involuppo, inclusi i processi fondamentali nella determinazione del rapporto C/O. Immagine tratta da Höfner (2018)

Fatta eccezione per una lieve diminuzione della quantità di carbonio, dovuta al primo e secondo dredge-up, le abbondanze superficiali di stelle di piccola massa e massa intermedia sono pressochè assimilabili a quelle relative alla sequenza principale e non si evidenziano variazioni rilevanti in merito alla produzione di polveri.

Tuttavia, in seguito a uno specifico numero di pulsioni termici, nel corso della fase TP-AGB, gli episodi di terzo dredge-up comportano un aumento dell'abbondanza superficiale di ^{12}C , così come del rapporto C/O , con una conseguente trasformazione in una stella di tipo spettrale C.

Dalla definizione del parametro λ , il passaggio attraverso la classe spettrale S risulta essere più o meno graduale a seconda della massa dell'oggetto considerato. Di fatti, stelle di piccola massa sono caratterizzate da un brusco aumento del rapporto C/O e da una fase spettrale di tipo S di breve durata, contrariamente al caso di stelle più massicce, essendo queste ultime soggette a un maggior numero di pulsioni termici e di episodi di terzo dredge-up.

Il rapporto è inoltre strettamente correlato alla metallicità dell'oggetto. Di fatti, stelle di maggiore metallicità presentano una maggiore quantità di carbonio e ossigeno nell'involucro convettivo, la quale si traduce in una lenta crescita del rapporto C/O .

Il processo di HBB, dall'altra parte, conduce verso una diminuzione del rapporto C/O , convertendo ^{12}C in ^{14}N attraverso il ciclo CNO, sebbene la presenza di azoto non rappresenti un contributo rilevante nella composizione delle polveri. Tale processo risulta essere maggiormente evidente in oggetti caratterizzati da bassa metallicità, in quanto si ha una diminuzione della temperatura dovuta alla presenza di metalli nell'involucro.

2.3.2 La temperatura dei grani

La temperatura di un grano è definita da un vero e proprio bilanciamento tra la velocità di riscaldamento e la velocità di raffreddamento.

Se l'energia acquisita nell'unità di tempo risulta essere maggiore rispetto a quella persa, il grano si riscalda sino al raggiungimento di un equilibrio.

In linea generale, i grani potrebbero essere soggetti a riscaldamento a causa delle collisioni con rapide particelle di gas o mediante l'assorbimento diretto di radiazione stellare. Tuttavia, i grani potrebbero anche subire un raffreddamento dovuto al trasferimento di energia collisionale o all'emissione di radiazione termica.

Nell'assunzione che i processi radiativi siano dominanti, la temperatura del grano è definita dalla condizione di equilibrio radiativo, responsabile tra l'altro del gradiente di temperatura della fotosfera stellare e nelle zone radiative degli interni stellari. In tale condizione di equilibrio, la temperatura T_d di un generico grano di polvere è:

$$\int_0^\infty \kappa_\lambda B_\lambda(T_d) d\lambda = \int_0^\infty \kappa_\lambda J_\lambda d\lambda \quad (2.6)$$

Il termine a sinistra di tale equazione identifica il raffreddamento radiativo del grano di polvere, in quanto il prodotto $\kappa_\lambda B_\lambda$ rappresenta l'emissività termica alla lunghezza d'onda λ a temperatura T_d . Il secondo termine, invece, definisce il riscaldamento radiativo dovuto all'opacità κ_λ e al campo di radiazione. La quantità J_λ rappresenta l'intensità media monocromatica del campo di radiazione incidente sul grano di polvere, e definita come media direzionale dell'intensità I_λ , pesata sull'intero angolo solido (pari a 4π steradiani):

$$J_\lambda = \frac{1}{4\pi} \int_0^{4\pi} I_\lambda d\Omega \quad (2.7)$$

Data l'intensità di radiazione I_λ , a partire dall'equazione (2.7) è possibile ricavare la temperatura dei grani di polvere, in regioni otticamente spesse o sottili rispettivamente.

Considerando il caso otticamente sottile, in cui l'intensità incidente sui grani è data dalla luce diretta proveniente dall'oggetto con intensità uniforme $I_{\lambda*} = B_\lambda(T_*)$, l'intensità media è definita dalla relazione:

$$J_\lambda = W(r) B_\lambda(T_*) \quad (2.8)$$

dove la quantità $W(r)$ è anche nota come *geometrical dilution factor*

$$W(r) = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - (R_*/R)^2} \right)$$

la quale si riduce a $W(r) = (R_*/2r)^2$ per valori di $r \gg R_*$.

E' possibile ricavare la condizione di equilibrio radiativo per un grano di polvere di raggio a esprimendo il coefficiente di assorbimento κ_λ in termini della cross section $C^A = \pi a^2 Q^A(a, \lambda)$:

$$\int_0^\infty \pi a^2 Q^A(a, T_d) B_\lambda(T_d) d\lambda = \int_0^\infty \pi a^2 Q^A(a, T_*) B_\lambda(T_*) W(r) d\lambda \quad (2.9)$$

ove C^A rappresenta il cosiddetto *efficiency factor* relativo al processo di assorbimento.

Entrambi i termini di riscaldamento e raffreddamento della (2.9) sono strettamente correlati alla *Planck mean absorption efficiency* Q_p^A , definita dalla relazione:

$$Q_p^A = \frac{\int_0^\infty Q^A(a, \lambda) B_\lambda(T) d\lambda}{\int_0^\infty B_\lambda(T) d\lambda}$$

E' possibile allora ricavare la temperatura di un grano di polvere in funzione della distanza radiale r :

$$T_d^4 Q_p^A(a, T_d) = T_*^4 W(r) Q_p^A(a, T_*) \quad (2.10)$$

A partire da tale relazione, è immediato dedurre come a distanze $r > 2R^*$, ove vale l'approssimazione $W(r) \simeq (R_*/2r)^2$, la temperatura delle polveri varia secondo una legge di potenza del tipo $r^{-0.5}$. Nello specifico, la distribuzione di temperatura è definita come:

$$T_d(r) \simeq T_* \left(\frac{R^*}{2r} \right)^{1/2} \left(\frac{Q_p^A(a, T_*)}{Q_p^A(a, T_d)} \right)^{1/4} \quad (2.11)$$

Nel caso in cui r assuma valori relativamente piccoli, si ha che $W(r) \simeq 1/2$. Di conseguenza, dalla (2.10) si ricava che i grani di polvere risulteranno essere caratterizzati da temperature pressochè paragonabili a quelle stellari. Tuttavia, grani notevolmente caldi saranno oggetto di distruzione dovuta alla sublimazione. Sostituendo allora la temperatura dei grani di polvere con la temperatura di condensazione T_c nel termine a sinistra della (2.10), è possibile ottenere una stima del raggio di condensazione r_c :

$$W(r_c) = \frac{Q_p^A(T_c) T_c^4}{Q_p^A(T_*) T_*^4} \quad (2.12)$$

Nel caso otticamente sottile, la soluzione di tale equazione definisce il confine interno per la regione di polveri. Assumendo che $r_c \gg R^*$, si ottiene:

$$r_c \approx \frac{R^*}{2} \left(\frac{T_*}{T_c} \right)^2 \sqrt{\frac{Q_p^A(T_*)}{Q_p^A(T_c)}} \quad (2.13)$$

2.4 Il ruolo della pulsazione

La temperatura e il campo di radiazione definiscono la posizione in corrispondenza della quale si assiste alla formazione dei grani di polvere e a quale distanza dall'oggetto. Tuttavia, è la densità ρ_c al raggio di condensazione r_c a determinare il tasso di perdita di massa dell'oggetto. Di fatti, tale quantità è in grado di influenzare il cosiddetto "momentum coupling" tra i grani di polvere e il gas, così come la forza di trascinamento del vento stesso.

La densità del gas decresce all'aumentare della distanza dal centro della stella e nelle classiche condizioni delle atmosfere stellari, assume valori tipicamente bassi in corrispondenza del raggio di condensazione, ove si ha la formazione delle polveri. Come conseguenza, il numero di collisioni tra particelle di gas e i grani di polvere non sarebbero sufficientemente elevati da garantire la generazione del vento stellare e questo implicherebbe tassi di perdita di massa relativamente piccoli. Tuttavia, osservazioni sperimentali mostrano come i venti di tipo "dust driven" siano in realtà caratterizzati da elevati tassi di perdita di massa.

Risultati di questo tipo richiedono l'esistenza di un meccanismo tale da consentire un brusco incremento delle altezze di scala della densità atmosferica rispetto a quelle delle atmosfere idrostatiche supportate dalla pressione del gas.

Gran parte delle stelle fredde appare raggiungere un' estesa struttura atmosferica, dovuta alla presenza di una forza di trascinamento in grado di imprimere al gas una accelerazione verso l'esterno, tramite onde d'urto originate dalla pulsazione della stella sottostante. Di fatti, oggetti del Ramo Gigante Asintotico presentano una instabilità pulsazionale nei loro involucri, rendendole stelle variabili pulsanti di tipo Mira, OH/IR o di lungo periodo (LPV).

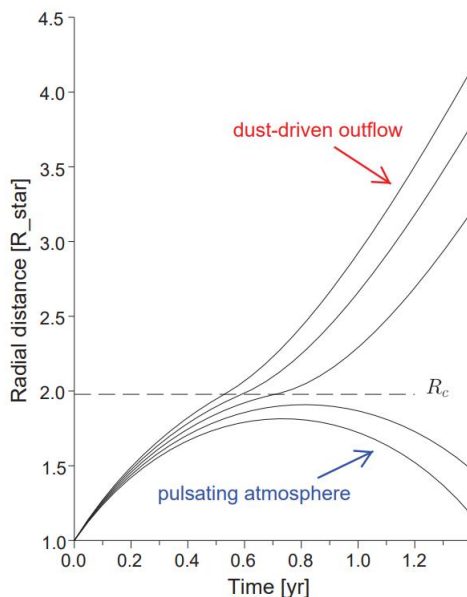


Figura 2.3: Diagramma schematico che mostra le traiettorie degli strati di massa nelle atmosfere e la zona di accelerazione del vento. Tratto da Höfner (2016).

Non a caso, il tasso di perdita di massa di stelle pulsanti dipende fortemente dal periodo di pulsazione. Si tratta di un meccanismo in grado di far lievitare il materiale presente all'interno delle atmosfere dell'oggetto. Nello specifico, la combinazione tra pulsazione e formazione delle polveri è tale da produrre tassi di perdita di massa notevolmente elevati dell'ordine di $10^{-5} M_{\odot}$ o superiori.

Le variabili di tipo Mira sono soggette a pulsazioni radiali di grande ampiezza le quali conducono alla propagazione di onde d'urto di elevata entità verso l'esterno. Nella figura seguente è rappresentata la posizione radiale del materiale in movimento nell'atmosfera stellare, in funzione del tempo. L'effetto di movimento in combinazione al gradiente di pressione instauratosi a seguito dell'onda d'urto, comporta la spinta di materiale gassoso verso l'esterno. Quest'ultimo si muove lungo traiettorie di tipo balistico, sino al punto di incontro con un'altra onda d'urto e lo schema si ripete.

La figura (2.4a) mostra i risultati di un modello in cui l'atmosfera è soggetta esclusivamente al fenomeno della pulsazione, in assenza di formazione delle polveri. E' possibile notare come il materiale raggiunga differenti altezze attraverso la fotosfera stellare, per poi tornare indietro nella posizione iniziale.

La figura (2.4b), invece, mostra i risultati di un modello in cui si ha la formazione di polveri all'interno dell'atmosfera. In questo caso, il gas abbandona la fotosfera, anzichè tornare indietro.

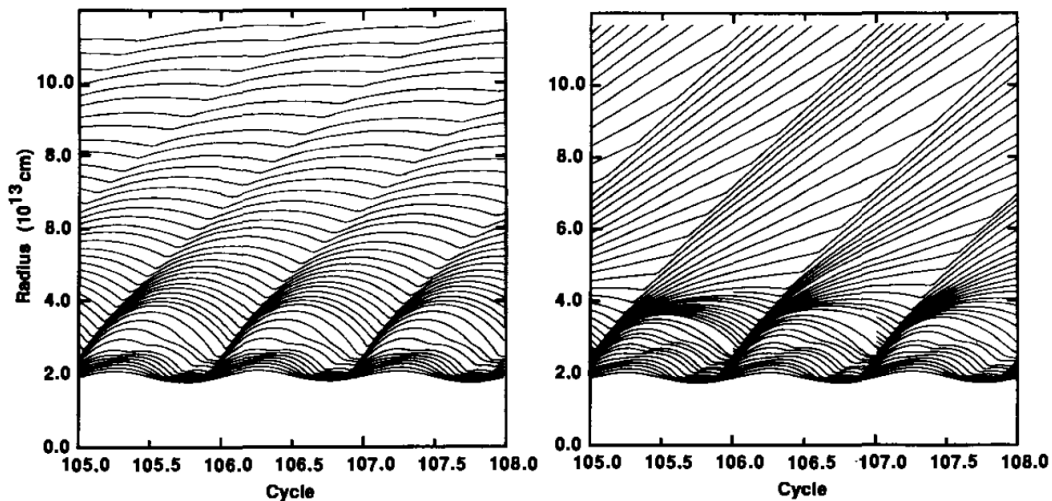


Figura 2.4: Modelli idrodinamici di radiazione e relativo grado di condensazione. (a) Grafico a sinistra, corrispondente al caso in cui sia presente solo la pulsazione. (b) Grafico a destra, il quale definisce la formazione delle polveri a un raggio pari a circa 4×10^3 cm, con una maggiore perdita di massa. Tratto da Höfner(2015).

Capitolo 3

Considerazioni generali sulla quantità di moto

Si assuma che la formazione dei grani di polvere avvenga completamente a una certa distanza r_d dal centro dell'oggetto, e che l'aumento di opacità si verifichi a una distanza relativamente piccola, al punto che $\Gamma_d \gg 1$ a partire da tale raggio verso l'esterno della stella.

Sulla base di queste ipotesi, un vento di questo tipo raggiungerà il cosiddetto *punto sonico* nella regione caratterizzata da un rapido incremento della quantità Γ_d .

E' allora possibile assumere che il raggio di formazione delle polveri e il raggio sonico r_s , siano tra loro equivalenti $r_d \simeq r_s$.

L'equazione relativa alla quantità di moto del vento stellare di tipo dust driven è:

$$v \frac{dv}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} + \frac{GM_*}{r^2} = g_{rad} = \frac{GM_*}{r^2} \Gamma_d \quad (3.1)$$

E' possibile derivare l'efficienza del campo di radiazione nel corso della fase di espulsione di materiale dalla stella, considerando un integrale sulla massa del gas trasportato verso l'esterno ($dm = 4\pi r^2 \rho dr$), dalla fotosfera, al raggio R_* , attraverso il raggio sonico $r_s = r_d$, sino all'infinito. L'integrazione sull'elemento infinitesimo di massa dm è tale da restituire la seguente relazione:

$$\int_{R_*}^{\infty} 4\pi r^2 \rho v \frac{dv}{dr} + \int_{R_*}^{r_s} \left[\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} + \frac{GM_*}{r^2} \right] dm + \int_{r_s}^{\infty} \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} dm + \int_{r_s}^{\infty} \frac{GM_*}{r^2} (1 - \Gamma_d) 4\pi r^2 \rho dr = 0 \quad (3.2)$$

Il primo integrale definisce il tasso di espulsione di momento dalla stella $\dot{M}v_\infty$, assumendo che la velocità della fotosfera sia trascurabile in confronto al valore v_∞ .

E' possibile non considerare il contributo relativo al secondo integrale, in quanto l'integrando fa riferimento alla condizione di bilanciamento e equilibrio idrostatico, la quale assume validità in buona approssimazione nella regione subsonica del vento.

Il terzo integrale è a sua volta trascurabile, essendo il gradiente di pressione in corrispondenza del "sonic point" notevolmente inferiore rispetto al gradiente di pressione di radiazione.

Pertanto, considerando solo il primo e l'ultimo termine della (3.2) si ottiene:

$$\int_0^{\infty} \dot{M} (dv/dr) dr = \dot{M}v_\infty = 4\pi GM_* (\Gamma_d - 1) \int_{r_s}^{\infty} \rho dr \quad (3.3)$$

Si definisce profondità ottica del vento la quantità:

$$\tau_W = \int_{r_s}^{\infty} \kappa_{rp} \rho dr \quad (3.4)$$

Nello specifico, essa rappresenta la profondità ottica del vento di tipo supersonico.

L'equazione (3.3) si riduce allora nella forma:

$$\dot{M}v_\infty = \frac{L_*}{c} \left(\frac{\Gamma_d - 1}{\Gamma_d} \right) \tau_W \quad (3.5)$$

A partire da tale relazione, si deduce come la velocità terminale del vento sia determinata dalla quantità L_*/c , così come da Γ_d e dalla profondità ottica del vento supersonico.

Nell'assunzione che esclusivamente il primo scattering del fotone contribuisca alla pressione di radiazione, in quanto fotoni scatterati sono in genere isotropici e non sono in grado di contribuire al trasferimento di momento, il termine L_*/c definisce il limite massimo per la perdita di massa di un vento guidato dalla radiazione ed è anche noto come "single scattering upper limit".

Considerando la luminosità tipica di una stella del Ramo Asintotico Gigante pari a circa $3 \times 10^4 L_\odot$ e velocità terminale $v_\infty \simeq 30 \text{ km/s}$, si ottiene un tasso di perdita di massa pari a $2 \times 10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$.

Solitamente nel caso di venti di tipo "dust driven" l'accelerazione radiativa appare dominare la gravità in corrispondenza della regione supersonica, ove $\Gamma_d \gg 1$.

Sulla base di questa considerazione, si ottiene un'espressione semplificata della (3.5), la quale afferma che il flusso di momento del vento stellare è definito dal "single scattering limit" moltiplicato per la profondità ottica del vento stesso.

$$\dot{M}v_\infty = \frac{L_*}{c} \tau_W \quad (3.6)$$

3.1 Il limite relativo al trasferimento di momento

Dall'equazione (3.6), è possibile notare come il momento del vento stellare sia legato esclusivamente alla profondità ottica del vento stesso, la quale potrebbe essere arbitrariamente grande.

Tuttavia, considerando l'energia del vento, si ricava in realtà un limite superiore per τ_W .

Al valore massimo, la totalità dell'energia di radiazione stellare è trasferita al vento.

In tale condizione la radiazione stellare non è più in grado di attraversare il vento sino all'osservatore, determinando il limite definito dalla relazione:

$$\frac{1}{2} \dot{M}v_\infty^2 < L_* \quad (3.7)$$

da cui si ricava

$$\dot{M} < \frac{2L_*}{v_\infty^2} \quad e \quad \dot{M}v_\infty < \frac{2L_*}{v_\infty} \quad (3.8)$$

Dalla combinazione di tali espressioni con la (3.6), si ottiene la condizione:

$$\tau_W < \frac{2c}{v_\infty} \quad (3.9)$$

Osservazioni mostrano come il valore precedente non sia mai raggiunto dalla profondità ottica τ_W , identificandosi pertanto come un limite superiore per tale quantità.

Mediante calcoli e considerazioni più dettagliate condotte da parte degli studiosi Ivezić e Elitzur (1995), si è ottenuto il limite $\tau_W < c/v_\infty$, da cui si deriva l'espressione:

$$\tau_W < \frac{c}{v_\infty} = \sqrt{\frac{\frac{1}{2}\dot{M}c^2}{L_*}} = 27\sqrt{\frac{\dot{M}/10^{-5}}{L_*/10^5}} \quad (3.10)$$

ove v_∞ è stato rimosso utilizzando la (3.7), esprimendo \dot{M} in $M_\odot \text{ yr}^{-1}$ e L_* in L_\odot .

3.2 L'equazione della quantità di moto per il gas

E' possibile definire l'equazione della quantità di moto per il gas, all'interno della quale è presente il contributo relativo ai grani di polvere a causa della forza di trascinamento f_{Drag} che dipende dalla differenza tra la velocità della polvere e del gas. .

Nel caso del materiale gassoso, la forza di trascinamento dovrà necessariamente essere orientata verso l'esterno, in quanto i grani di polvere risultano essere caratterizzati da una velocità maggiore rispetto al precedente.

Pertanto, l'equazione della quantità di moto per il gas può essere scritta come:

$$v \frac{dv}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} + \frac{GM_*}{r^2} = n_d \frac{f_{Drag}}{\rho} \quad (3.11)$$

dove n_d definisce il numero di grani nell'unità di volume (cm^{-3}).

Il termine a destra dell'equazione rappresenta la quantità di momento trasferita alle particelle di gas, nell'unità di tempo e di massa del gas.

Nell'ipotesi che i grani siano in moto alla velocità terminale, in analogia al procedimento effettuato per l'equazione (3.1), definendo con Q_{rp} l'efficienza media della pressione di radiazione, si ottiene:

$$v \frac{dv}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} + \frac{GM_*}{r^2} - \frac{n_d \pi a^2 Q_{rp} L_*}{4\pi r^2 c} = 0 \quad (3.12)$$

ove n_d/ρ rappresenta il numero di grani di polvere nell'unità di massa.

E' conveniente combinare gli ultimi due termini della (3.12), essendo entrambi inversamente proporzionali al quadrato della distanza ($\propto r^{-2}$):

$$v \frac{dv}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} + \frac{GM_*}{r^2} (1 - \Gamma_d) = 0 \quad (3.13)$$

con

$$\Gamma_d = \frac{\kappa_{rp} L_*}{4GM_* c \pi} = \frac{n_d \pi a^2 Q_{rp} L_*}{\rho 4\pi c GM_*} \quad (3.14)$$

L'opacità κ_{rp} ($\text{cm}^2 \text{ gr}^{-1}$) è correlata alla cross section dei grani per la pressione di radiazione, secondo la relazione :

$$\kappa_{rp} = n_d \pi a^2 Q_{rp}$$

Capitolo 4

Conclusioni

Stelle appartenenti al Ramo Gigante Asintotico, sperimentano venti stellari dovuti a una combinazione di pulsazioni e pressione di radiazione esercitate sulle particelle di polvere, la cui condensazione avviene esclusivamente in specifiche condizioni di temperatura e densità degli strati più esterni dell'atmosfera stellare.

In particolare, la condensazione delle polveri si verifica alla temperatura di circa 1000-1500 K per silicati delle atmosfere ricche di O e per il carbonio amorfo in atmosfere ricche di C.

La temperatura dei grani di polvere è determinata dalla condizione di equilibrio tra il riscaldamento dovuto all'assorbimento dei fotoni stellari e il raffreddamento per emissione termica. Da qui discende la dipendenza della temperatura dei grani dal campo di radiazione e dall'opacità del materiale.

Considerando la radiazione emessa dalla fotosfera della stella, si è definito il raggio di condensazione come la distanza (dal centro dell'oggetto) in corrispondenza della quale si ha la formazione dei grani. Per stelle fredde tale quantità assume valori tipicamente compresi nel range tra 1.1 e 2.6 R_* , considerando oggetti con $2200 < T_{eff} < 3000$ K. In seguito all'interazione dinamica tra i grani di polvere e le particelle di gas, queste ultime sono accelerati sino a velocità prossime o maggiori rispetto alla velocità del suono. I modelli di vento indicano che nel caso dei "dust driven winds" la velocità è inizialmente subsonica, raggiunge la velocità del suono al raggio di condensazione, quando ($\Gamma_d = 1$), per poi raggiungere valori supersonici. La velocità terminale è per lo più compresa tra 20 e 40 km/s.

Il tasso di perdita di massa è fortemente determinato dalla densità al raggio di condensazione. A questo riguardo, la pulsazione e le onde d'urto ad essa associate rivestono un ruolo fondamentale, facendo lievitare l'atmosfera fino al raggio di condensazione, e aumentando la densità della materia al punto sonico. Sulla base di tali considerazioni, le pulsazioni contribuiscono in modo critico al funzionamento dei venti stellari di tipo "dust-driven".

La teoria relativa alla formazione delle polveri prevede meccanismi estremamente complessi, ed è tuttora gravata da notevoli incertezze.

E' stato inoltre mostrato come i venti stellari di tipo "dust driven" si verifichino esclusivamente in uno specifico intervallo di tassi di perdita di massa, tra 10^{-7} e $10^{-4} M_\odot yr^{-1}$. Il limite inferiore è definito dall'effetto di deriva del materiale, il quale richiede una sufficiente interazione tra particelle di gas e polveri. Per una stella di tipo AGB tale limite inferiore risulta essere dell'ordine di circa $10^{-7} M_\odot yr^{-1}$. Il limite superiore è invece una conseguenza di assumere che tutto il momento del campo di radiazione sia trasferito al gas, $\dot{M}_{max} \cdot v_\infty = \tau_W \cdot L/c$, tenendo conto di un possibile incremento legato alla profondità ottica del gas. Tale limite assume il valore di circa $10^{-5/-4} M_\odot yr^{-1}$ per un oggetto del Ramo Gigante Asintotico e, assieme al precedente, risulta essere consistente con le osservazioni attuali.

Bibliografia

- [1] Susanne Höfner, Hans Olofsson (2018) *Mass loss of stars on the asymptotic giant branch Mechanisms, models and measurements*
<https://doi.org/10.1007/s00159-017-0106-5>

- [2] .J. Stancliffe, C.A. Tout, O.R. Pols (2004) *Deep Dredge-up in Intermediate-Mass TP-AGB Stars*
<https://doi.org/10.48550/arXiv.astro-ph/0405150>

- [3] Susanne Höfner (2009) *Dust Formation and Winds around Evolved Stars: The Good, the Bad and the Ugly Cases Cosmic Dust*, Near and Far ASP Conference Series, Vol. 414
<https://doi.org/10.48550/arXiv.0903.5280>

- [4] A. S. Ferrarotti, H.-P. Gail (2003) *Mineral formation in stellar winds*
<https://doi.org/10.1051/0004-6361:20021632>

- [5] H. Lamers, J. Cassinelli (Cambridge, 1997) *Introduction to Stellar Winds*
<https://doi.org/10.1017/CB09781139175012>

- [6] John Lattanzio, Amanda Karakas, Simon Campbell, Lisa Elliott, Alessandro Chief (2004) *The Role of AGB Stars*
<http://sait.oat.ts.astro.it/MSAI750204/PDF/2004MmSAI..75..322L.pdf>

- [7] S. Liljegren, S. Höfner, W. Nowotny, K. Eriksson (2016) *Dust-driven winds of AGB stars: The critical interplay of atmospheric shocks and luminosity variations*
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527885>

- [8] Karakas, Lattanzio, O.R.Pols *Parameterising the Third Dredge-up in Asymptotic Giant Branch Stars*, Publications of the Astronomical Society of Australia, Volume 19, Issue 4, pp. 515-526
10.1071/AS02013

- [9] Susanne Höfner, Bernd Freytag (2022) *Explaining the winds of AGB stars: Recent progress*
<https://doi.org/10.48550/arXiv.2204.09728>

- [10] P. Marigo, *Theoretical Astrophysics, lecture notes*

- [11] Wikipedia, *Stellar Wind*
https://en.wikipedia.org/wiki/Stellar_wind