



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA
DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "G. GALILEI"
CORSO DI LAUREA IN ASTRONOMIA

TESI DI LAUREA TRIENNALE

**DESTINO FINALE DELLE STELLE
MOLTO MASSICCE:
SUPERNOVA O BUCO NERO?**

Relatore: Prof.ssa PAOLA MARIGO

Correlatore: ALESSANDRA SLEMER

Laureanda: FRANCESCA GERARDI
Matricola: 1072531

ANNO ACCADEMICO 2015/2016

Indice

Abstract	5
1 Cenni di evoluzione stellare	7
1.1 Classificazione stellare	7
1.2 Stelle molto massicce (VMOs)	11
1.2.1 Proprietà evolutive	11
1.2.2 VMOs osservati	15
2 PCSNe: pair creation supernovae	17
2.0.1 Considerazioni energetiche	19
2.1 Arricchimento del mezzo interstellare	20
2.2 Osservabilità a bassi redshift	24
2.2.1 Curve di luce	24
3 Conclusioni	29

Abstract

Definendo la stella come un oggetto che irradia energia da una sorgente interna e che costituisce un sistema legato dalla sua stessa gravità, di norma si considerano stelle quelle la cui massa è inclusa tra le $0.08M_{\odot}$, limite inferiore dettato dalla minima temperatura necessaria a innescare il bruciamento dell'idrogeno, e le $100M_{\odot}$, limite superiore per la stabilità dinamica.

La recente osservazione di stelle di massa superiore ha stimolato la ricerca verso le cosiddette stelle molto massicce, ovvero stelle con massa iniziale maggiore di $100M_{\odot}$; sulla base della più recente letteratura se ne discutono le principali proprietà evolutive, il contributo all'arricchimento chimico del mezzo interstellare e il destino finale. L'esito finale sarà l'esplosione di supernova di tipo *pair creation* (PCSN) o il collasso diretto in buco nero, secondo un criterio dettato dalla massa del nucleo di elio M_{He} . Questo è legato alla massa iniziale M_{in} tramite la metallicità Z , più questa è bassa maggiori saranno le dimensioni del *core* di elio; in questo senso, recenti calcoli evolutivi indicano che il verificarsi di supernovae di tipo *pair creation* sia favorito da condizioni di bassa metallicità, fino a $Z=0$.

L'interesse per le *pair creation supernovae* nasce da un lato per la recente scoperta di supernovae cosiddette superluminose, dall'altro per la loro importanza nell'arricchimento chimico del mezzo interstellare, fin dalle prime fasi dell'Universo.

L'elaborato è strutturato in tre capitoli.

Capitolo I. Cenni di evoluzione stellare: si parte innanzitutto da un breve accenno alla classificazione stellare, operata sulla base dei meccanismi di bruciamento; l'elaborato si concentra in particolar modo sulle stelle molto massicce, fornendone le principali proprietà evolutive fino al destino finale, con esempi osservativi.

Capitolo II. Pair creation supernovae: si approfondiscono le caratteristiche delle PCSNe, per cui si presentano i due modelli di $150M_{\odot}$ e $250M_{\odot}$, e vengono discussi i limiti per la metallicità cui queste possono presentarsi. Da una parte queste supernovae sono la fonte di un efficiente arricchimento chimico, dall'altra l'instabilità da cui derivano può costituire il meccanismo per le *superluminous supernovae* osservate.

Capitolo III. Conclusioni.

Capitolo 1

Cenni di evoluzione stellare

1.1 Classificazione stellare

In generale l'evoluzione di una stella si sviluppa tra fasi di contrazione e fasi di bruciamento: senza un'adatta fonte energetica infatti la tendenza della stella è quella di contrarsi sotto l'azione della gravità. Queste contrazioni fanno in modo di alzare la temperatura del *core* finché questo non raggiunge quella necessaria al bruciamento di un determinato elemento, al termine del quale la contrazione riprende fino al bruciamento successivo, secondo l'ordine presentato in Tab.1.1.

Tabella 1.1: Tabella riassuntiva dei bruciamenti, ove si riportano anche i prodotti e la temperatura necessaria perché l'elemento bruci. Il bruciamento dell'idrogeno avviene durante la *main sequence*, gli altri nella *post main sequence*.

bruciamento	temperatura	prodotti principali
idrogeno	$8 \cdot 10^6 K \lesssim T_c \lesssim 5 \cdot 10^7 K$	4He
elio	$T_c > 10^8 K$	${}^{12}C, {}^{16}O$
carbonio	$T_c > 5 \cdot 10^8 K$	${}^{16}O, {}^{20}Ne, {}^{24}Mg$
neon	$T_c \sim 1.5 \cdot 10^9 K$	${}^{16}O, {}^{24}Mg$
ossigeno	$T_c \sim 2 \cdot 10^9 K$	${}^{28}Si, {}^{32}S$
silicio	$T_c \gtrsim 3 \cdot 10^9 K$	${}^{56}Ni$
->	$T_c > 4 \cdot 10^9 K$	${}^{56}Fe$

Nel frattempo, come illustrato in Fig.1.1, dopo che un certo elemento ha bruciato nel *core* questo diventa il *fuel* per una *shell* attorno al nucleo, andando, schematicamente, a costituire la cosiddetta struttura a cipolla caratteristica delle ultime fasi evolutive.

In riferimento alle dinamiche relative questi bruciamenti, si fornisce di seguito una classificazione stellare in base alla massa della stella alla *zero-age main sequence* (M_{ZAMS} o

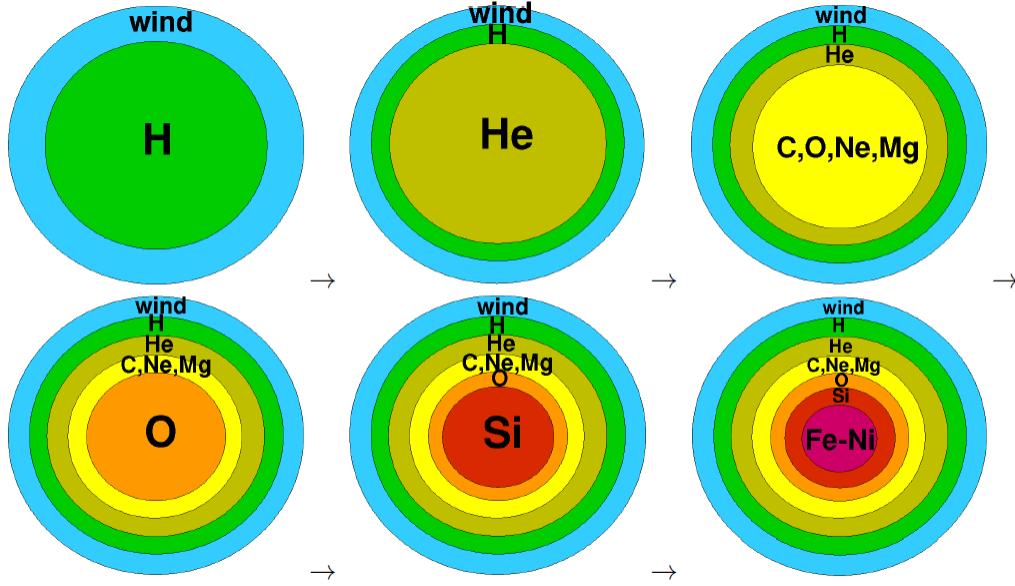


Figura 1.1: Evoluzione schematica della struttura interna della generica stella a seguito dei bruciamenti. **Nota:** non tutte le stelle riescono ad arrivare a bruciare tutti gli elementi fino ad ottenere un core di ferro. [Figura tratta da Kozyreva [2014]]

M_{in}) [Woosley et al., 2002].

Stelle di piccola massa $0.8M_{\odot} \lesssim M_{ZAMS} \lesssim 2M_{\odot}$

Dopo la *main sequence* (MS), queste stelle sviluppano prima un *core* di elio degenere, sperimentano l'*Helium-flash*, generano un CO-*core* degenere e dopo la fase di AGB diventano nane bianche (CO-*white dwarfs*).

Stelle di massa intermedia $2M_{\odot} \lesssim M_{ZAMS} \lesssim 5M_{\odot}$

Queste stelle accendono l'elio in un nucleo non degenere, sviluppano un CO-*core* degenere e dopo la fase di TP-AGB diventano anch'esse nane bianche (CO-*white dwarfs*).

Stelle quasi massicce $6M_{\odot} \lesssim M_{ZAMS} \lesssim 8M_{\odot}$

Queste sviluppano degenerazioni a partire dal O-Ne-Mg-*core* ed esplodono come *supernovae* per via di instabilità legate alla cattura elettronica.

Stelle massicce $9M_{\odot} \lesssim M_{ZAMS} \lesssim 100M_{\odot}$

Queste stelle riescono a compiere tutti i bruciamenti in condizioni di equilibrio idrostatico fino ad ottenere l'intera struttura a cipolla di Fig.1.1 con al centro il *core* di ferro. Questo continua a contrarsi portando a fenomeni di *photo-dissociation* e di *electron capture*, in grado di causare l'instabilità nel nucleo e il conseguente collasso gravitazionale.

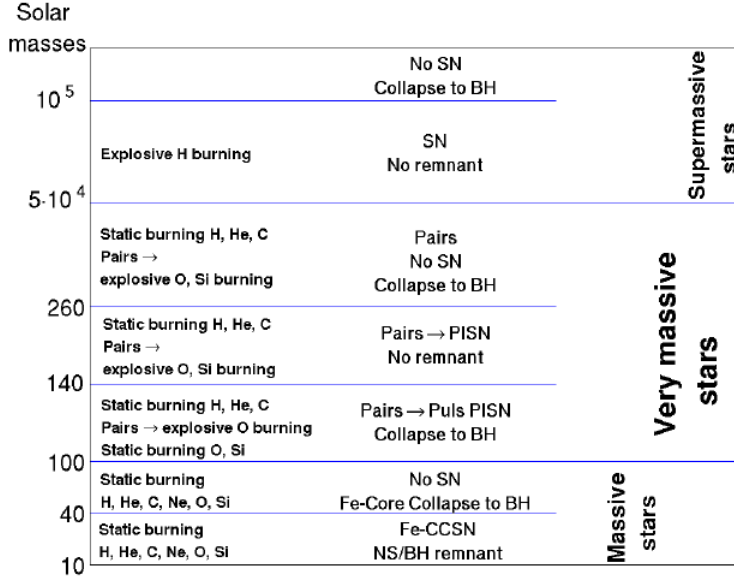


Figura 1.2: Classificazione degli oggetti con masse superiori a $10M_{\odot}$, si suddividono in stelle massicce, molto massicce e supermassicce; se ne presentano i *final fates* in funzione della massa iniziale, ove gli acronimi significano: NS *neutron star*, BH *black hole*, SN *supernova*, CCSN *core-collapse supernova*, Pairs *pair creation instability*, PISN *pair instability supernova* (nel testo scritta PCSN) e Puls PISN *pulsational pair instability supernova* (nel testo scritta PISN).

Nota: per la suddivisione dello stadio finale degli oggetti molto massicci il criterio di riferimento nell'elaborato si basa su M_{He} . Nel testo se ne metterà in evidenza il legame con la massa iniziale e la metallicità.[Figura tratta da Kozyreva [2014]]

Per stelle massicce di massa inferiore a $\sim 40M_{\odot}$ i neutrini, liberati dalle due reazioni, interagiscono con la materia circostante generando un *bounce*, la propagazione di un fronte d'onda porta così all'esplosione di una supernova, *core-collapse supernova* (CCSN), che può lasciare dietro di sé una *neutron star* o un buco nero.

Per stelle massicce di massa superiore non si ha l'esplosione di una SN, ma il *core* di ferro collassa in un buco nero. [Woosley e Weaver 1995; Chieffi et al. 1998; Heger et al. 2000; Limongi et al. 2000; Hirschi et al. 2004; Chieffi e Limongi 2013; Georgy et al. 2013].

Stelle molto massicce $100M_{\odot} \lesssim M_{ZAMS} \lesssim 5 \cdot 10^4 M_{\odot}$

Queste stelle compiono i bruciamenti di idrogeno, elio, carbonio e neon in condizioni di equilibrio idrostatico; dopo lo spegnimento del carbonio ed un breve bruciamento del neon si ha nel nucleo di ossigeno la creazione di coppie elettrone-positrone che fa scendere l'indice adiabatico γ sotto $4/3$, portando al collasso gravitazionale del sistema. Può riuscire a fermarlo il bruciamento esplosivo dell'ossigeno, cui segue quello del silicio.

Il criterio per distinguere i *final fates* delle stelle molto massicce è basato sulle dimensioni del *core* di elio [Woosley et al., 2002], ove si definisce M_{He} la massa del nucleo alla fine del bruciamento dell'idrogeno; per semplicità di notazione si definisce $M_{He,max}$ la massima dimensione del *core* di elio raggiungibile da questa categoria di stelle.

- **pulsational instability supernova (PISN):** $40M_{\odot} \lesssim M_{He} < 65M_{\odot}$
 Se l'energia prodotta dai bruciamenti non supera l'energia di legame del sistema, la stella è comunque in grado di espellere parte del suo *envelope* e ritornare alla condizione di equilibrio idrostatico. Nel caso in cui la massa restante sia sufficiente a produrre nuove coppie la stella riattraverserebbe la fase di *pair instability* con una nuova eruzione di materiale superficiale. Dopo un certo numero di espulsioni la stella non avrà più massa sufficiente per la *pair creation* e collasserà in un buco nero.
- **pair creation supernova (PCSN):** $65M_{\odot} \lesssim M_{He} \lesssim 133M_{\odot}$
 Un'esplosione termonucleare provoca la completa distruzione della struttura, senza lasciare *remnants*; se ne dedicherà il capitolo che segue.
- **direct black hole:** $133M_{\odot} \lesssim M_{He} \lesssim M_{He,max}$
 Prima che l'energia liberata dal bruciamento dell'ossigeno possa invertire l'implosione in esplosione, il core sperimenta una condizione di instabilità legata alla fotodisintegrazione degli elementi pesanti presenti nel nucleo; questa accelera il collasso, che nemmeno il bruciamento di silicio o quello del ferro possono fermare: si forma un buco nero.

Stelle supermassicce $M_{ZAMS} \gtrsim 5 \cdot 10^4 M_{\odot}$

Una stella supermassiccia all'interno del range di massa $5 \cdot 10^4 M_{\odot} \lesssim M_{ZAMS} \lesssim 10^5$ [Wagoner 1969; Abel et al. 2002; Hosokawa e Omukai 2009; Hosokawa et al. 2013] è vittima di un'esplosione termonucleare subito dopo i primi bruciamenti: soggetta infatti ad una breve fase di contrazione quasi-statica, riesce a raggiungere la temperatura necessaria per far avvenire il β CNO-cycle, in grado di fermare il collasso e fornire energia sufficiente per l'esplosione di una supernova.

Per masse maggiori [Fowler, 1966] invece la stella raggiungerebbe l'instabilità ancora prima di un qualsiasi bruciamento, collassando direttamente in un buco nero.

1.2 Stelle molto massicce (VMOs)

L'elaborato ha l'obiettivo di approfondire le caratteristiche evolutive relative a questa classe di oggetti, soffermandosi in particolare, nel successivo capitolo, sulle *pair creation supernovae* (PCSNe), descrivendone la nucleosintesi e discutendone l'osservabilità.

1.2.1 Proprietà evolutive

Il meccanismo di *pair instability* come motore per l'esplosione di una supernova venne introdotto inizialmente negli anni '60 (Fowler e Hoyle 1964; Bisnovatyi-Kogan e Kazhdan 1967; Rakavy e Shaviv 1967; Barkat et al. 1967; Fraley 1968; Zeldovich e Novikov 1971).

Le stelle molto massicce sono dominate dalla pressione di radiazione: infatti, definiti il parametro $\beta = \frac{P_{gas}}{P_{tot}}$ e μ *mean molecular weight*, Eddington(1926), Wagoner (1969) e Zel'dovich et al.(1981) hanno trovato la seguente relazione tra β e la massa della stella

$$1 - \beta = 0.00298 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^2 (\mu\beta)^4 \quad (1.1)$$

da cui si conclude che per stelle molto massicce la pressione di radiazione abbia un ruolo maggiore rispetto a quella del gas, per esempio considerato $\mu = 0.6$ si ha per $\beta = 0.45$ una stella con $M \sim 186M_{\odot}$.

Ciò si spiega anche dal fatto che data una certa temperatura centrale, maggiore è la massa della stella, minore è la densità centrale, secondo la relazione

$$\rho_c \sim \frac{T_c^3}{M^{3k}} \quad (1.2)$$

per k dipendente dall'equazione di stato, per esempio $k=1/6$ nel nostro caso, in cui a dominare è la pressione di radiazione come appena visto.

Dunque in riferimento a Fig.1.3 la stella giace nel dominio di *radiation pressure*.

I fotoni possono infatti essere trattati in maniera quantistica come particelle in grado di fornire un momento e quindi di esercitare pressione sulla materia con cui interagiscono; questa è pari, secondo la forma assunta dall'Equazione di Stato (Eos) in questo regime, a

$$P_{rad} = \frac{aT^4}{3} \quad (1.3)$$

con $a = \frac{8\pi^5 k^4}{15h^3 c^3} = 7.56 \cdot 10^{-15} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{K}^{-4}$ costante di radiazione.

L'instabilità incorre quando il numero dei fotoni che esercitano la pressione diminuisce per via della transizione *fotoni* \rightarrow *materia*.

Quando il nucleo raggiunge temperature di $\sim 10^9 K$, in riferimento alla Fig.1.4, i fotoni

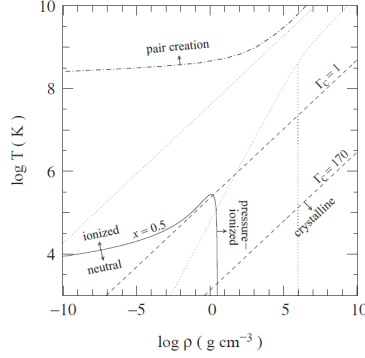


Figura 1.3: Il grafico è un piano $(\log \rho_c, \log T_c)$ in cui sono segnati i regimi dell'equazione di stato, a seconda che prevalga in termini di pressione la componente radiativa, il gas ideale o particelle degenerative, relativistiche o non; si faccia attenzione al dominio della *pair creation* incluso nel regime di pressione di radiazione. [Figura tratta da Marigo [2015]]

più energetici, fotoni gamma dalla coda dello spettro di corpo nero, eccedono l'energia della massa a riposo della coppia elettrone-positrone, cominciando a produrne in maniera spontanea $2\gamma \rightarrow e^- + e^+$. Questa transizione porta ad un crollo del contributo della radiazione alla pressione, che era in grado di sostenere la forza di gravità; l'indice adiabatico $\gamma = \frac{d(\ln P)}{d(\ln \rho)_{ad}}$ cade sotto $4/3$, limite inferiore per la stabilità dinamica.

Il collasso gravitazionale del nucleo di ossigeno avviene solo se una grande frazione del *core* diviene instabile, $\sim 40\%$ secondo Kippenhahn e Weigert (1990), e quando il nucleo raggiunge la temperatura necessaria inizia il bruciamento esplosivo dell'ossigeno; a seconda della massa del nucleo di elio da cui deriva l'*O-core* tale bruciamento può essere in grado di fermare il collasso o meno, secondo il criterio di Woosley et al. [2002].

La stella concluderà la propria evoluzione come PISN, PCSN o buco nero. .

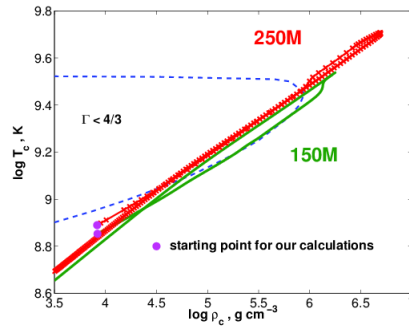


Figura 1.4: Tracce evolutive, nel piano $(\log \rho_c, \log T_c)$, dei due modelli di $150M_\odot$ e $250M_\odot$ a metallicità $Z = 0.001$, a partire dalla fine del bruciamento del carbonio, ove si vede molto bene l'invasione del regime di *pair instability*, incluso entro la linea blu tratteggiata. [Figura tratta da Kozyreva et al. [2014b]]

Parametri di incertezza dei modelli

Si è visto che il collasso gravitazionale indotto dalla *pair instability* può essere fermato dal bruciamento esplosivo dell'ossigeno nel nucleo; le sue dimensioni risultano dunque importanti ai fini dell'esplosione termonucleare nota come PCSN.

Tuttavia possono esservi incertezze su queste dimensioni indotte da numerosi fattori, come possono essere il *convective overshooting* e la velocità di rotazione, che agiscono sulla struttura chimica della stella e dunque sulla sua evoluzione.

Da una parte il trasporto di energia mediante convezione implica che per inerzia possa esserci trasporto anche oltre la vera e propria cella convettiva, inducendo un *chemical mixing*, dall'altra questo può essere indotto dalla presenza di un momento angolare.

D'altra parte la velocità di rotazione può agire anche sull'entità del *mass loss*: la rotazione agisce contro la forza gravitazionale, diminuendone l'effetto.

Tracce evolutive

In Fig.1.5 sono rappresentati i diagrammi HR dei modelli PARSEC [Tang et al., 2014], per stelle da $0.01M_{\odot}$ a $300M_{\odot}$ a metallicità iniziali $Z = 0.001$ e $Z = 0.004$.

Per le stelle molto massicce le tracce evolutive sono sostanzialmente orizzontali, ad indicare che, almeno fino alla fine del bruciamento dell'elio, in generale, la luminosità non varia significativamente. Si nota che all'aumentare della metallicità stelle di massa via via minore, all'interno del nostro intervallo di interesse, sono in grado, durante il bruciamento dell'elio nel *core* convettivo, di raggiungere temperature effettive maggiori di quelle della ZAMS, con un crollo finale abbastanza ripido della luminosità.

La linea nera costituisce il limite di Humphreys-Davidson, oltre il quale, per metallicità solari, non sono osservate supergiganti, ciononostante, dopo l'*ignition* dell'elio, queste stelle continuano il loro percorso come RSG, prima di diventare in caso delle Wolf-Rayet. Questo è dovuto alla relazione tra *mass loss* e metallicità Z , dato $\Gamma = \frac{kL}{4\pi cGM} = \frac{L}{L_{Edd}}$ parametro di Eddington:

$$\dot{M} \propto (Z/Z_{\odot})^{\alpha} \quad (1.4)$$

$$\begin{cases} \alpha = 0.85 \Leftrightarrow \Gamma < 2/3 \\ \alpha = 2.45 - 2.4 \cdot \Gamma \Leftrightarrow 2/3 \leq \Gamma \leq 1 \end{cases} \quad (1.5)$$

essendo per questi due grafici Z sensibilmente inferiore a quella solare ($Z_{\odot} = 0.02$), la perdita di massa è minore e per stelle sufficientemente massicce già il bruciamento di H avviene oltre il limite, con un'estensione che diminuisce al crescere della metallicità.

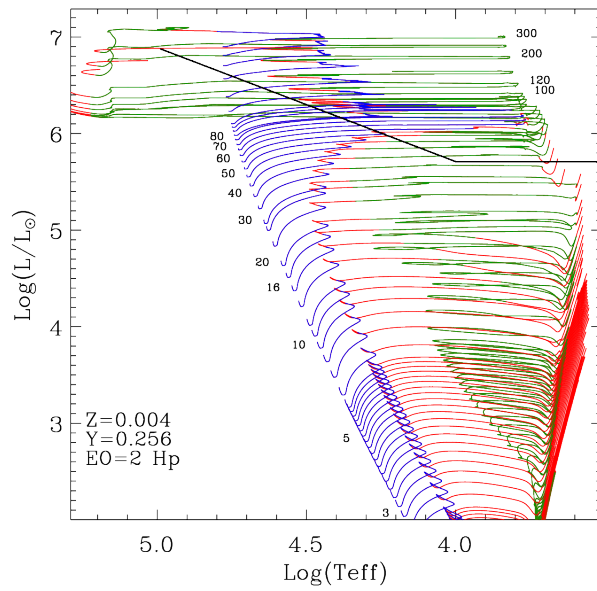
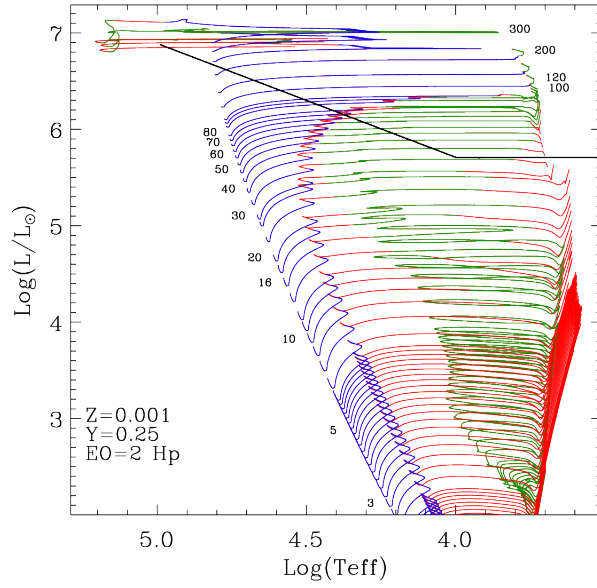


Figura 1.5: Diagrammi HR rappresentativi di masse fino a $300M_{\odot}$, i percorsi hanno differenti colori a seconda della fase evolutiva: blu per il bruciamento dell'idrogeno, rosso per la fase di contrazione/espansione, verde per il bruciamento di elio; la linea nera costituisce il limite di Humphreys-Davidson. I modelli si riferiscono a due diverse metallicità, $Z = 0.001$ il primo e $Z = 0.004$ il secondo.[Figura tratta da Tang et al. [2014]]

1.2.2 VMOs osservati

Sono state osservate stelle appartenenti a questa categoria sia nella nostra galassia che nella Grande Nube di Magellano (LMC): recenti osservazioni indicano infatti rispettivamente limiti superiori di massa di $180M_{\odot}$ e $300M_{\odot}$; alcune di queste stelle sono riportate in Tab.1.2.

Per esempio le masse per le stelle molto massicce degli ammassi stellari NGC3606 e R136 sono state determinate [Crowther et al., 2010] attraverso un’analisi spettroscopica, con dati in UV/ottico di HST e in NIR di VLT combinati con il NIR *imaging*, e mediante le predizioni dei modelli evolutivi. In particolare dall’analisi di determinate righe dello spettro, cosiddette diagnostiche (NIII 4634 – 41,2.103 – 2.115 μm , NIV 3478 – 83,4058 μm , HeII 4686, 2.189 μm e $Br\gamma$), si è in grado di determinare caratteristiche della stella come innanzitutto la temperatura, dalla porzione in ottico, e il contenuto di idrogeno, dalla porzione dello spettro da HeII a 2.189 μm a $Br\gamma$.

I risultati così ottenuti si confrontano poi con le masse dinamiche e nel caso di queste stelle in particolare Crowther et al. [2010] conclude vi sia un ottimo accordo tra i metodi, fornendo infine le masse presenti in Tab.1.2.

La difficoltà di osservazione è in particolar modo da attribuire non solo alle dimensioni di questi oggetti, che hanno dunque dei tempi di vita molto ridotti, ma anche alla *initial mass function* (IMF), che favorisce la formazione di stelle di massa inferiore nell’Universo Locale.

Tabella 1.2: Lista degli oggetti più massicci osservati nella nostra galassia e nella Grande Nube di Magellano, con riferimento agli autori cui potersi riferire. I numeri in parentesi sono le masse iniziali stimate, nel caso ciò sia stato possibile. ‘WR’: stella Wolf-Rayet, ‘WN’: Wolf-Rayet di tipo WN.[Tabella tratta da Kozyreva [2014]]

Name	Current mass in M_{\odot}	Location	Reference
R136a1	265(320)	LMC	Crowther et al. (2010)
R136a2	195	LMC	Crowther et al. (2010)
R136c	175	LMC	Crowther et al. (2010)
Peony star (WR 102ka)	175 WR	MW	Barniske et al. (2008)
HD 269810	150	LMC	Walborn et al. (2004)
VFTS 682	150 WR	LMC	Bestenlehner et al. (2011)
R136a3	135	LMC	Crowther et al. (2010)
NGC 3603-B	132	MW	Schnurr et al. (2008)
Arches-F9	120 WN	MW	Martins et al. (2008)
η Carina-A	120(160)	MW	Davidson (1999)

Capitolo 2

PCSNe: pair creation supernovae

Perché vi sia l'esplosione di una *pair instability supernova* occorre, per il criterio visto nel precedente capitolo, sia soddisfatta la condizione $65M_{\odot} \lesssim M_{He} \lesssim 133M_{\odot}$. Questa condizione non è facile da soddisfare ad alte metallicità, per cui il *mass loss* diviene importante, prevenendo la formazione di nuclei di elio così massicci.

Assumendo per esempio il codice PARSEC si ottiene un legame tra M_{in} , M_{He} e la metallicità come quello graficato in Fig.2.1.

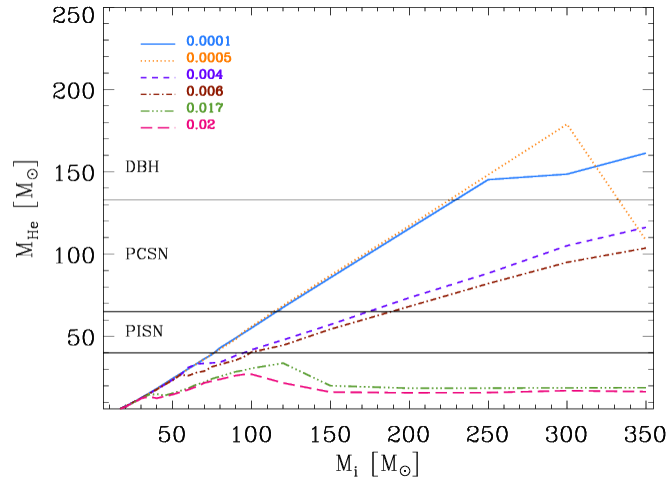


Figura 2.1: Andamento della massa del nucleo di elio, in ordinata, in funzione di M_{in} , in ascissa, e della metallicità Z ; le linee rappresentano i dati di PARSEC V.I.[Figura tratta da Slemmer et al. [in prep.]]

Per le metallicità considerate in figura si osserva che le *pair creation supernovae* dovrebbero verificarsi per metallicità $Z \leq 0.006$.

La massa del nucleo di elio cresce all'aumentare della massa iniziale e al diminuire della metallicità : per questo motivo in passato si sono sviluppati unicamente modelli a metallicità nulla [Bond et al.,(1984)], perciò per stelle di Popolazione III. Tuttavia di recente [Langer et al. [2007], Tang et al. [2014]] è stata messa in evidenza la possibilità per le PCSNe di

trovarsi a metallicità $Z \lesssim \frac{Z_{\odot}}{3}$.

Effetto della velocità di rotazione

Anche la velocità di rotazione di una stella può influire sulla sua evoluzione.

Langer et al. [2007] pone il confronto tra modelli che differiscono, data $M_{in} = 150M_{\odot}$, per metallicità e velocità iniziale di rotazione (vd.Tab.2.1): a parità di Z la stella con $v_{i,rot}(km/s)$ maggiore ha un *mass loss* complessivo maggiore (M_{fin} minore), così come a parità di velocità quella a metallicità superiore.

Tabella 2.1: Confronto tra modelli di $150M_{\odot}$ che differiscono per metallicità e velocità di rotazione, ove qui $M_{fin}(M_{\odot})$ è la massa della stella alla fine della *post main sequence*. [Dati tratti da [Langer et al., 2007]]

$Z(Z_{\odot})$	$v_{rot}(km/s)$	$M_{fin}(M_{\odot})$
0.2	10	~ 45
	500	7
0.05	10	93
	500	23

Gli autori concludono che il limite teorico di osservabilità sia inferiore, ovvero che Z-limite sia superiore, per stelle che ruotano più lentamente: i modelli a basse velocità ($v_{i,rot} \sim 10km/s$) hanno un limite per $Z_{\odot}/3$, mentre quelli ad alte ($v_{i,rot} \sim 500km/s$) per $Z_{\odot}/10$. Il modello di seguito assunto [Kozyreva, 2014] da $M_{in} = 150M_{\odot}$, a metallicità $Z = 10^{-3}$ e velocità rotazionale iniziale $v_{i,rot} = 10km/s$, risulta compatibile con i risultati di Langer et al. [2007].

Per le future considerazioni relative a questa classe di oggetti, si farà riferimento ai due modelli elaborati da Kozyreva [2014] di $150M_{\odot}$ e $250M_{\odot}$ a metallicità $Z = 10^{-3}$; entrambi concludono il proprio percorso evolutivo come PCSNe.

Tabella 2.2: Modelli di masse iniziali $150M_{\odot}$ e $250M_{\odot}$, se ne mostrano metallicità Z , velocità iniziale di rotazione $v_{i,rot}$, massa finale, massa del nucleo di elio e massa del nucleo di ossigeno. **Nota:** le masse dei nuclei di elio rientrano nel range teorico per concludere il ciclo vitale come PCSNe. [Tabella tratta da Kozyreva et al. [2014b]]

$M_{in}(M_{\odot})$	Z	$v_{i,rot}(km/s)$	$M_{fin}(M_{\odot})$	$M_{He}(M_{\odot})$	$M_O(M_{\odot})$
150	10^{-3}	10	94	72	64
250	10^{-3}	10	169	121	110

2.0.1 Considerazioni energetiche

Da Kozyreva et al. [2014b] si sono tratti i seguenti grafici, ove si rappresentano gli andamenti col tempo dell'energia cinetica E_{kin} , dell'energia di legame del sistema E_{bind} , somma di quella gravitazionale e quella termica, e dell'energia di legame nucleare $E_{nucbind}$.

Come si vede in Fig.2.2, inizialmente i due sistemi sono legati, presentando valori negativi di E_{bind} ; al tempo $t=0$ la *pair creation* innesca il collasso, portando ad una leggera crescita di E_{kin} , finché il bruciamento esplosivo di ossigeno e silicio non diminuiscono sensibilmente $E_{nucbind}$, che viene convertita in energia cinetica e termica E_{th} . E_{bind} diventa positiva ed il sistema risulta slegato.

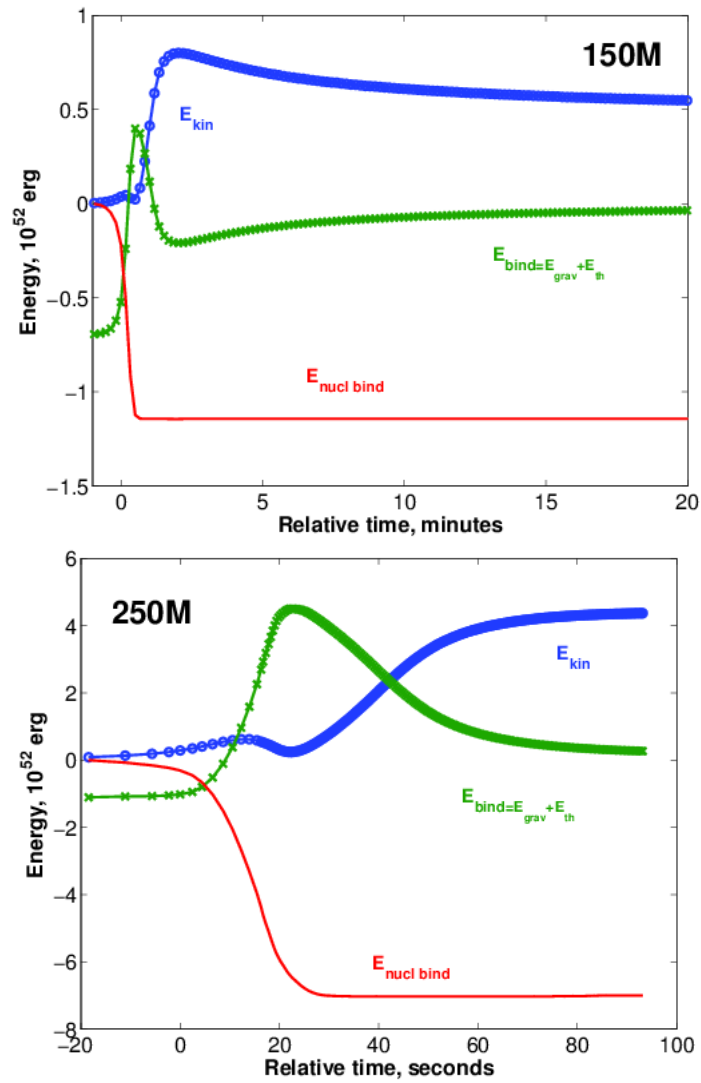


Figura 2.2: Andamenti di E_{kin} in blu, E_{bind} verde e $E_{nucbind}$ in rosso in funzione del tempo, per la descrizione si rimanda al testo.[Figura tratta da Kozyreva et al. [2014b]]

2.1 Arricchimento del mezzo interstellare

Aspetto importante di questo fenomeno è l'arricchimento chimico del mezzo interstellare. Infatti la *pair creation supernova* è finora la tipologia di supernova in grado di arricchire in maniera così efficiente l'Universo, in Tab.2.3 è proposto il confronto con i valori medi delle masse dei prodotti delle *core collapse supernovae*(CCSNe). Tuttavia per la funzione di massa iniziale il numero di PCSNe contribuenti sarà molto inferiore a quello di CCSNe.

Tabella 2.3: Tabella di confronto tra le masse dei principali elementi emesse da una PCSN e da una CCSN media. [Dati tratti da Kozyreva [2014]]

elemento	PCSN	CCSN
<i>H</i>	30 – 60 M_{\odot}	10 M_{\odot}
<i>He</i>	50 – 80 M_{\odot}	8 M_{\odot}
<i>C</i>	2 M_{\odot}	0.3 M_{\odot}
<i>O</i>	40 – 50 M_{\odot}	3 M_{\odot}
<i>Si</i>	10 – 25 M_{\odot}	0.4 M_{\odot}
^{56}Ni	fino a 55 M_{\odot}	0.2 M_{\odot}

In relazione ai modelli di 150 M_{\odot} e 250 M_{\odot} all'esplosione il quantitativo totale di metalli espulsi è rispettivamente di 64 M_{\odot} e 111 M_{\odot} .

Dalla Fig.2.3 e dalla Tab.2.4 si osserva che l'ossigeno, il cui bruciamento guida l'esplosione, non viene completamente bruciato, anzi costituisce il terzo elemento più abbondante dopo idrogeno ed elio; più di 40 M_{\odot} di ossigeno arricchiscono il mezzo interstellare, in maniera più efficiente rispetto alle ordinarie supernovae, $\sim 3M_{\odot}$ per le *core collapse supernovae* e $\sim 0.1M_{\odot}$ per le SNe Ia. Inoltre al crescere della massa l'abbondanza di nickel aumenta e si ha la comparsa negli strati più interni di altro elio, proveniente dalla fotodisintegrazione degli elementi pesanti in seguito all'esplosione.

Tabella 2.4: Quantità dei principali isotopi espulsi dai modelli di 150 M_{\odot} e di 250 M_{\odot} , ove per ^1H e ^4He il primo valore include anche le masse espulse nell'evoluzione precedente.[Tabella tratta da Kozyreva et al. [2014b]]

$M_{in}(M_{\odot})$	$^1\text{H}(M_{\odot})$	$^4\text{He}(M_{\odot})$	$^{12}\text{C}(M_{\odot})$	$^{16}\text{O}(M_{\odot})$	$^{20}\text{Ne}(M_{\odot})$	$^{24}\text{Mg}(M_{\odot})$
150	36.6/4.9	49.2/24.4	2.2	46.9	2.6	2.3
250	57.1/10.3	81.5/47.5	0.9	42.	1.8	2.5

$M_{in}(M_{\odot})$	$^{28}\text{Si}(M_{\odot})$	$^{32}\text{S}(M_{\odot})$	$^{36}\text{Ar}(M_{\odot})$	$^{40}\text{Ca}(M_{\odot})$	$^{56}\text{Ni}(M_{\odot})$
150	6.2	2.8	0.5	0.5	0.04
250	23.1	14.3	2.9	2.8	19.3

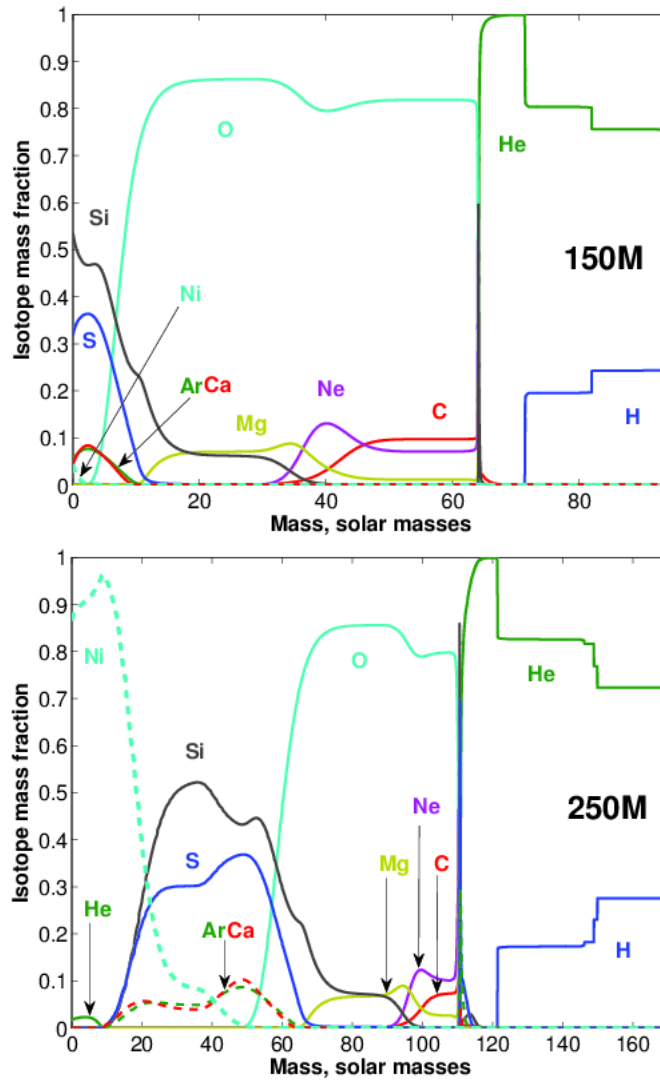


Figura 2.3: Strutture chimiche finali; in ascissa i limiti superiori corrispondono in uno e nell'altro caso alle rispettive M_{fin} . [Figura tratta da Kozyreva et al. [2014b]]

Per il modello da $150M_{\odot}$ vengono prodotti in maniera più efficiente gli isotopi con numero atomico Z pari tra l'ossigeno e lo zolfo: $^{20}Ne(M_{\odot})$, $^{24}Mg(M_{\odot})$, $^{28}Si(M_{\odot})$ e $^{32}S(M_{\odot})$, le cui masse sono indicate in Tab.2.3. Questo è principalmente dovuto al fatto che in questa PCSN solo una piccola frazione di silicio è bruciata nel nucleo, motivo per cui inoltre gli isotopi del gruppo del ferro prodotti sono molto inferiori rispetto agli isotopi di massa intermedia.

Al contrario il modello da $250M_{\odot}$ ne brucia a sufficienza per ottenere, oltre agli isotopi sopra indicati, quantità più considerevoli di $^{36}Ar(M_{\odot})$ e $^{40}Ca(M_{\odot})$ (vd. Tab.2.3) e di isotopi del gruppo del ferro: $0.4M_{\odot}$ di ^{52}Cr , $0.2M_{\odot}$ di ^{54}Fe , $0.2M_{\odot}$ di ^{57}Fe , $0.4M_{\odot}$ di ^{58}Ni e $19.3M_{\odot}$ di ^{56}Ni .

Quest'ultimo isotopo è presente in quantità molto maggiori rispetto a quelle prodotte dalle CCSNe e SNe Ia, che in media ne producono $0.04 - 0.2M_{\odot}$ e $0.5M_{\odot}$; questo influirà molto sulla curva di luminosità presentata successivamente, per la quale il decadimento di questo isotopo è importante.

Dal bruciamento incompleto del silicio segue che i due modelli siano in grado di espellerne rispettivamente $6.2M_{\odot}$ e $23.1M_{\odot}$, quantità da 10 a 100 volte maggiori rispetto alle CCSNe e SNe Ia, che in media ne producono $0.4M_{\odot}$ e $0.6M_{\odot}$.

Per entrambi i modelli la quantità di isotopi del gruppo del ferro non sono importanti, infatti si ha che le *mass fractions* di rame, zinco, gallio e germanio sono molto inferiori a 10^{-4} : essendo la densità di neutroni nel nucleo delle PCSNe sensibilmente inferiore a quello delle CCSNe, il processo di neutronizzazione risulta meno significativo, indi per cui gli *r-* ed *s-* *processes* risultano trascurabili.

Oltre a ragionare con le masse prodotte si può anche fare un ragionamento, in riferimento a Fig.2.4, con il fattore di produzione: il rapporto tra la *mass fraction* di una determinata specie presente nell'*ejecta* e la stessa nel sole. Si definisce come

$$p_{iso} = \frac{m_{iso}}{X_{iso}^{\odot} M_{in}} \quad (2.1)$$

con, dato un certo isotopo, m_{iso} la sua massa prodotta dalla stella e X_{iso} la sua *mass fraction* per ambienti solari.

Ciò che si osserva dalla figura è la presenza del cosiddetto *even-odd effect*, che si manifesta come predominanza dei nuclei con numero atomico Z pari, più stabili di quelli con Z dispari vicini. In figura è presente il confronto tra i modelli e le corrispettive stelle di elio a metallicità nulla di $70M_{\odot}$ e di $115M_{\odot}$, si nota anche per queste lo stesso effetto.

In Tab.2.5 sono elencate le quantità prodotte da queste stelle di elio per i medesimi isotopi di Tab.2.4. Ad eccezione dell'elio i valori sono compatibili con quelli dei modelli di riferimento, mentre i fattori di produzione [Kozyreva, 2014] sono sistematicamente maggiori per le stelle di Popolazione III.

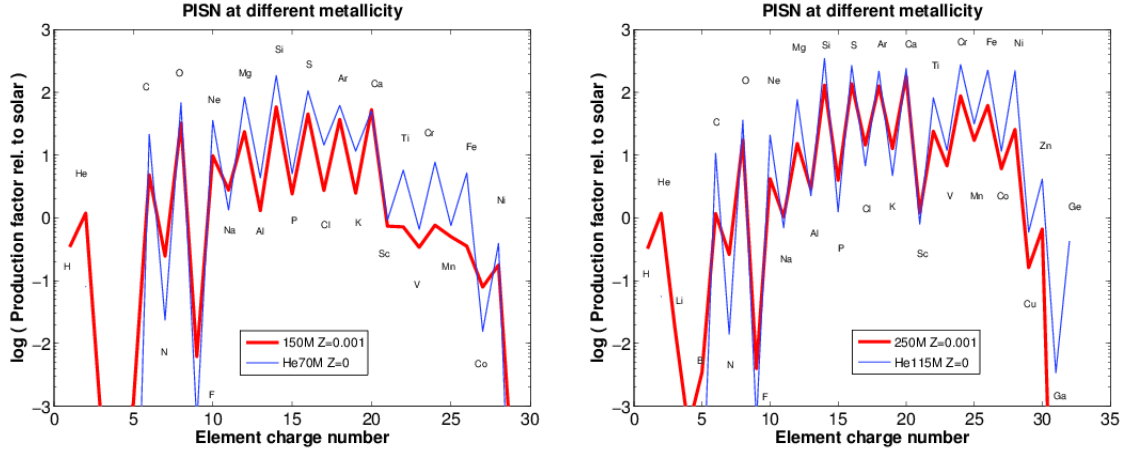


Figura 2.4: *Production factors* per gli elementi più significativi, per i due modelli di riferimento in rosso e in blu per i modelli corrispondenti di PopIII di [Heger and Woosley, 2002] a metallicità nulla.[Figura tratta da Kozyreva et al. [2014b]]

Tabella 2.5: Quantità dei principali elementi espulsi dai modelli di stelle di elio a metallicità nulla di $70M_{\odot}$ e di $115M_{\odot}$, corrispondenti ai modelli qui assunti rispettivamente di $150M_{\odot}$ e di $250M_{\odot}$. [Tabella tratta da Kozyreva et al. [2014b]]

$M_{in}(M_{\odot})$	${}^1H(M_{\odot})$	${}^4He(M_{\odot})$	${}^{12}C(M_{\odot})$	${}^{16}O(M_{\odot})$	${}^{20}Ne(M_{\odot})$	${}^{24}Mg(M_{\odot})$
70	-	1.5	4.5	45.8	4.0	3.0
115	-	1.8	3.7	40.	3.8	4.5
$M_{in}(M_{\odot})$	${}^{28}Si(M_{\odot})$	${}^{32}S(M_{\odot})$	${}^{36}Ar(M_{\odot})$	${}^{40}Ca(M_{\odot})$	${}^{56}Ni(M_{\odot})$	
70	8.0	2.4	0.3	0.2	0.01	
115	25.7	11.8	1.9	1.6	19.0	

Si conclude quindi che per metallicità nulle o sufficientemente basse ($Z \lesssim Z_{\odot}/3$) si ha un forte arricchimento chimico ove sono presenti PCSNe, compatibilmente con la funzione di massa iniziale, mentre per metallicità superiori l'arricchimento delle CCSNe sarà quello dominante.

2.2 Osservabilità a bassi redshift

La recente osservazione nell'Universo locale delle cosiddette *superluminous supernovae* (SL-SNe), più energetiche e luminose, con luminosità fino a $10^{43} - 10^{44} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$, delle supernovae ordinarie, ha aumentato l'interesse per le PCSNe. Si ritiene infatti che le origini di queste supernovae siano connesse ad un meccanismo di *pair instability*.

Al fine di ricavare delle proprietà utili al riconoscimento di queste supernovae nell'Universo locale, si discutono di seguito le curve di luce per i modelli della supergigante rossa di $150M_{\odot}$ e della supergigante gialla di $250M_{\odot}$ (vd. Tabelle 2.2 e 2.4), per cui si hanno i dati seguenti.

Tabella 2.6: Dati relativi all'uscita del fronte d'onda, per cui si forniscono durata, luminosità bolometrica al picco, temperature effettiva e di colore, lunghezza d'onda ed energia al picco, e alla fase di plateau successiva.[Tabella tratta da Kozyreva et al. [2014a]]

shock breakout e photospheric phase						
$M_{in}(M_{\odot})$	duration (h)	L (erg/s)	$\lambda_{max}(\text{\AA})$	$E_{peak}(KeV)$	durata (gg)	L (erg/s)
150	6	$5.4 \cdot 10^{44}$	170	0.07	110	$1.6 \cdot 10^{43}$
250	1.4	$6.2 \cdot 10^{45}$	51	0.24	280	$10^{46} - 6 \cdot 10^{43}$

2.2.1 Curve di luce

Le successive figure rappresentano, prima per il modello da $150M_{\odot}$ e dopo per le $250M_{\odot}$, le curve di luce teoriche, ottenute dall'integrazione dei flussi calcolati con il codice STELLA nelle bande U,B,V,R,I, il confronto con le magnitudini di SNe osservate e il confronto con le loro velocità fotosferiche.

Per ciascuno dei grafici il tempo $t = 0$ corrisponde all'istante in cui lo *shock* raggiunge inferiormente l'*envelope* di elio e idrogeno, dopo 1 h e dopo 44 s rispettivamente dall'inesco dell'esplosione. A $t=0$ dunque la differenza tra le velocità dello strato superficiale di idrogeno ed elio e degli strati interni in espansione causa la formazione di un nuovo fronte d'onda, che impiega 6 giorni per uno e 12 ore per l'altro ad attraversare lo strato superficiale, causandone il riscaldamento e la ionizzazione.

Successivamente al passaggio del fronte oltre la superficie, la temperatura cala molto rapidamente, portando ad una ricombinazione degli elementi dell'*envelope*, la luminosità diminuisce, sostenuta dal decadimento radioattivo di ^{56}Co e di ^{56}Ni .

Modello da $150M_{\odot}$

In Fig.2.5 si osserva che la curva presenta prima una fase di plateau, dovuta alla ricombinazione dell'idrogeno superficiale dopo la fuoriuscita del fronte d'onda dalla superficie, e dopo una coda sostenuta dal decadimento radioattivo di ^{56}Co e la cui luminosità è direttamente proporzionale alla quantità di ^{56}Ni generata durante l'esplosione.

[Kozyreva et al., 2014a] operano un confronto con altri modelli di supergiganti rosse. Tutte sono caratterizzate da una fase di plateau di $\sim 100dd$, la cui durata diminuisce al diminuire della quantità di idrogeno nell'*envelope*, e i progenitori più massicci producono supernovae con curve di luce più ampie e luminose, poiché producono quantità maggiori di ^{56}Ni . Il plateau è caratteristico delle SNe IIP, sebbene sia in questo caso più luminoso e più duraturo della media di queste, $\sim 115dd$ contro i $\sim 20dd$ medi.

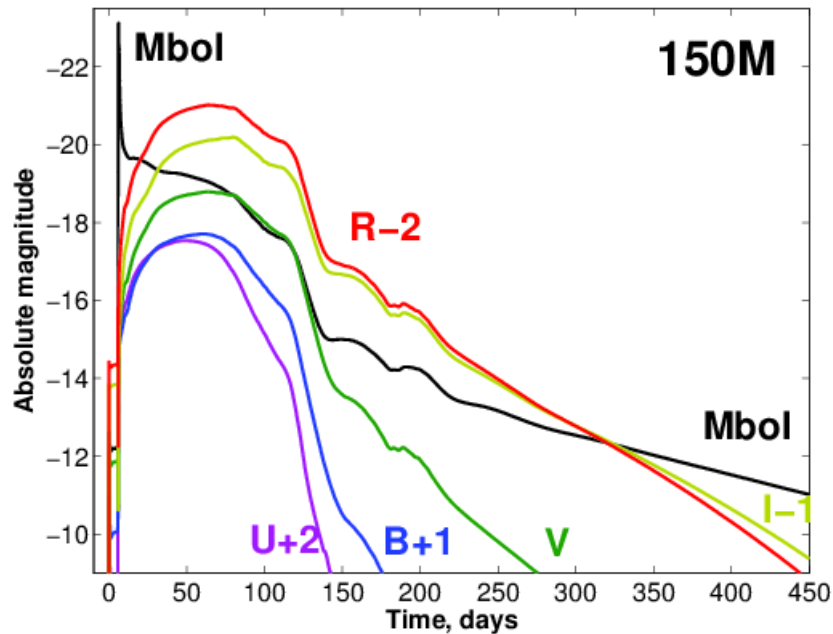


Figura 2.5: Sono rappresentate la curva bolometrica e quelle nelle bande U,B,V,I,R, traslate rispettivamente di +2,+1,0,-1 e -2, per il modello da $150M_{\odot}$. [Figura tratta da Kozyreva et al. [2014a]]

È possibile confrontare la curva di luce teorica con alcune supernovae e SLSNe osservate, i due metri di confronto qui usati sono la magnitudine assoluta in banda V del plateau e la velocità fotosferica.

In Fig.2.6 sono rappresentati i primi 170 giorni della curva di luce del modello in banda V a confronto con i plateau di quattro note SNe: vi è un buon accordo con la maggior parte delle SNe IIP di confronto. Il plateau del modello varia di 1-2 magnitudini, per valori compatibili con quelli osservati, e le masse (M_{\odot}) di nickel stimate dalla curva sembrano confrontabili: 0.04 per il modello, 0.058 per 1999em, 0.075 per 1992H, ad eccezione di 1992am, per cui si stimano $0.36M_{\odot}$.

Il modello e le SNe IIP si distinguono però significativamente per i raggi dei progenitori, $3394R_{\odot}$ e $1000R_{\odot}$ rispettivamente; queste differenze comportano una diversa durata dello

shock breakout, maggiore per il progenitore più grande, ed una diversa temperatura di colore, maggiore per il progenitore più piccolo ($T_{col} \propto R^{-1/2}$).

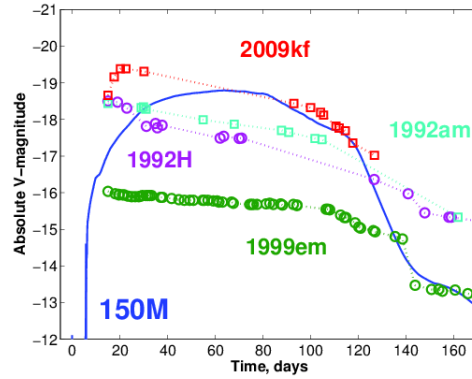


Figura 2.6: Confronto tra i plateau in banda V di alcune SNe IIP, 1992am (ciano), 1992H (viola), 1999em (verde) e 2009kf (rosso), con il nostro modello.[Figura tratta da Kozyreva et al. [2014a]]

Il secondo metro di confronto è la velocità fotosferica, la Fig.2.7 mostra che, rispetto a quella delle SNe IIP, prima la velocità delle $150M_{\odot}$ è sensibilmente inferiore, dal momento che gran parte dell'energia è impiegata per la ionizzazione dell'idrogeno superficiale, mentre nella parte lineare le due sono confrontabili.

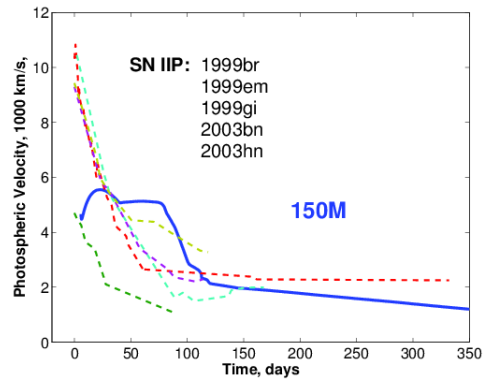


Figura 2.7: Velocità fotosferica del modello (blu) a confronto con dati osservativi di altre SNe IIP (Jones 2008). Il punto zero dei dati è l'istante di inizio delle osservazioni.[Figura tratta da Kozyreva et al. [2014a]]

Modello da $250M_{\odot}$

In Fig.2.8, costruita come Fig.2.5, si osserva che la curva teorica, sia bolometrica che nelle cinque bande, non ha lo stesso andamento monotono di prima: dopo il rapido crollo della luminosità, a seguito del raffreddamento adiabatico, si ha una ricrescita dovuta alla combinazione del decadimento di ^{56}Co e ^{56}Ni e della recessione della fotosfera, che cade sotto l'*envelope* di idrogeno dopo 175dd. Dopo il secondo picco a 220dd la luminosità è unicamente sostenuta dal decadimento radioattivo del cobalto.

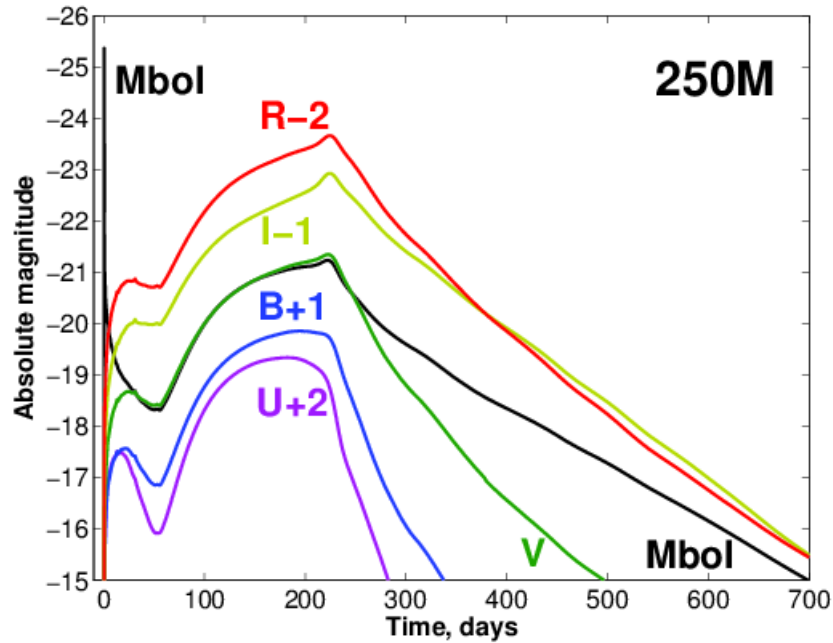


Figura 2.8: Sono rappresentate la curve bolometrica e quelle nelle bande U,B,V,I,R, traslate rispettivamente di +2,+1,0,-1 e -2, per il modello da $250M_{\odot}$. [Figura tratta da Kozyreva et al. [2014a]]

Dal confronto delle luminosità bolometriche, proposto in Fig.2.9, emerge una somiglianza dopo il secondo massimo tra il modello ed una SN Ic molto luminosa, perciò se il modello venisse osservato a partire da quel punto non se ne distinguerebbe; in realtà si osserva una differenza nella velocità con cui il massimo è raggiunto: fino a 200dd per il modello contro i $\sim 40dd$ impiegati dalle SNe Ic.

Il modello presenta un ottimo accordo con SN 2007bi, che al picco raggiunge -21.6 magnitudini e che presenta, per estrapolazione dalla curva di luce, una quantità di nickel maggiore di $3M_{\odot}$, incompatibile con le produzioni di CCSNe e SNe Ia.

Lo stesso si conclude anche da Fig.2.10, ove si osserva che, escludendo SN 2007bi, la velocità fotosferica relativa alle $250M_{\odot}$ attorno al picco di luminosità (secondo massimo) è sensibilmente inferiore a quella relativa alle SNe Ic, a causa di una maggiore perdita di massa da parte del modello di riferimento.

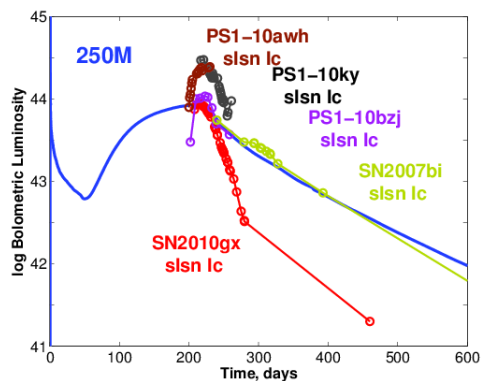


Figura 2.9: Confronto tra le curve bolometriche del modello e di altre SLSNe Ic note: SN2010gx (rosso, Inserra et al. 2013), PS1-10awh e PS1-10ky (marrone e nero, Chomiuk et al.2011), PS1-10bjz (viola, Lunnan et al.2013) e SN2007bi (giallo, Young et al. 2010). Le curve delle supernovae osservate sono state traslate di 200 giorni di modo che il loro picco corrispondesse al massimo del modello. [Figura tratta da Kozyreva et al. [2014a]]

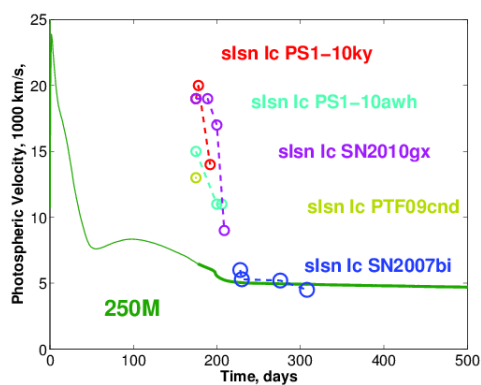


Figura 2.10: Velocità fotosferiche del modello a confronto con quelle di altre SLSNe Ic note. I dati osservativi sono traslati alla fase di massimo della curva teorica.[Figura tratta da Kozyreva et al. [2014a]]

Capitolo 3

Conclusioni

Dai modelli di Woosley et al. [2002] si hanno quindi i domini rappresentati schematicamente in figura.

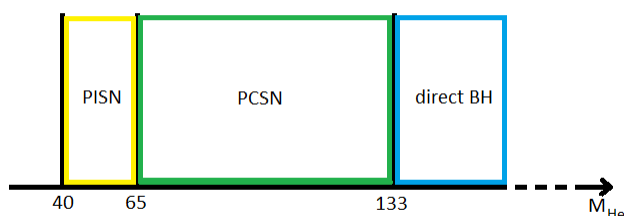


Figura 3.1: Scema dei domini dei *final fates* in funzione della massa del nucleo di elio alla fine del bruciamento di idrogeno.

Si è visto il ruolo importante del *mass loss* nel determinare gli stadi evolutivi finali, ove l'entità di questo è in particolare legata alla metallicità e alla velocità di rotazione della stella.

Sono stati discussi due modelli, uno di $150M_{\odot}$ e l'altro da $250M_{\odot}$, entrambi progenitori di PCSNe: evolvono sperimentando la *pair instability*, collassando, bruciando ossigeno e silicio in maniera esplosiva ed esplodendo infine, arricchendo efficientemente il mezzo interstellare.

Per metallicità sufficientemente basse ($Z \lesssim Z_{\odot}/3$) le PCSNe sono infatti la principale fonte di arricchimento chimico, mentre per metallicità superiori l'arricchimento delle CC-SNe sarà quello dominante.

Per entrambi i modelli si manifesta l'*even-odd effect*; per il primo modello la produzione di elementi più pesanti del silicio è ridotta per via delle ridotte dimensioni del Si-core effettivamente bruciato rispetto al secondo, per cui il nickel prodotto è decisamente più massiccio

e più rilevante per la curva di luce.

Dal confronto tra le curve di luce si conclude poi che mentre il primo modello non presenta variazioni significative, a livello fotometrico, da una SN IIP molto brillante, il modello da $250M_{\odot}$ invece si distingue molto dalle tipiche SNe conosciute, presentando velocità fotosferiche molto inferiori rispetto a queste. I dati elaborati per SN2007 bi risultano in particolar modo in accordo con questo modello.

Per concludere, in Fig.3.2 [Slemer et al., in prep.] sono rappresentati quattro grafici aventi in ascissa la massa iniziale M_{in} e in ordinata la massa del *remnant* M_{rem} per diverse metallicità: $Z = 0.0001$, $Z = 0.004$, $Z = 0.006$ e $Z = Z_{\odot} = 0.02$.

Ci si limita qui ad una discussione per oggetti molto massicci.

Si osserva quanto precedentemente discusso: il range di stelle molto massicce in grado di produrre PCSNe, PISNe o BHs diminuisce all'aumentare della metallicità e la massa iniziale minima aumenta con Z. In accordo con Langer et al. [2007] per $Z=0.006$ compaiono ancora PISNe e PCSNe; nell'Universo locale possono avvenire meccanismi di *pair instability*.

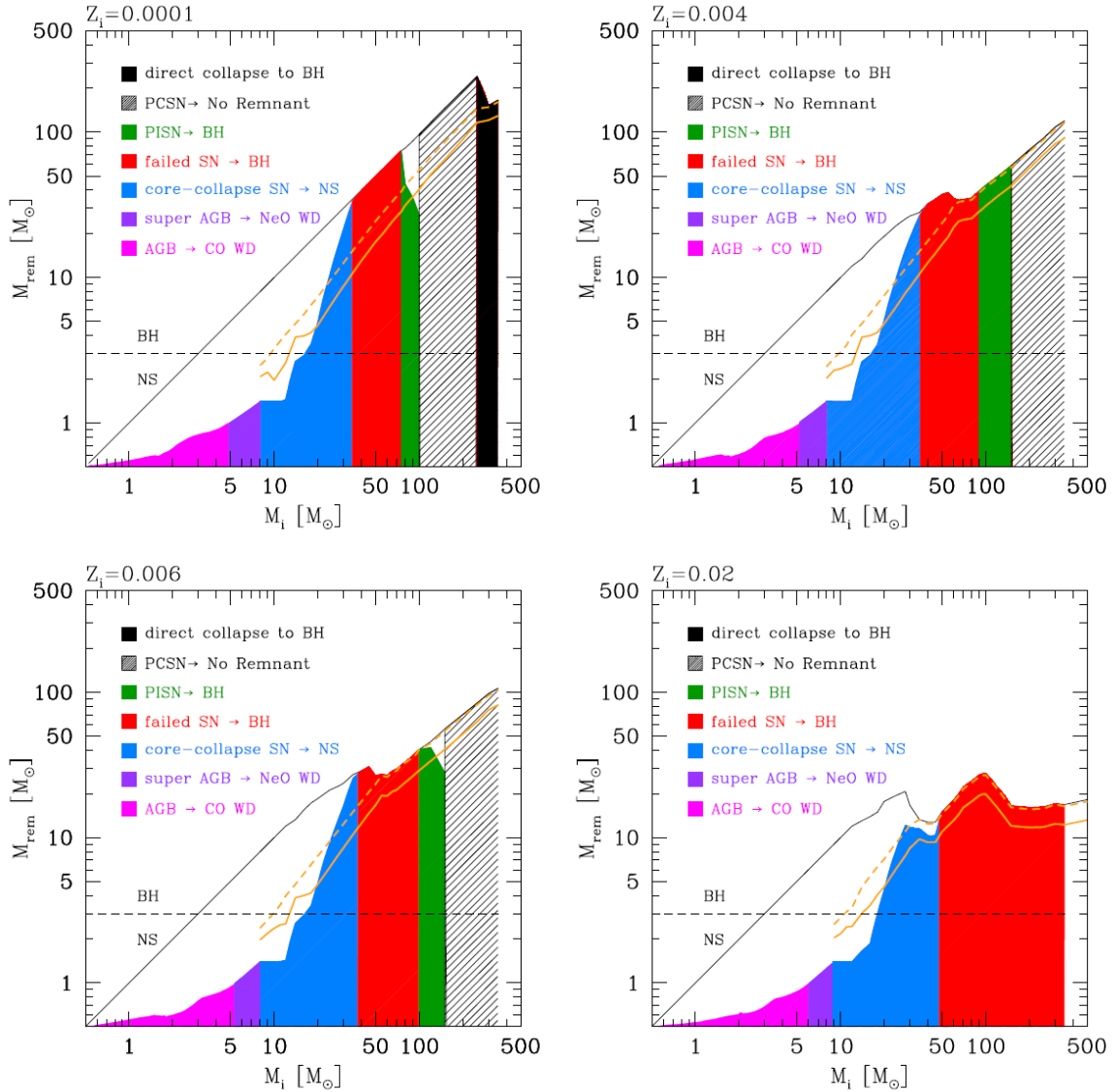


Figura 3.2: M_{rem} e *final fates* in funzione di M_{in} e di Z ; la linea nera continua rappresenta la massa della pre-SN per le stelle massicce, quella tratteggiata separa i domini di stelle a neutroni (NS) e buchi neri (BH), la linea arancione continua indica la massa del C-O *core* mentre quella tratteggiata M_{He} . [Figura tratta da Slemmer et al. [in prep.]]

Bibliografia

- P. A. Crowther, O. Schnurr, R. Hirschi, N. Yusof, R. J. Parker, S. P. Goodwin, and H. A. Kassim. The R136 star cluster hosts several stars whose individual masses greatly exceed the accepted $150M_{\text{solar}}$ stellar mass limit. , 408:731–751, October 2010. doi: 10.1111/j.1365-2966.2010.17167.x.
- A. Heger and S. E. Woosley. The Nucleosynthetic Signature of Population III. , 567: 532–543, March 2002. doi: 10.1086/338487.
- A. Kozyreva. Pair instability supernovae: Evolution, explosion, nucleosynthesis, 2014.
- A. Kozyreva, S. Blinnikov, N. Langer, and S.-C. Yoon. Observational properties of low-redshift pair instability supernovae. , 565:A70, May 2014a. doi: 10.1051/0004-6361/201423447.
- A. Kozyreva, S.-C. Yoon, and N. Langer. Explosion and nucleosynthesis of low-redshift pair-instability supernovae. , 566:A146, June 2014b. doi: 10.1051/0004-6361/201423641.
- N. Langer, C. A. Norman, A. de Koter, J. S. Vink, M. Cantiello, and S.-C. Yoon. Pair creation supernovae at low and high redshift. , 475:L19–L23, November 2007. doi: 10.1051/0004-6361:20078482.
- P. Marigo. Theoretical Astrophysics. Lecture notes., 2015.
- A. Slemer, P. Marigo, A. Bressan, and M. Spera. Investigating chemical enrichment scenarios from massive stars. in prep.
- J. Tang, A. Bressan, P. Rosenfield, A. Slemer, P. Marigo, L. Girardi, and L. Bianchi. New PARSEC evolutionary tracks of massive stars at low metallicity: testing canonical stellar evolution in nearby star-forming dwarf galaxies. , 445:4287–4305, December 2014. doi: 10.1093/mnras/stu2029.
- S. E. Woosley, A. Heger, and T. A. Weaver. The evolution and explosion of massive stars. *Reviews of Modern Physics*, 74:1015–1071, November 2002. doi: 10.1103/RevModPhys.74.1015.