



# UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Astronomia

Tesi di Laurea

## Nucleosintesi esplosiva nelle supernovae di tipo core-collapse

Relatrice

Prof. Paola Marigo

Laureanda

Gaia Volpi

Anno Accademico 2022/2023



# Indice

<b>1</b>	<b>Evoluzione idrostatica di stelle massicce</b>	<b>1</b>
1.1	Stelle massicce: caratteri distintivi	1
1.1.1	Interazione tra evoluzione chimica e proprietà fisiche	2
1.2	Nucleosintesi idrostatica	3
1.2.1	Fusione dell'idrogeno	3
1.2.2	Fusione dell'elio	3
1.3	Evoluzione avanzata di stelle massicce	4
1.3.1	Fusione del carbonio	5
1.3.2	Fusione del neon	5
1.3.3	Fusione dell'ossigeno	5
1.3.4	Fusione del silicio	6
1.4	Struttura di presupernova	7
<b>2</b>	<b>Fisica dell'esplosione</b>	<b>9</b>
2.1	Il collasso del nucleo di ferro	9
2.2	Formazione dell'onda d'urto	9
2.2.1	Ruolo del neutrini	10
<b>3</b>	<b>Nucleosintesi esplosiva</b>	<b>13</b>
3.1	Introduzione e condizioni necessarie	13
3.2	Processi esplosivi	14
3.2.1	Fusione esplosiva di silicio e ossigeno	14
3.2.2	Fusione esplosiva di neon e carbonio	15
3.2.3	Il processo p	15
3.2.4	Il processo $\nu$	16
3.2.5	Il processo r	17
3.2.6	Il processo $\nu$ -p	18
3.3	Composizione chimica del materiale espulso	19
3.3.1	Conclusioni	20



# Sommario

Le stelle massicce che attraversano tutti gli stadi di fusione nucleare in equilibrio termodinamico ed esplodono infine come *core-collapse supernovae* rivestono un ruolo fondamentale nell'evoluzione dell'universo. Durante la loro evoluzione idrostatica e successiva esplosione sintetizzano infatti molti isotopi di essenziale importanza.

Nel Capitolo 1 "Evoluzione idrostatica di stelle massicce" è presente una panoramica dell'evoluzione di stelle massicce dalla sequenza principale allo stadio di presupernova. Sono trattati i vari processi di fusione nucleare idrostatica e i nuclei da questi prodotti. Ci si sofferma brevemente anche sullo spostamento di tali stelle all'interno del diagramma H-R (*Hertzsprung-Russell diagram*). Il capitolo si conclude con una descrizione sommaria della struttura di presupernova, fondamentale per lo studio dei successivi processi di fusione nucleare esplosiva.

Nel Capitolo 2 "Fisica dell'esplosione" viene affrontato il meccanismo alla base dell'esplosione di supernova. Si identificano le più probabili cause del collasso stellare: catture elettroniche su nuclei e protoni liberi e fotodisintegrazione di nuclei pesanti. Viene successivamente discussa la formazione dell'onda d'urto e il ruolo chiave che i neutrini assumono in questa fase, sebbene modelli attuali non riescano ancora a descrivere adeguatamente tale meccanismo.

Nel Capitolo 3 "Nucleosintesi esplosiva" vengono inizialmente trattati i processi di fusione nucleare esplosiva di silicio, ossigeno, neon e carbonio che interessano la stella al passaggio dell'onda d'urto al suo interno. Ci si sofferma sul raggiungimento o meno di una condizione di equilibrio nucleare statistico nelle varie regioni interessate da tali processi e sui conseguenti nuclei prodotti. Viene poi posta attenzione su altre reazioni caratteristiche di tale fase: il processo p,  $\nu$ , r e  $\nu$ -p. Di ciascun processo viene presentata una descrizione fisica, gli elementi prodotti e i possibili siti in cui possa verificarsi. In particolar modo viene presentato il *neutrino-driven wind* come possibile sito per i processi  $\nu$ -p e r. Il capitolo si conclude con la descrizione della composizione chimica del materiale espulso e un suo confronto con le abbondanze solari. Si sottolinea come una serie di fattori tra cui i modelli adottati per la descrizione dell'esplosione portino ad una differente nucleosintesi.



# Capitolo 1

## Evoluzione idrostatica di stelle massicce

### 1.1 Stelle massicce: caratteri distintivi

Le stelle sono oggetti auto-gravitanti costituiti da plasma in equilibrio idrostatico e caratterizzati da perdita di energia dalla superficie, sotto forma di fotoni, o dal centro, sotto forma di neutrini. Tale equilibrio è garantito dal bilanciamento tra il gradiente di pressione e la forza di gravità in ogni strato della stella. Una naturale conseguenza dell'equilibrio idrostatico è descritta dal teorema del viriale, il quale garantisce una forte interconnessione tra energia interna e gravitazionale, permettendo così la predizione e interpretazione degli stadi evolutivi di tali oggetti. Una stella che si contrae quasi-staticamente deve necessariamente aumentare la propria energia interna e dunque scaldarsi.

Se non si è in presenza di reazioni nucleari all'interno della stella, la perdita di energia dalla superficie porta inevitabilmente a una contrazione e, come dettato dal teorema del viriale, a un aumento della temperatura centrale. Questo procedimento continua fino a quando la temperatura raggiunge il valore necessario per l'innesco delle reazioni di bruciamento termonucleare: l'energia prodotta da tali reazioni provoca un momentaneo blocco della contrazione. Quando il combustibile termina, la contrazione gravitazionale è destinata a continuare, così come l'innalzamento della temperatura centrale fino al raggiungimento del valore ottimale per l'inizio del bruciamento successivo.

Combinando le equazioni dell'equilibrio idrostatico e della conservazione della massa e assumendo un'equazione di stato di gas ideale, l'evoluzione temporale della temperatura centrale può essere stimata da  $T_c = \frac{CG}{R} \mu M^{\frac{2}{3}} \rho_c^{\frac{1}{3}}$ . Questo implica che una stella di massa  $M$  e composizione costante, in cui la generazione di energia e la perdita di neutrini sono trascurabili, supportata da una pressione di gas ideale, aumenterà la sua temperatura centrale in seguito a una contrazione seguendo la relazione  $T_c \propto \rho_c^{\frac{1}{3}}$ . Questa relazione sarà valida fino a quando una delle precedenti assunzioni non perda validità, per esempio con l'innesco di bruciamenti nucleari o l'insorgenza di degenerazione.

Nel piano  $\log T - \log \rho$  riportato in *Figura 1.1* stelle di diversa massa descrivono rette di pendenza  $\frac{1}{3}$  a basse densità. Per una stella con  $M < M_{Ch}$  che si contrae quasi-staticamente, la temperatura centrale segue la dipendenza appena descritta fino a quando gli elettroni diventano degeneri, successivamente la stella si raffredda e sono gli stessi elettroni degeneri a garantire la pressione. Stelle con  $M > 8M_{\odot}$ , al contrario, non incontrano mai una situazione di degenerazione nel nucleo e di conseguenza raggiungono temperature sempre superiori che permettono di affrontare i processi di fusione nucleare di elementi sempre più pesanti, ovvero la fusione di H, He, C, Ne, O e Si, sino alla formazione di un nucleo di ferro. Quest'ultimo diventerà infine dinamicamente instabile e, in base alla struttura fisica, la stella potrà esplodere come una core collapse-supernova.

L'evoluzione di stelle massicce è caratterizzata da una forte perdita di neutrini poiché per temperature superiori ai  $5 \times 10^8$  K l'emissione di tali particelle per produzione di coppia risulta essere molto efficiente. A tali temperature infatti, fotoni molto energetici possono generare una coppia elettrone-positrone che in breve tempo si ricombina portando alla produzione di due fotoni. Una volta ogni  $\sim 10^{19}$  casi però, l'annichilazione produce una coppia neutrino-antineutrino che porta ad una piccola perdita dell'equilibrio. Dato che nelle condizioni fisiche tipiche di queste fasi l'opacità per i neutrini risulta essere decisamente bassa, quest'ultimi fuoriescono dalla stella senza interagire con la materia, costituendo così un meccanismo

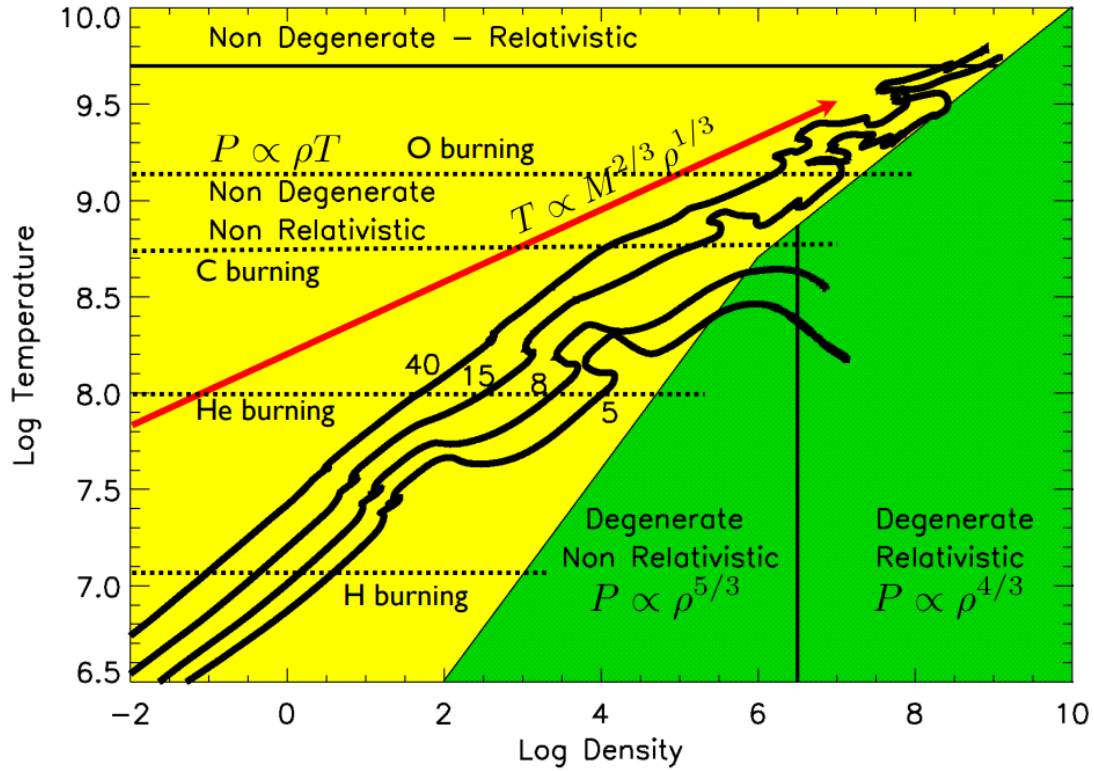


Figura 1.1: Piano  $\log T$ - $\log \rho$  suddiviso in zone in base alle equazioni di stato ivi dominanti. Le linee nere descrivono le evoluzioni di stelle di diversa massa in tale piano (Limongi, Chiaffi e Roberti).

di perdita di energia molto efficiente. Da questo punto in poi la luminosità  $L_\nu$  generata dai neutrini eccede di molto quella  $L_\gamma$  irradiata dalla superficie. Questo risulta in un forte aumento della luminosità totale ( $L = L_\gamma + L_\nu$ , con  $L_\nu \gg L_\gamma$ ) e una drastica accelerazione dell'evoluzione stellare.

### 1.1.1 Interazione tra evoluzione chimica e proprietà fisiche

L'evoluzione e la struttura di una stella caratterizzata da simmetria sferica e coordinate Lagrangiane sono tipicamente descritte da un set di 4 equazioni differenziali riguardanti la struttura della stella, combinate con  $N$  equazioni differenziali (con  $N$  numero di isotopi inclusi nel network) riguardanti l'evoluzione chimica della stessa. Queste sono riportate in *equazione (1.1)*, *equazione (1.2)*, *equazione (1.3)*, *equazione (1.4)* ed *equazione (1.5)*.

$$\frac{\partial r}{\partial m} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho(P, T, Y_i)} \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial P}{\partial m} = -\frac{Gm}{a\pi r^4} - \frac{1}{4\pi r^2} \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial l}{\partial m} = \epsilon_{nuc}(P, T, Y_i) - \epsilon_\nu(P, T, Y_i) + \epsilon_{grav}(P, T, Y_i) \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial m} = -\frac{Gm}{4\pi r^4} \frac{T}{P} \nabla(P, T, Y_i) \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial Y_i}{\partial t} = \frac{A_i m_u}{\rho} \left( -\sum_j (1 + \delta_{ij}) r_{ij} + \sum_{k,l} r_{kl,i} \right) \quad i = 1, \dots, N \quad (1.5)$$

Per la fusione di idrogeno ed elio questi due sistemi possono essere risolti in due passaggi separati in quanto le quantità in gioco mostrano solo una lieve dipendenza dalla composizione chimica. Questa non risulta essere più una corretta approssimazione per i bruciamenti successivi, in particolare in quanto il tasso di creazione nucleare  $\epsilon_{nuc}$  ha una forte dipendenza dalla temperatura, densità e composizione chimica. Le equazioni devono dunque essere risolte simultaneamente, il che richiede un notevole utilizzo di risorse computazionali.



## 1.2 Nucleosintesi idrostatica

Il network di reazioni necessario a descrivere la sequenza delle fusioni nucleari avanzate deve essere molto ampio. Tali reazioni infatti sono caratterizzate dal rilascio di particelle leggere ( $p$ ,  $n$ ,  $\alpha$ ) che nelle condizioni fisiche di queste fasi vengono catturate da quasi tutti i nuclei. Deve quindi includere molti isotopi e reazioni nucleari tra cui interazioni forti riguardanti un singolo neutrone, protone o particella  $\alpha$  e interazioni deboli come la cattura elettronica e il decadimento  $\beta$ .

La forte dipendenza del tasso di generazione nucleare  $\epsilon_{ij}$  dalla temperatura implica che le diverse reazioni di fusione nucleare che interessano le stelle massicce avvengano in cicli distinti, separati da una sostanziale differenza di temperatura. In seguito a ciascun episodio di contrazione, infatti, la stella è soggetta a un particolare stadio di fusione termonucleare. Questo può avvenire nel centro o in una shell e utilizza i prodotti del bruciamento precedente come combustibile.

Dalla *equazione (1.5)* è evidente notare come una specifica trattazione delle abbondanze dei diversi isotopi prodotti dalle reazioni prese in esame, renderebbe necessario considerare un ampio network di reazioni. Il fatto che i differenti bruciamenti avvengano in cicli distinti e che in realtà solo alcune delle reazioni che li costituiscono risultano essere effettivamente cruciali alla produzione di energia o alla variazione della composizione complessiva, permette un'importante semplificazione della trattazione.

### 1.2.1 Fusione dell'idrogeno

Nella fase di sequenza principale la grande perdita di energia dalla superficie stellare è compensata dalla produzione di energia da parte dei processi di fusione dell'idrogeno che interessano il centro della stella.

In stelle massicce questa reazione si innesca a temperature dell'ordine di  $4-6 \cdot 10^7$  K ed è alimentata dal ciclo CNO, una sequenza di reazioni che porta alla fusione di quattro nuclei di  $^1\text{H}$  in un nucleo di  $^4\text{He}$ . Tale ciclo inizia con una prima cattura protonica da parte di un nucleo di  $^{12}\text{C}$ , il quale viene riprodotto dopo le prime sei reazioni (ciclo primario o CN) agendo dunque come catalizzatore. Si ha però una piccola probabilità che si inneschi un ciclo secondario a partire da una reazione del primario, questo coinvolge un nucleo di  $^{16}\text{O}$  presente nel plasma stellare e porta ugualmente alla produzione di un nucleo di  $^4\text{He}$ . L'energia rilasciata da tale processo dipende dalla composizione iniziale, ma per una composizione del 70% e sottraendo la porzione rilasciata dai neutrini corrisponde a  $4.22 \times 10^{18}$  erg/g. Per temperature abbastanza elevate ( $T_7 \geq 1.5$ ) gli atomi interessati raggiungono uno stadio di equilibrio, dove il tasso di produzione e di consumo per ciascun nucleo coincide.

La forte dipendenza dalla temperatura del tasso di generazione di energia  $\epsilon_{CNO} \propto T^{18}$  implica la produzione di un grande flusso di energia con la conseguente formazione di un nucleo convettivo caratterizzato da una composizione pressoché omogenea. Durante la fusione dell'idrogeno nel nucleo, le stelle massicce sono soggette ad un aumento della luminosità, a causa dell'incremento del peso molecolare medio, e ad una progressiva diminuzione della temperatura effettiva. *Figura 1.2* mostra le tracce evolutive di stelle di diversa massa nel diagramma Hertzsprung-Russell.

Verso la fine della fase di sequenza principale, quando la frazione di massa centrale dell'idrogeno raggiunge valori inferiori a  $10^{-7}$ , la stella perde più energia di quanta ne produce e subisce una complessiva contrazione gravitazionale. In seguito a ciò, il margine del precedente nucleo convettivo raggiunge una temperatura tale da permettere l'innescamento della fusione dell'idrogeno in una shell attorno ad esso. La perdita di massa risulta essere molto efficiente durante questa fase e se arriva a esporre in superficie zone parzialmente modificate dal bruciamento dell'idrogeno, la stella diventa una Wolf-Rayet (WR) ed è soggetta a un importante aumento della temperatura effettiva.

### 1.2.2 Fusione dell'elio

L'innescamento del bruciamento nucleare di idrogeno in una shell attorno al nucleo di elio, porta a un continuo aumento in massa di quest'ultimo. Contemporaneamente, esso subisce una contrazione e un conseguente aumento della temperatura centrale fino al raggiungimento di valori ( $T_c \sim 10^8$  K) tali da permettere l'innescamento dei processi di fusione dell'elio in modo termicamente stabile data l'assenza di degenerazione. Durante questa fase le stelle sono soggette a uno spostamento verso il lato rosso del diagramma H-R, a luminosità costante (*Figura 1.2*). A causa della forte sensibilità alla temperatura delle reazioni di fusione di  $^4\text{He}$ , la produzione di energia è fortemente concentrata verso il centro, portando dunque alla formazione di un nucleo convettivo.

La prima e fondamentale reazione è la formazione di  $^{12}\text{C}$  a partire da quattro nuclei di  $^4\text{He}$ , chiamata tripla reazione alpha. Una volta che si ha una sufficiente abbondanza di  $^{12}\text{C}$  possono avvenire successive

catture  $\alpha$  tra cui  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ . La conoscenza del tasso di reazione di quest'ultima è di fondamentale importanza per lo studio delle fasi successive. Tale reazione infatti determina il rapporto tra  $^{12}\text{C}$  e  $^{16}\text{O}$  al termine della fusione dell'elio, il quale influenza fortemente i successivi episodi di fusione e la struttura di presupernova.

La fusione nucleare di elio inizia quando la stella è ancora una supergigante blu (BSG) o è diventata una supergigante rossa (RSG) sulla base di una serie di fattori come massa, metallicità e velocità di rotazione iniziali. A metallicità solari tutte le stelle iniziano tali reazioni come RSGs e sono soggette a una diminuzione della temperatura tale da rendere fortemente efficiente la perdita di massa dovuta a venti spinti dalle polveri. Se la stella entra in questa fase in stadi inoltrati del bruciamento centrale di elio, sarà permessa solo una piccola perdita di massa ed essa rimarrà una RSGs durante la successiva evoluzione. Se invece ciò avviene in stadi iniziali del bruciamento centrale di elio, la stella perderà una grande quantità di massa portando alla formazione di una WRs. A metallicità inferiori di quella solare, stelle non rotanti nell'intervallo di massa  $13\text{-}120M_{\odot}$  rimangono BSGs, mentre l'introduzione di rotazione porta in questa classe a un aumento del numero di RSGs e WRs.

Nel nucleo centrale, il bruciamento di  $^4\text{He}$  termina quando quest'ultimo è completamente processato in  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  e  $^{20}\text{Ne}$ . In seguito la fusione continua in una shell concentrica attorno al nucleo esausto, portando all'aumento in massa del nucleo di C-O e alla sua contrazione.

Il processo s, un processo di nucleosintesi basato sulla cattura di neutroni lenti, si suddivide in due diverse tipologie. Quella caratterizzata da temperature ( $T \sim 3 \times 10^8$ ) e densità neutroniche più deboli si verifica prevalentemente durante la fase in cui il nucleo stellare è soggetto a fusione dell'elio ed è responsabile della sintesi negli interni stellari di isotopi fino a  $A \approx 88$ . Il processo s debole può avvenire grazie alla produzione di neutroni da parte della reazione  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ , in cui  $^{22}\text{Ne}$  deriva da due successive catture  $\alpha$  di  $^{14}\text{Ne}$  prodotto dal ciclo CNO.

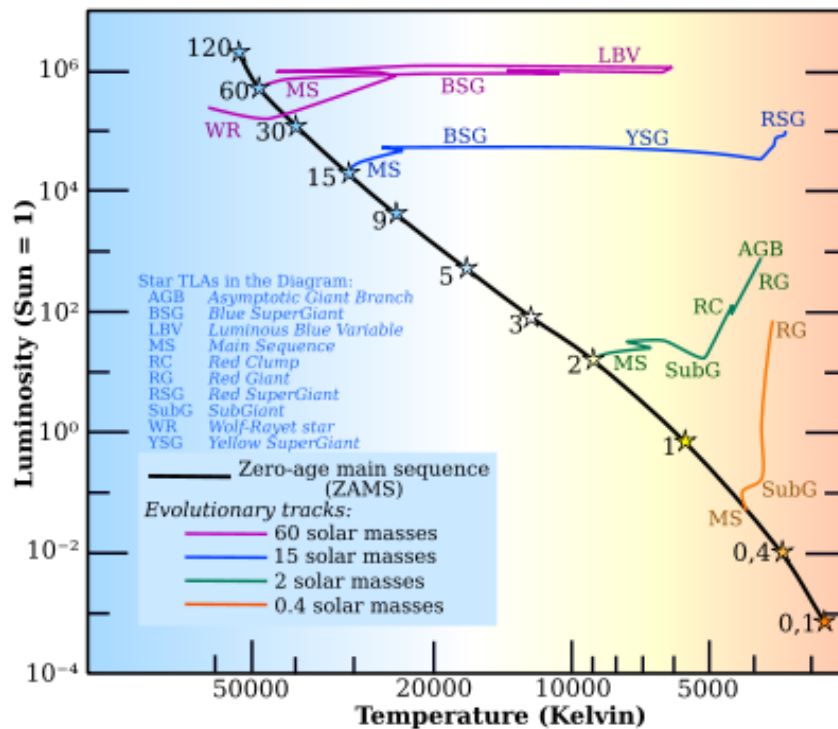


Figura 1.2: Percorso evolutivo di stelle di diversa massa nel diagramma H-R.

### 1.3 Evoluzione avanzata di stelle massicce

Se la massa del nucleo di carbonio e ossigeno supera quella minima ( $M_{CO} > 1.06M_{\odot}$ ) necessaria per l'innesco della fusione stabile del carbonio, l'evoluzione successiva del nucleo della stella massiccia è caratterizzata da un alternarsi di cicli di fusioni nucleari e successive contrazioni, sino alla formazione di un nucleo inerte di ferro. Ogni qualvolta si ha l'esaurimento di un determinato combustibile nel nucleo, la fusione di quest'ultimo si trasferisce in una shell concentrica dove tale elemento è ancora presente.

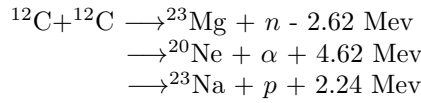
Come discusso in *Sezione 1.1*, quando la temperatura supera i  $\sim 5 \times 10^8$  K il maggior contributo nel bilanciare l'energia prodotta dalle fusioni nucleari e dalla contrazione gravitazionale è dato dalla perdita di energia causata dai neutrini, dunque  $L_\nu \gg L_\gamma$ . I quattro cicli di fusioni nucleari di questa fase sono caratterizzati, come riscontrabile in *Equazione (1.6)*, da tempi di vita  $\tau_{nuc}$  inferiori rispetto a quelli precedenti, proprio a causa del contributo dei neutrini.

$$\tau_{nuc} = \frac{E_{nuc}}{L_{nuc}} \approx \frac{E_{nuc}}{L_{nuc}} \ll \frac{E_{nuc}}{L} \quad (1.6)$$

A causa della forte dipendenza del tasso di generazione di energia dalla temperatura, ciascun episodio di fusione dei diversi nuclei avviene a una temperatura ben distinta.

### 1.3.1 Fusione del carbonio

Quando la temperatura raggiunge valori di  $\sim 5 - 8 \times 10^8$  K si innescano processi di fusione del carbonio. La reazione principale è la fusione di due nuclei di  $^{12}\text{C}$  con la conseguente formazione di un nucleo eccitato di  $^{24}\text{Mg}$ , il quale decade secondo diversi canali, tra cui:

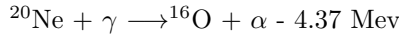


La liberazione di neutroni, particelle  $\alpha$  e protoni in grado di reagire con i numerosi nuclei pesanti derivanti dai precedenti processi di fusione e dalla stessa formazione stellare, implica un elevato numero di possibili reazioni. I principali nuclei prodotti sono  $^{20,21,22}\text{Ne}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{24,25,26}\text{Mg}$  e  $^{27}\text{Al}$  (Arnett and Thielemann, 1985).

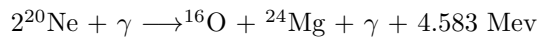
Stelle con massa fino a  $20M_\odot$  presentano un nucleo convettivo, al contrario per stelle più massicce l'azione dei neutrini e l'inferiore abbondanza di  $^{12}\text{C}$  portano alla formazione di un nucleo radiativo. La durata media di questa fase è dell'ordine di  $10^3$  anni.

### 1.3.2 Fusione del neon

Quando il nucleo di O-Ne raggiunge una temperatura di  $T_9 \sim 1.5$  è interessato dalla fotodisintegrazione del neon:



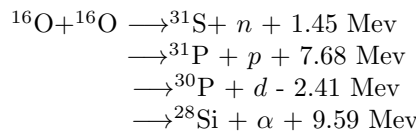
La particella  $\alpha$  prodotta reagisce inizialmente con  $^{16}\text{O}$  per riprodurre  $^{20}\text{Ne}$ , quando però questa reazione raggiunge l'equilibrio si riunisce al neon producendo  $^{24}\text{Mg}$ . Il risultato complessivo sarà dato dalla seguente reazione:



Per ottenere una stima della composizione finale del nucleo stellare al termine della fusione del neon, è necessario il trattamento di un elevato numero di reazioni secondarie tramite l'utilizzo di un ampio network di reazioni.

### 1.3.3 Fusione dell'ossigeno

A temperature dell'ordine di  $T_9 \sim 2.0$  si innesca il bruciamento dell'ossigeno che, in tali condizioni, risulta essere favorito rispetto alla sua fotodisintegrazione. La fusione di due nuclei di  $^{16}\text{O}$  porta alla formazione di un nucleo instabile di  $^{32}\text{Si}$  che può decadere secondo diversi canali, tra cui:



Considerando anche reazioni secondarie, tra i prodotti principali della fusione dell'ossigeno si hanno  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32,33,34}\text{S}$ ,  $^{36,38}\text{Ar}$  e  $^{40,42}\text{Ca}$  (Heger, Woosley, Rauscher e Hoffman, 2002). Questi nuclei, assieme a  $^{28}\text{Si}$  e  $^{32}\text{S}$  costituiscono circa il 90% della composizione finale. Verso la fine di questa fase si vengono a creare dei *cluster*, gruppi isolati di nuclei associati da forza forte ed elettromagnetica. Con l'aumento della temperatura gruppi più piccoli si uniscono a formarne di più grandi e al termine della fusione dell'ossigeno si hanno due cluster in equilibrio composti rispettivamente da isotopi con  $24 \leq A \leq 46$  e da isotopi più pesanti.

### 1.3.4 Fusione del silicio

Una volta terminata la fusione dell'ossigeno, il silicio è soggetto alla seguente catena di reazioni di fotodisintegrazione  $^{28}\text{Si}(\gamma, \alpha)^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha)^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha)^{16}\text{O}(\gamma, \alpha)^{12}\text{C}(\gamma, 2\alpha)^4\text{He}$ . Le particelle  $\alpha$  e neutroni rilasciati da tale sequenza si aggiungono al *cluster* descritto in *sezione 1.3.3*, modificandone la composizione e portando a un aumento del peso molecolare medio. Se l'eccesso di neutroni fosse molto piccolo il prodotto principale della fusione di silicio sarebbe  $^{56}\text{Ni}$ , tuttavia le interazioni deboli durante questo processo portano a un progressivo aumento della neutronizzazione. Gli isotopi più abbondanti risultano quindi essere  $^{54}\text{Fe}$  e  $^{56}\text{Fe}$ .

Poiché gran parte di tali reazioni risultano essere in equilibrio tra loro, questo stadio è caratterizzato da uno stato di equilibrio nucleare statistico (NSE). Le reali abbondanze chimiche devono essere ottenute però combinando la presenza di un grande *quasiequilibrium cluster* con un ampio network di reazioni, in modo da poter ottenere le evoluzioni delle specie più leggere del magnesio che non si trovano in una condizione di equilibrio. Proprio per tale motivo la fusione del silicio è la fase più complessa e laboriosa da studiare con modelli computazionali. Come nelle fasi precedenti, seguono in rapida successione numerosi episodi di fusione nucleare in shell attorno al nucleo. L'estensione e il numero di tali eventi determina l'esatto valore della massa finale del nucleo di ferro.

In *Tabella 1.1* sono riportati i prodotti principali e secondari dei diversi processi di fusione nucleare elencati nelle precedenti sezioni. *Figura 1.3* mostra densità, temperatura e durata caratteristiche delle stesse fasi di fusione nucleare per una stella di  $25 M_{\odot}$ .

Tabella 1.1: Durata, temperatura centrale, prodotti principali e secondari dei processi di fusione nucleare trattati nelle precedenti sezioni.

Combustibile	Prodotto principale	Prodotti secondari
$^1\text{H}$	$^4\text{He}$	$^{13}\text{C}, ^{14}\text{Ne}, ^{17}\text{O}, ^{23}\text{Na}, ^{26}\text{Al}$
$^4\text{He}$	$^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}$	$^{18}\text{O}, ^{22}\text{Ne}$ , s-proc.
$^{12}\text{C}$	$^{20}\text{Ne}, ^{23}\text{Na}, ^{24}\text{Mg}, ^{27}\text{Al}$	$^{25}\text{Mg}$ , s-proc.
$^{20}\text{Ne}$	$^{20}\text{Ne}, ^{24}\text{Mg}$	$^{29}\text{Si}, ^{30}\text{Si}$
$^{16}\text{O}$	$^{28}\text{Si}, ^{32}\text{S}, ^{36}\text{Ar}, ^{40}\text{Ca}$	cl, Ar, K, Ca
$^{28}\text{Si}$	$^{54}\text{Fe}, ^{55}\text{Fe}, ^{56}\text{Fe}$	Ti, V, Cr, Mn, Co, Ni

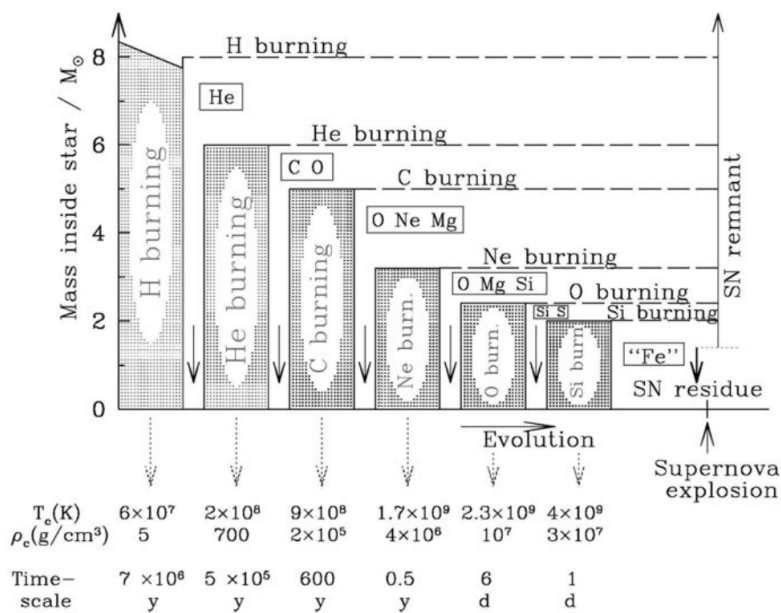


Figura 1.3: Densità, temperature e durate caratteristiche degli stadi di fusione nucleare per una stella di  $25 M_{\odot}$  (Debadés Bandyopadhyay e Kamales Kar, 2022).

## 1.4 Struttura di presupernova

Stelle con masse superiori a circa  $11 M_{\odot}$  completano in equilibrio idrostatico tutti i processi di fusione elencati nelle precedenti sezioni. La stella nella fase di presupernova è dunque costituita da una cosiddetta struttura 'a cipolla': un nucleo di ferro con massa compresa tra  $\sim 1.3$  e  $\sim 1.8 M_{\odot}$  circondato da una serie di shell concentriche composte da elementi sempre più leggeri spostandosi verso l'esterno. Queste sono separate da shell attive soggette a fusione nucleare. I componenti principali del nucleo stellare in questa fase sono perciò elementi del gruppo del ferro, assieme a una piccola frazione di neutroni e protoni liberi e gas degli elettroni relativistici. L'equilibrio nucleare statistico permette di determinare le abbondanze degli altri elementi e isotopi.

Se la stella non ha perso l'involuppo di idrogeno, gran parte di essa sarà ancora composta da idrogeno ed elio. Essendo il nucleo composto principalmente da  $^{56}\text{Fe}$  non è più possibile ottenere energia da processi di fusione nucleare, di conseguenza è soggetto a instabilità che porteranno al suo collasso. In *Figura 1.4* sono riportati i profili che descrivono le abbondanze chimiche per un modello stellare di  $15 M_{\odot}$  al termine dei processi di nucleosintesi idrostatica.

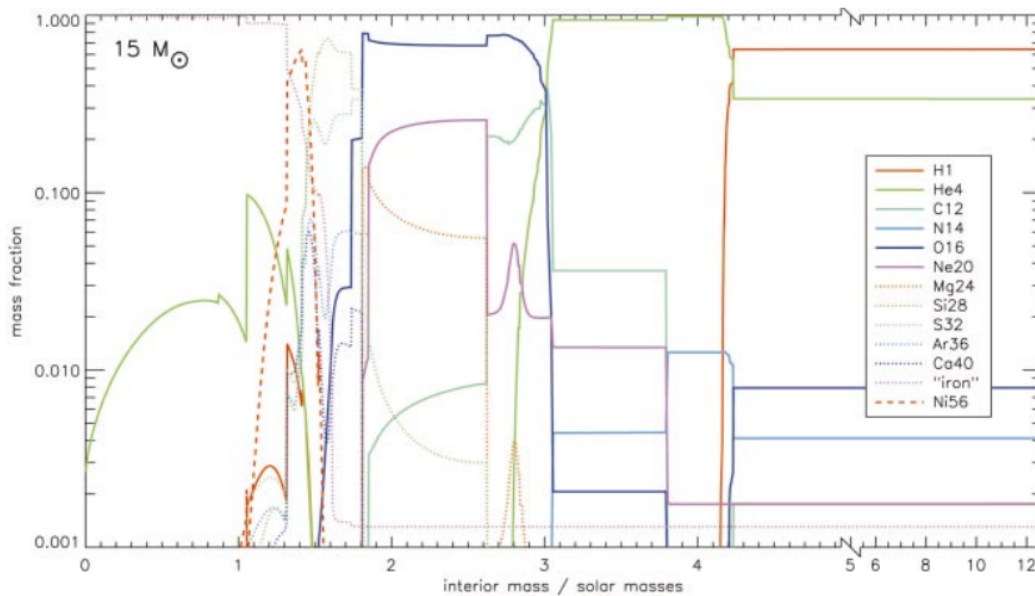


Figura 1.4: Composizione finale in frazioni di massa di una stella presupernova di  $15 M_{\odot}$ . La notazione 'iron' si riferisce a tutti gli isotopi ricchi di neutroni nel gruppo del ferro, in particolare modo  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{56}\text{Fe}$  e  $^{58}\text{Fe}$  (Heger, Woosley, Rauscher e Hoffman, 2002).



## Capitolo 2

# Fisica dell'esplosione

### 2.1 Il collasso del nucleo di ferro

Dal nucleo di ferro non può più essere prodotta energia tramite fusione nucleare, di conseguenza il contributo della radiazione alla pressione totale non sarà più presente. Se la massa nucleare supera un valore critico, detto massa di Chandrasekar, la pressione elettronica da sola non sarà più in grado di contrastare la pressione gravitazionale. Stelle che sviluppano un nucleo con massa superiore a tale valore sono quindi soggette a un collasso. La massa limite di Chandrasekar presenta la seguente forma:

$$M_{Ch} = 5.8Y_e^2 M_{\odot} \quad (2.1)$$

dove con  $Y_e$  si indica la frazione elettronica, definita come il rapporto tra la densità numerica di elettroni  $n_e$  e la densità numerica di barioni  $n$  nella materia ( $Y_e = n_e/n$ ). Per stelle di  $15 M_{\odot}$  si ottiene  $M_{Ch} = 1.34 M_{\odot}$ , mentre per una stella di  $25 M_{\odot}$  si ha tipicamente  $M_{Ch} = 1.79 M_{\odot}$ .

A questo stadio dell'evoluzione stellare, il nucleo presenta un notevole livello di degenerazione (tranne per le stelle più massicce) e gli elettroni ivi presenti sono necessariamente relativistici a causa delle alte temperature e densità. La pressione di questi ultimi domina e di conseguenza l'esponente adiabatico  $\gamma_{ad}$  tende a  $\frac{4}{3}$ . Per il criterio di stabilità dinamica, il nucleo di ferro risulta dunque essere molto vicino a una situazione d'instabilità.

Il collasso è causato principalmente da due processi, il primo dei quali consiste in catture elettroniche su nuclei e protoni liberi. Questo processo, caratteristico unicamente di regioni ad alta densità, porta ad una diminuzione degli elettroni e conseguentemente di  $Y_e$ . La diminuzione della pressione elettronica e della massa del nucleo che può sostenere la pressione gravitazionale possono perciò innescare il collasso. D'altra parte se alcuni isotopi sono interessati da decadimento  $\beta$  si ha un aumento della frazione elettronica. Questa reazione influenza però unicamente le fasi iniziali del collasso in quanto, quando l'energia di fermi per gli elettroni diventa elevata, l'elettrone generato dal decadimento deve posizionarsi sulla superficie del mare di fermi. Il secondo processo è la fotodisintegrazione di nuclei pesanti, principalmente  $^{56}\text{Fe}$  in particelle  $\alpha$  e neutroni. Tale reazione nucleare provoca un possibile collasso in quanto porta a una diminuzione dell'energia di legame nucleare e dell'entropia elettronica, con una conseguente diminuzione di  $M_{Ch}$ .

I tassi di entrambi i processi crescono con l'aumentare di densità e temperatura, portando a un collasso della durata complessiva di  $\sim 10$  ms. La parte centrale del nucleo è in contatto sonico e collassa omologamente, con  $v \propto r$ , mentre la parte esterna collassa in modo supersonico. A densità nucleari dell'ordine di  $\sim 2.7 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$ , a causa delle continue catture elettroniche, il nucleo è composto principalmente da neutroni degeneri. L'equazione di stato diventa 'rigida' e il gas di neutroni quasi incompressibile.

### 2.2 Formazione dell'onda d'urto

Quando le parti centrali del nucleo raggiungono densità  $\sim 1.5$  volte superiori a quella nucleare, quest'ultimo rimbalza dando origine a una serie di eventi denominati *core bounce*. Ad un particolare valore del raggio stellare, chiamato punto sonico, la velocità del suono risulta essere equivalente a quella della materia in caduta. Le onde di pressione provenienti dal centro del nucleo si fermano per qualche millisecondo proprio nel punto sonico, portando abbastanza energia da causare un netto aumento e una conseguente discontinuità della velocità.

Questa discontinuità è proprio l'onda d'urto che inizia a muoversi attraverso la materia sovrastante con una velocità iniziale di  $\sim 30.000$  km/s -  $50.000$  km/s. L'energia cinetica accumulata nell'onda d'urto non porta però a una rapida esplosione a causa di due effetti principali. In primo luogo il suo passaggio all'interno della materia in caduta, costituita principalmente da elementi del gruppo del ferro, produce la loro fotodisintegrazione in neutroni e protoni. L'energia spesa è pari circa a  $10^{51}$  erg per ogni  $0.1 M_{\odot}$ . Il secondo effetto è dettato dalla produzione, dietro l'onda d'urto, di neutrini in seguito a catture elettroniche sui protoni liberi. Quando raggiungono regioni a più bassa densità ( $\leq 10^{12}$  g/cm<sup>3</sup>), tali neutrini fuoriescono dalla stella senza interagire con la materia, sottraendo circa il 90% dell'energia rilasciata dal collasso. Come conseguenza, l'onda d'urto si blocca prima di raggiungere l'involuppo esterno a un raggio compreso tra i 100 km e 200 km e non si ha un'esplosione tempestiva.

Al termine di questa fase si è dunque in presenza di una calda e densa stella proto-neutronica che accresce materia ai suoi limiti esterni.

### 2.2.1 Ruolo dei neutrini

I processi di cattura elettronica generano neutrini che nelle prime fasi del collasso, a densità dell'ordine di  $10^9$ - $10^{11}$  g/cm<sup>3</sup>, lasciano la stella senza interagire con la materia. Lo stesso ragionamento può essere applicato agli antineutrini generati dal processo inverso, il decadimento  $\beta$ . Con il procedere del collasso e il conseguente aumento della densità, in corrispondenza di  $\rho \sim 10^{12}$  g/cm<sup>3</sup>, tali particelle non possono più sfuggire liberamente in quanto il loro cammino libero medio coincide approssimativamente con lo stesso raggio del nucleo in collasso.

È possibile definire una neutrosfera dalla cui superficie i neutrini possono scappare liberamente, il cui raggio  $R_{\nu}$  è definito da *equazione (2.2)*:

$$\tau(R_{\nu}) = \frac{2}{3} \tag{2.2}$$

dove  $\tau$  indica la profondità ottica in termini della distanza radiale.

Come Colgate e White (1966) proposero, se una piccola frazione dei neutrini emessi dal nucleo in collasso fosse assorbita dalla materia presente nella regione dove l'onda d'urto è bloccata, quest'ultima potrebbe essere rinvigorita causando l'esplosione. I neutrini infatti depositerebbero parte della loro energia nella regione tra la nascente stella di neutroni e l'urto bloccato, portando ad un aumento della pressione dietro a quest'ultimo. Tale regione, caratterizzata da bassa densità ed elevate temperature, viene definita 'bolla calda'. La forte pressione generata dal rilascio di energia da parte dei neutrini porta all'esplosione di supernova, con una durata di  $\sim 100$  ms. È proprio questo processo a permettere la conversione dell'energia termica, legata alla deposizione di energia nel nucleo da parte dei neutrini, in energia cinetica dell'involuppo. *Figura 2.1* mostra una rappresentazione schematica delle fasi dell'esplosione di una core-collapse supernova (CCSN).

Numerose simulazioni unidimensionali basate su tale teoria si sono rivelate inadatte a spiegare il fenomeno dell'esplosione di CCSN. È dunque evidente come sia necessario tenere conto della sua natura multidimensionale legata sia alla convezione che all'insorgere di instabilità non sfericamente simmetriche. Anche elaborazioni idrodinamiche multidimensionali però producono esplosioni solo per masse iniziali fino a  $\sim 12 M_{\odot}$ . Un modello autoconsistente in grado di descrivere il fenomeno dell'esplosione di una core-collapse supernova non è ancora stato sviluppato. Di conseguenza tipicamente i modelli attuali inducono l'onda d'urto artificialmente depositando una considerevole quantità di energia in una regione arbitraria vicino al nucleo di ferro. La magnitudine di tale deposizione di energia è vincolata dal dover produrre una quantità prefissata di energia cinetica del materiale espulso all'infinito (tipicamente  $\sim 10^{51}$  erg).



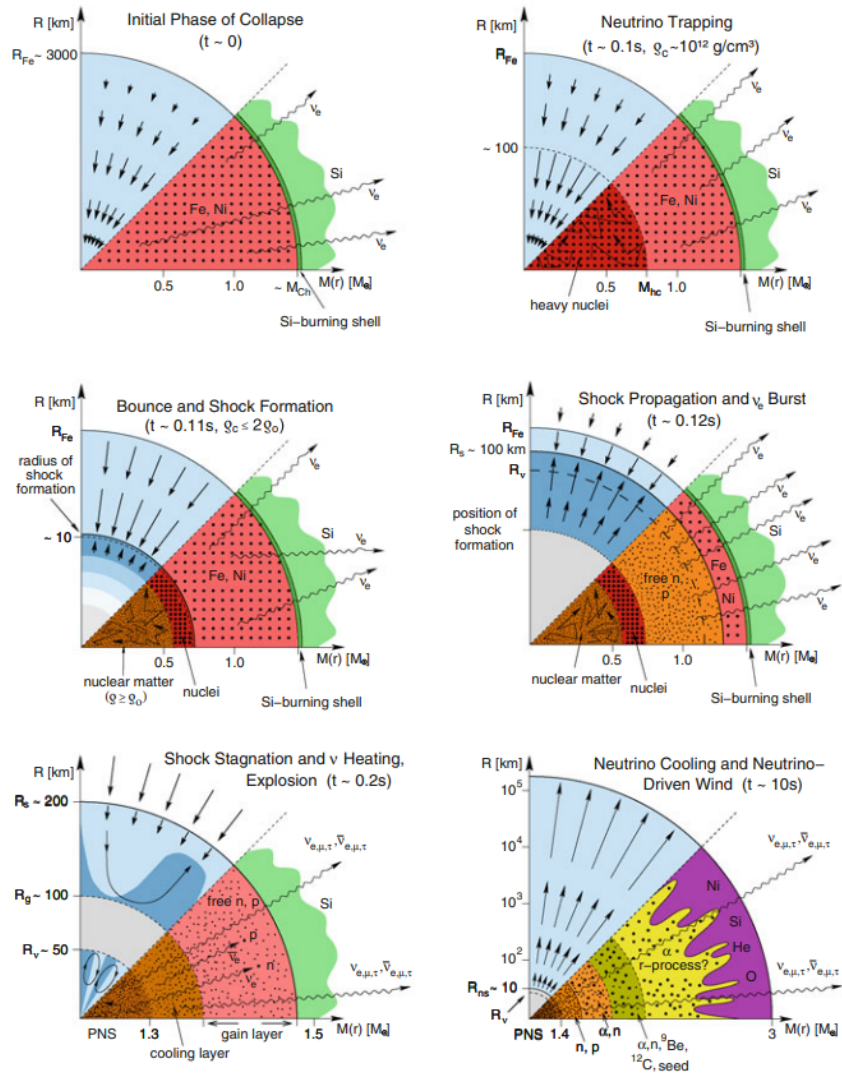


Figura 2.1: Rappresentazione schematica delle differenti fasi dell'esplosione di una core-collapse supernovae (Janka, Langanke, Marek, Martinez-Pinedo e Müller, 2007)



# Capitolo 3

## Nucleosintesi esplosiva

### 3.1 Introduzione e condizioni necessarie

Nel precedente capitolo si è affrontato il tema della generazione e propagazione dell'onda d'urto. Quando quest'ultima, in seguito all'azione chiave dei neutrini, attraversa la materia sovrastante ne provoca un'espansione e un aumento della temperatura permettendo così il verificarsi della cosiddetta nucleosintesi esplosiva. Le caratteristiche di tali processi di fusione nucleare dipendono da una serie di fattori, tra cui la temperatura raggiunta dal plasma al passaggio dell'onda d'urto e la durata per cui essa persiste. Il suo massimo valore può essere ottenuto assumendo che l'energia della materia dietro l'onda d'urto sia dominata dalla radiazione e che l'espansione e le onde di pressione nella stessa regione siano in grado di mantenere condizioni quasi isoterme. Imponendo dunque  $\frac{4}{3}\pi r^3 a T_{max}^4 \approx E_{exp} \approx 10^{51}$  erg si ottiene una forma per la temperatura dell'onda d'urto al raggio  $r$  data da equazione (3.1):

$$T_{max}(r) = \left( \frac{3E_{exp}}{4\pi r^3 a} \right)^{1/4} \quad (3.1)$$

dove con  $E_{exp}$  si indica l'energia dell'esplosione.

È evidente notare come il mezzo attraverso cui si muove l'onda d'urto sia ininfluenza nella determinazione della temperatura di quest'ultima. La condizione necessaria per l'instaurarsi di nucleosintesi esplosiva è che la durata di tali processi alla temperatura  $T_{max}$  sia inferiore rispetto al tempo di vita idrodinamico. Il silicio sarà dunque interessato da tali reazioni a temperature comprese tra i 4 e 5 miliardi K, l'ossigeno tra 3.3 e 4, il neon tra 2.1 e 3.3 e il carbonio tra 1.9 e 2.1.

L'esistenza di temperature critiche per i vari processi di fusione e il fatto che l'onda d'urto diminuisca la propria temperatura unicamente a causa dell'espansione permettono di definire dei 'volumi' entro i quali avvengono le varie reazioni. Tali volumi risultano essere indipendenti dalla struttura stellare e sono schematizzati in *Figura 3.1*.

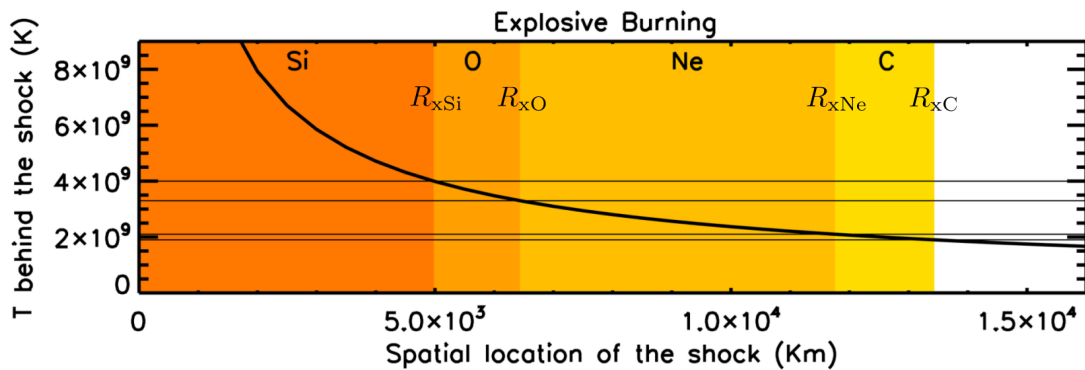


Figura 3.1: Rappresentazione schematica dei volumi entro cui avvengono le diverse fasi di fusione esplosiva in funzione della temperatura (Limongi, Chiaffi e ROberti).

Un altro fattore che influenza la nucleosintesi esplosiva è l'eccesso neutronico  $\eta^2$ , definito come la differenza tra il numero di neutroni e il numero atomico. Questa quantità può variare unicamente a causa delle

interazioni deboli. L'esplosione però, tranne per zone molto vicine alla stella di neutroni, avviene troppo rapidamente per produrre una variazione di tale parametro che rimane dunque invariato rispetto alla composizione di presupernova.

Gli strati più interni soggetti a nucleosintesi esplosiva e quelli più esterni in cui tali reazioni non hanno luogo, sono infine espulsi nel mezzo interstellare. Questo rende le CCSNe una delle principali fonti di atomi con  $A > 12$  nella nostra Galassia. Poco dopo l'esplosione, la stella proto-neutronica si raffredda emettendo neutrini. L'energia depositata da tali particelle alimenta un flusso di materia che si espande con velocità supersoniche, il cosiddetto *neutrino-driven wind*. Questo viene considerato come un possibile sito per la sintesi di elementi pesanti tramite diversi processi di nucleosintesi, tra cui il processo-r.

## 3.2 Processi esplosivi

### 3.2.1 Fusione esplosiva di silicio e ossigeno

La prima regione incontrata dall'onda d'urto è quella ricca di  $^{28}\text{Si}$ . Il plasma viene scaldato dal suo passaggio fino a raggiungere temperature  $T \geq 5 \times 10^9$  K e il silicio è interessato da processi di fusione esplosiva. A così elevate temperature e densità ( $\rho \geq 10^8 - 10^9$  g/cm<sup>3</sup>) la materia raggiunge una condizione di *'equilibrio nucleare statistico (NSE)'*: si ha un bilanciamento globale tra le reazioni che producono nuclei e le fotosidintegrations che li separano in nucleoni. In presenza di NSE la frazione in massa  $X(Z,A)$  di una determinata specie chimica con proprietà nucleari note è dipendente unicamente da tre parametri: temperatura, densità ed eccesso neutronico. *Equazione (3.2)* descrive tale dipendenza:

$$X(Z, A) = G(Z, A) \left[ \zeta^{A-1} \pi^{(1-A)/2} \right] A^{5/2} \left( \frac{kT}{m_N c^2} \right)^{3(A-1)/2} \phi^{1-A} X_p^Z X_n^{A-Z} \exp \left[ \frac{B(Z, A)}{k_B T} \right] \quad (3.2)$$

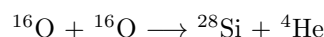
dove  $G(Z,A)$  indica la funzione di partizione nucleare,  $\zeta$  la funzione di Riemann,  $T$  la temperatura,  $m_N$  la massa del nucleone,  $X_p$  e  $X_n$  le frazioni in massa di protoni e neutroni liberi rispettivamente,  $B(Z,A)$  l'energia di legame nucleare,  $k_B$  la costante di Boltzmann e  $\phi$  il rapporto fotoni-barioni dato da *equazione (3.3)*.

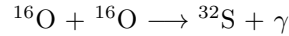
$$\phi = \frac{n_\gamma}{\rho N_A} = 0.39 \frac{T_9^3}{\rho_5} \quad (3.3)$$

La composizione chimica della materia in seguito alla fusione esplosiva del silicio dipende dalla densità massima  $\rho_{max}$  e dal tempo scala dell'espansione  $\tau_{exp}$  dopo il raggiungimento di NSE. Se  $\rho_{max}$  e  $\tau_{exp}$  sono abbastanza elevati si ha la produzione di una piccola frazione di particelle leggere ( $p, n, \alpha$ ). Questo regime prende il nome di *'normal freeze-out'* e i prodotti principali sono  $^{56}\text{Ni}$  e altri elementi del gruppo del ferro. D'altra parte se  $\rho_{max}$  e  $\tau_{exp}$  presentano valori inferiori, l'abbondanza di particelle leggere aumenta. Questo riguarda in particolare le particelle  $\alpha$  che infatti non saranno in grado di riassemblarsi per produrre elementi più pesanti. Tale regime viene denominato *' $\alpha$ -rich freeze out'* e i prodotti principali sono  $^{44}\text{Ti}$ ,  $^{56,57}\text{Ni}$ ,  $^{59}\text{Cu}$ ,  $^{60,61,62}\text{Zn}$  e tracce di  $^{43}\text{Ca}$  e  $^{64,66}\text{Ge}$  (Truran e Arnett, 1970; Woosley, Arnett e Clayton, 1973; Meyer, Krishnan e Clayton, 1998).

L'onda d'urto, propagandosi ulteriormente nella regione ricca di  $^{28}\text{Si}$ , porta al raggiungimento di temperature inferiori rispetto a quelle precedenti, dell'ordine di  $4-5 \times 10^9$  K. A queste temperature non è più verificato il NSE, si ha invece l'instaurarsi di equilibrio in due diversi intervalli di massa: un gruppo centrato attorno al silicio e l'altro attorno agli elementi del picco del ferro. La situazione caratteristica di tali gruppi prende il nome di *'quasi-equilibrio (QSE)'*. In QSE l'abbondanza chimica di ciascun nucleo con proprietà nucleari note è definita in base a quattro parametri: temperatura, densità, eccesso neutronico  $\eta^2$  e abbondanza di  $^{28}\text{Si}$ . Se fosse disponibile un sufficiente arco temporale potrebbe essere nuovamente raggiunto il NSE, in seguito alla trasformazione di tutti gli elementi del gruppo del silicio nel picco del ferro. A causa dell'espansione si ha però l'instaurarsi del *freeze-out* prima che ciò possa avvenire. I prodotti principali delle reazioni che interessano tale fase sono quelli elencati precedentemente per la fusione completa assieme a  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{36}\text{Ar}$  e  $^{40}\text{Ca}$ . Data la presenza di  $^{28}\text{Si}$  si parla di *'fusione incompleta del silicio'*.

La zona incontrata successivamente dall'onda d'urto è caratterizzata da un abbondante presenza di  $^{16}\text{O}$ , che viene sottoposto a processi di fusione nucleare esplosiva quando la temperatura raggiunge valori dell'ordine di  $3-4 \times 10^9$  K. Anche in questo caso si vengono a creare due gruppi di nuclei in QSE nell'intervallo di massa del silicio e del picco del ferro. Dato l'inferiore valore raggiunto dalla temperatura vengono però prodotti meno elementi dell'ultimo gruppo. I principali prodotti sono  $^{28}\text{Si}$  e  $^{32}\text{S}$  tramite:

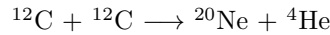




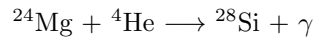
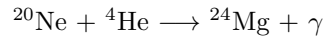
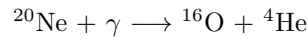
Se si è in abbondante presenza di  $^{24}\text{Mg}$ , questo reagisce con  $^4\text{He}$  prodotto dalla fusione esplosiva producendo più  $^{28}\text{Si}$ . Se invece l'abbondanza di  $^{24}\text{Mg}$  è piccola,  $^{28}\text{Si}$  reagisce con  $^4\text{He}$  portando alla formazione di  $^{32}\text{S}$ ,  $^{36}\text{Ar}$  e  $^{40}\text{Ca}$ . La fusione esplosiva dell'ossigeno produce dunque gran parte degli elementi di massa intermedia non prodotti già in condizioni idrostatiche dalla fusione di neon e carbonio o dal processo s. Oltre a quelli elencati precedentemente si hanno anche  $^{35,37}\text{Cl}$ ,  $^{38}\text{Ar}$ ,  $^{39,41}\text{K}$ ,  $^{42}\text{Ca}$ ,  $^{46}\text{Ti}$  e tracce di  $^{47}\text{Ti}$ ,  $^{51}\text{V}$  e  $^{53}\text{Cr}$  (Woosley, Arnett e Clayton, 1973).

### 3.2.2 Fusione esplosiva di neon e carbonio

Quando infine l'onda d'urto attraversa gli strati successivi ricchi di  $^{20}\text{Ne}$  e  $^{12}\text{C}$  e la temperatura raggiunge valori di  $\sim 2-3 \times 10^9$  K questi ultimi sono soggetti a fusione esplosiva. A causa delle più basse temperature non si raggiunge però una configurazione di QSE durante tali episodi.  $^{20}\text{Ne}$  è sintetizzato dalla fusione esplosiva di  $^{12}\text{C}$ :



Contemporaneamente  $^{16}\text{O}$ ,  $^{25}\text{Mg}$  e  $^{28}\text{Si}$  sono sintetizzati dalla fusione esplosiva di  $^{20}\text{Ne}$ :



I prodotti coincidono con quelli generati dalla fusione precedente l'esplosione, con l'aggiunta però della sintesi di alcuni isotopi rari resa possibile dalle alte temperature e dal conseguente rilascio di protoni e neutroni. I neutroni sono liberati in questo caso dalle reazioni ( $\alpha, n$ ) in cui le particelle  $\alpha$  provengono dalle precedenti reazioni di fusione del neon e carbonio in equilibrio idrostatico. I prodotti principali sono  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{24,25,26}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{29,30}\text{Si}$  e altri isotopi ricchi di neutroni con  $36 \leq A \leq 88$ . Un isotopo di particolare importanza per l'astronomia a raggi gamma è  $^{26}\text{Al}$ , generato durante tale fase da reazioni protoniche sul  $^{25}\text{Mg}$ .

Le reazioni appena descritte risultano essere gli ultimi processi di fusione esplosiva che interessano la stella. Difatti la massima temperatura raggiunta dalla materia successivamente ( $T_{max} \leq 2 \times 10^9$  K) è troppo bassa per permettere l'instaurarsi di reazioni di questo tipo. Gli strati esterni a quelli di carbonio e neon sono perciò espulsi con la medesima composizione che presentavano precedentemente l'esplosione. Un'ora circa dopo il collasso l'onda d'urto raggiunge la superficie stellare.

*Figura 3.2* mostra una rappresentazione schematica dei diversi processi di nucleosintesi esplosiva al passaggio dell'onda d'urto nei vari strati della stella.

### 3.2.3 Il processo p

Tra i nuclei stabili più pesanti del ferro ne esistono 35 con  $A \geq 74$  noti come *p-nuclei*. Questi nuclei presentano più protoni rispetto agli altri isotopi stabili dello stesso elemento e non possono essere prodotti né dal processo s né dal processo r. La loro sintesi richiede dunque un diverso meccanismo denominato processo p, il quale consiste principalmente in una serie di fotodisintegrazioni di nuclei pesanti.

Inizialmente i nuclei sono distrutti da una serie di reazioni ( $\gamma, n$ ) che spostano l'abbondanza verso le regioni più ricche di protoni. In seguito, quando lungo una determinata catena isotopica ( $\gamma, p$ ) o ( $\gamma, \alpha$ ) diventano più veloci rispetto alla precedente reazione, si ha una diramazione del flusso di abbondanze in una catena isotopica di un elemento più leggero. Queste diramazioni sono fondamentali nel determinare i progenitori radioattivi dei *p-nuclei* stabili. Con la progressiva diminuzione della temperatura prendono sopravvento i decadimenti  $\beta$ . Infine i nuclei instabili generati decadono sino alla formazione di nuclei stabili.

Nonostante non esistano ancora certezze riguardo i possibili siti in cui tale processo avvenga, si è dimostrato ragionevole pensare che uno dei più plausibili sia dato proprio dalle core-collapse supernovae. Il processo p avrebbe luogo quando l'onda d'urto, passando attraverso gli strati ricchi di ossigeno e neon, porta al raggiungimento di temperature di  $\sim 2-3 \times 10^9$  K.

In *Figura 3.3* la produzione di un determinato *p-nucleus* è definita sulla base del fattore di sovrapproduzione  $\langle F_i \rangle$  mediato sugli strati interessati dal processo p (PPLs). Questo è dato da *equazione*

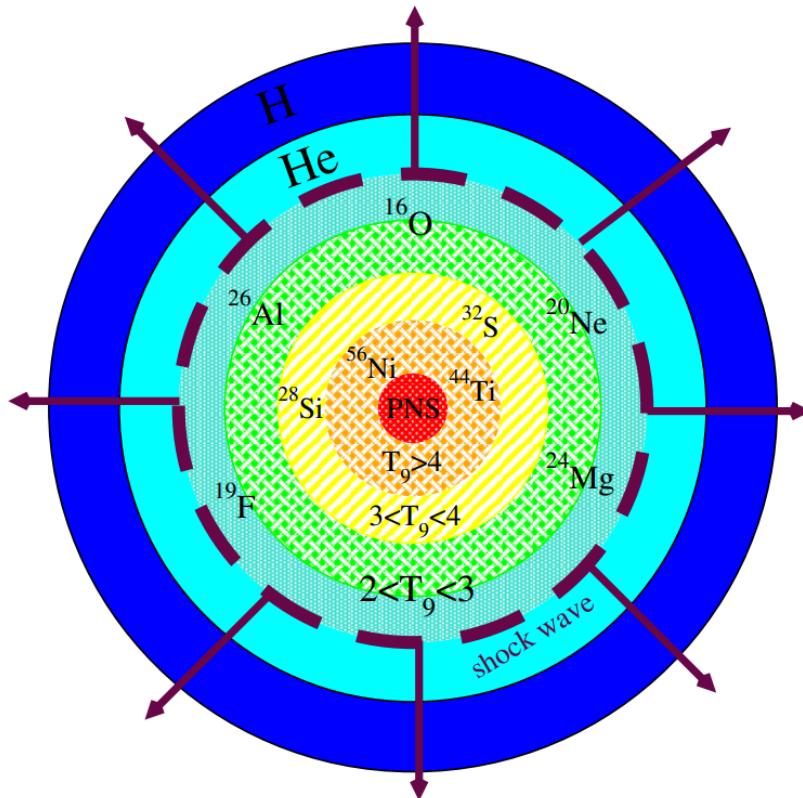


Figura 3.2: Rappresentazione schematica dei diversi processi di nucleosintesi esplosiva. Sono mostrati anche gli elementi principali prodotti (Else Pllumbi, 2015).

(3.4):

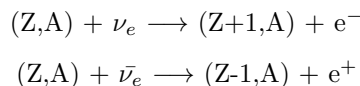
$$\langle F_i \rangle = \frac{1}{M_p X_{i,ini}} \int_{M_1}^{M_2} X_i(M_r) dM_r \quad (3.4)$$

dove  $M_p = M_2 - M_1$  è la massa totale dei PPLs,  $X_{i,ini}$  l'abbondanza iniziale del  $p$ -nucleus  $i$  e  $X_i(M_r)$  la frazione di massa di questo alla coordinata  $M_r$ .

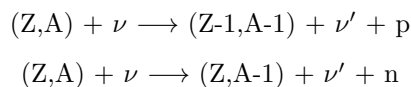
Figura 3.3 riporta dunque i fattori di sovrapproduzione per il modello M25Zm3V4 implementato da Choplin, Goriely, Hirschi, Tominaga e Meynet (2022). Le simulazioni effettuate sono in buon accordo con le abbondanze solari tranne per una deficienza nella produzione di  $^{92,94}\text{Mo}$  e  $^{96,98}\text{Ru}$  e di elementi con  $151 < A < 167$ .

### 3.2.4 Il processo $\nu$

Il passaggio di una grande quantità di neutrini attraverso gli strati in espansione della stella in collasso porta alla sintesi di alcuni elementi, persino nelle regioni più esterne e fredde. Tale produzione è dettata nel processo  $\nu$  da interazioni a corrente carica



e interazioni a corrente neutra



Tali interazioni eccitano nuclei che successivamente decadono tramite l'emissione di particelle leggere. Quest'ultime sono soggette ad interazioni con altri nuclei e contribuiscono dunque alla sintesi stellare. Simulazioni eseguite da Woosley *et al* (1990) hanno mostrato la produzione tramite tale processo di  $^7\text{Li}$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $^{19}\text{F}$  e altre specie tra cui  $^{15}\text{N}$  e  $^{26}\text{Al}$ . Elaborazioni riguardo gli elementi generati dal processo  $\nu$  dipendono sensibilmente dalle incertezze rispetto alle sezioni d'urto dei neutrini e alle loro energie, in aggiunta al modello esplosivo ed evoluzione stellare adottati.

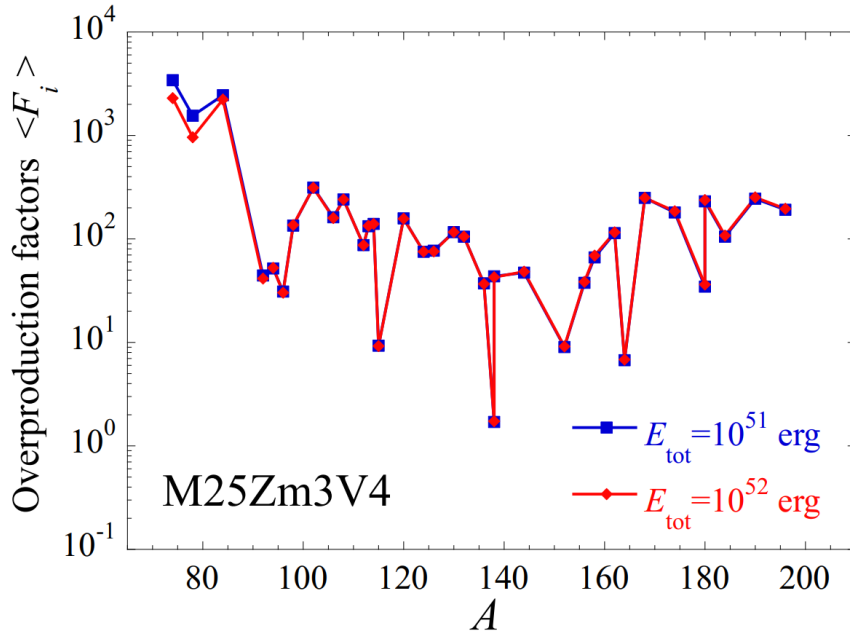


Figura 3.3: Fattori di sovrapproduzione mediati sopra tutti i PPLs per tutti i  $p$ -nuclei del modello M25Zm3V4 per due valori dell'energia totale dell'esplosione  $E_{tot}=10^{51}$  e  $10^{52}$  erg (Choplin, Goriely, Hirschi, Tominaga e Meynet, 2022).

### 3.2.5 Il processo r

Il processo r, o processo rapido di cattura elettronica, è necessario per spiegare la presenza in stelle di varia metallicità e nel Sistema Solare di alcuni nuclei stabili. Questi corrispondono ai picchi ad  $A=130$  e  $A=195$  osservabili sottraendo dalle abbondanze solari gli elementi prodotti dal processo s (Figura 3.4). Altre prove a sostegno dell'esistenza di tale processo sono date dalla presenza degli isotopi radioattivi di lunga vita  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  e  $^{235}\text{U}$ .

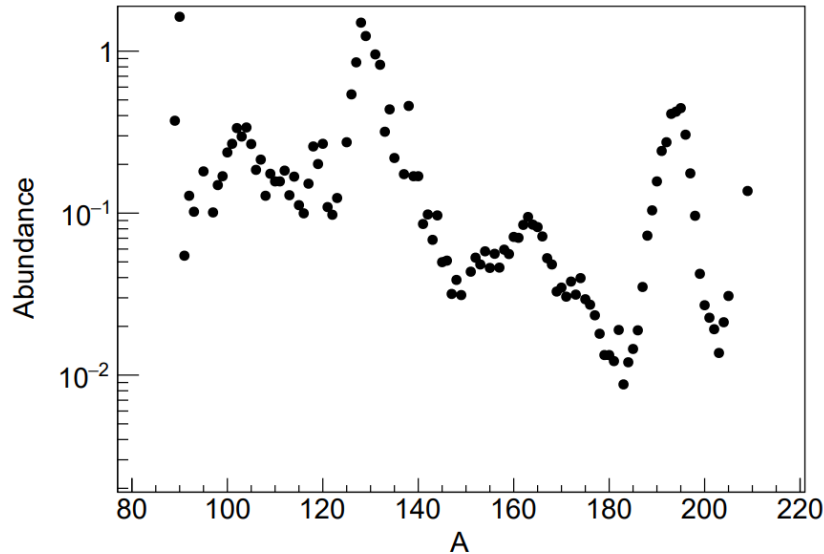


Figura 3.4: Abbondanze isotopiche del Sistema Solare a cui sono sottratti i contributi del processo s (Kajino, Aokia, Balantekind, Diehle, Famianog e Mathewsh, 2019)

Affinché possa avvenire il processo r è necessario un grande flusso di neutroni tale da rendere la cattura neutronica più probabile del decadimento  $\beta$  negativo. Il flusso di abbondanza risulta dunque essere spostato dalla valle di stabilità verso la zona più ricca di neutroni e qui l'abbondanza si accumula in nuclidi con un numero magico di neutroni. Questi nuclei saranno successivamente soggetti ad una serie

di decadimenti  $\beta^-$  lungo catene isobariche sino alla formazione del nucleo stabile (o alternativamente con elevati tempi di vita) più ricco di neutroni.

Da quanto descritto in precedenza è chiaro notare come il processo r debba necessariamente avvenire in un sito con elevata densità neutronica. Questa è ottenuta in una regione caratterizzata da temperature abbastanza elevate da permettere la fotodisintegrazione parziale di particelle  $\alpha$  e raffreddata velocemente in modo che solo una piccola frazione dei nucleoni e delle particelle  $\alpha$  si possa ricombinare in elementi pesanti. Contemporaneamente la temperatura non deve essere troppo elevata in quanto i nuclei pesanti sarebbero altrimenti soggetti a fotodisintegrazione.

Tra i possibili siti discussi si ha il *neutrino-driven wind* di una giovane stella di protoni. In seguito all'esplosione, la temperatura raggiunta dalla protostella di neutroni (PNS) è così elevata da portare alla generazione di un grande flusso di neutrini. Quest'ultimi possono essere riassorbiti dalla superficie della PSN depositando abbastanza energia da permettere alla materia ivi presente di sfuggire al campo gravitazionale della PSN. Tale flusso di materia corrisponde al *neutrino-driven wind*.

In prossimità della superficie della PSN, temperatura e densità sono così elevate da fare in modo che la materia sia composta principalmente da neutroni e protoni liberi. Quando la temperatura diminuisce e raggiunge valori di  $\sim 9 \times 10^9$  K particelle  $\alpha$  iniziano a formarsi. Se la materia è ricca di neutroni ( $Y_e < 0.5$ ), sia questi che le particelle  $\alpha$  portano alla formazione di nuclei pesanti tramite principalmente  $(\alpha, n)$  e  $(n, \gamma)$ . Quindi a temperature di  $\sim 3 \times 10^9$  K la materia sarà composta per lo più da neutroni liberi e da nuclei 'seme' nell'intervallo di massa  $A \sim 50-110$ . Se si raggiunge una temperatura inferiore a  $2 \times 10^9$  K mentre meno del 10% delle particelle  $\alpha$  sono interessate da reazioni che portano alla formazione di nuclei pesanti, si avrà un rapporto neutroni-'semi' di  $\sim 100$  e l'instaurarsi del processo r. La terza tavola in *Figura 3.5* mostra una rappresentazione di tale sequenza di processi.

Modelli attuali di supernova forniscono però entropie troppo piccole per giustificare la produzione dei nuclei più pesanti generati dal processo r. Potrebbero dunque essere presenti ulteriori contributi alla generazione del vento come campi magnetici o la stessa rotazione stellare. Alternativamente potrebbe trattarsi del sito in cui vengono prodotti solo i nuclei più leggeri del processo r o potrebbe essere necessario considerare importanti effetti tridimensionali e relativistici.

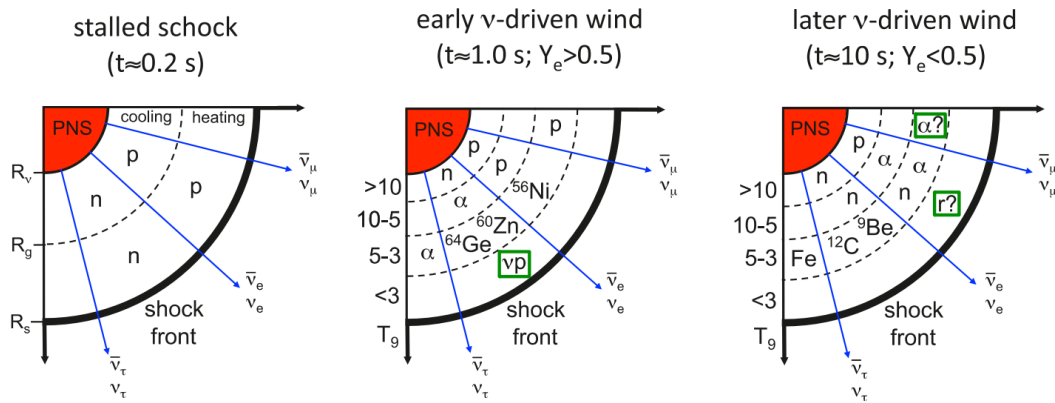


Figura 3.5: Rappresentazione schematica del *neutrino-driven wind* (José e Iliadis, 2011).

### 3.2.6 Il processo $\nu$ -p

Recenti simulazioni hanno mostrato come nei primi istanti il *neutrino-driven wind* sia ricco di protoni ( $Y_e > 0.5$ ) e potrebbe quindi essere un sito adatto per il processo  $\nu$ -p. Come descritto nella precedente sezione, la materia in questa regione raggiunge temperature superiori ai  $10^{10}$  K, dissociandosi completamente in neutroni e protoni. Questi ultimi si ricombinano in particelle  $\alpha$  a causa della successiva espansione e raffreddamento. Al raggiungimento di temperature dell'ordine di  $\sim 5 - 3 \times 10^9$  K, le particelle  $\alpha$  si combinano formando nuclei più pesanti, principalmente  $^{56}\text{Ni}$ ,  $^{60}\text{Zn}$  e  $^{64}\text{Ge}$  caratterizzati da  $N=Z$ .

Nel caso in cui la regione sia ricca di protoni, a  $T \sim 3 - 1.5 \times 10^9$  K le interazioni a corrente carica  $p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$  producono neutroni liberi. Questi sono facilmente catturati da nuclei poveri di neutroni, come  $^{64}\text{Ge}$ , inducendo reazioni  $(n, p)$  che permettono ulteriori catture protoniche e la conseguente nucleosintesi di elementi sempre più pesanti. Il processo termina al raggiungimento di temperature inferiori a  $T \sim$



$10^9$  K e non a causa dell'esaurimento di protoni liberi. La seconda tavola in *Figura 3.5* mostra una rappresentazione di tale sequenza di processi.

*Figura 3.6* riporta le abbondanze finali normalizzate a quelle solari per due diversi set di tassi di reazioni nucleari. Il processo  $\nu$ -p può dunque rendere conto della produzione dei  $p$ -nuclei leggeri Mo e Ru, che come descritto in *Sezione 3.2.3* riscontrano difficoltà nell'essere prodotti dal processo p.

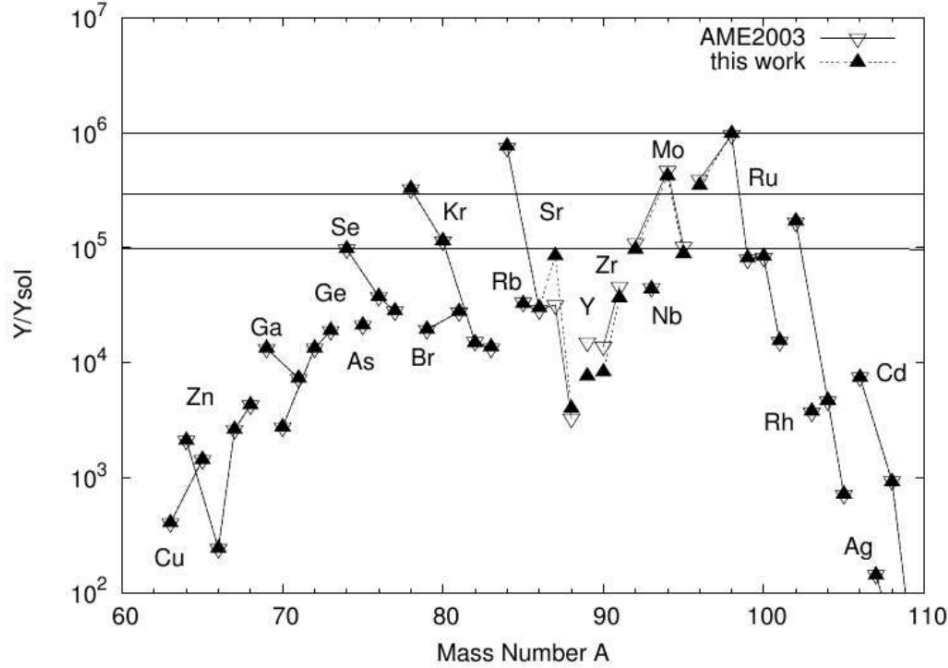


Figura 3.6: Abbondanze finali dopo il decadimento normalizzate a quelle solari per due diversi set di tassi di reazioni nucleari (Thielemann *et al.*, 2010).

### 3.3 Composizione chimica del materiale espulso

Complessivamente, alcuni degli elementi sintetizzati in condizioni idrostatiche precedentemente l'esplosione (e.g.,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ) vengono espulsi senza subire variazioni. Altri, tra cui principalmente gli elementi del gruppo del ferro, sono profondamente dipendenti dai processi di fusione esplosiva che interessano la stella.

L'effettiva composizione chimica del materiale espulso dipende da un elevato numero di fattori tra cui la relazione massa-raggio della presupernova, la frazione elettronica  $Y_e$  caratteristica delle varie regioni, i tassi di determinate reazioni nucleari, la descrizione adottata per la convezione, la rotazione e il modello implementato per la descrizione dell'esplosione. Come anticipato in *Sezione 2.2.1* i modelli attuali di core-collapse supernovae non sono ancora in grado di produrre una corretta esplosione. Tipicamente i calcoli per la determinazione degli elementi prodotti dalla nucleosintesi esplosiva si basano su esplosioni indotte immettendo un'arbitraria quantità di energia in un altrettanto arbitraria zona della presupernova, e seguendo la successiva evoluzione con un codice idrodinamico. In questa sezione verranno riportati e confrontati i risultati di due diversi modelli. Entrambi i modelli riguardano stelle di Popolazione III: stelle di prima generazione non interessate da perdita di massa la cui composizione è essenzialmente priva di metalli.

Il network di reazioni utilizzato in Heger & Woosley (2010) comprende da  $\sim 250$  isotopi sulla sequenza principale a  $\sim 900$  durante l'esplosione. Non sono stati inclusi effetti legati alla rotazione ed è stato sfruttato il codice KEPLER. In questo modello l'esplosione è simulata tramite il movimento di un pistone, di cui è necessario scegliere la posizione e l'effettivo movimento. Queste scelte determinano l'energia cinetica all'infinito, fissata in questo modello tra  $0.3 \times 10^{51}$  erg e  $10^{52}$  erg.

In Limongi & Chieffi (2012) un totale di 297 isotopi e circa 3000 processi sono inclusi nelle varie reazioni di fusione nucleare. La formazione di un'onda d'urto è generata conferendo una velocità iniziale  $v_0$  ad una shell situata a una coordinata in massa di  $\sim 1M_\odot$  dal centro. La quantità dell'energia cinetica immessa è calibrata in base a dati osservativi.

In *Figura 3.7* è mostrato un confronto tra la composizione chimica del materiale espulso da una stella priva di metalli di  $20M_{\odot}$  per il primo e secondo modello. Si noti come il primo produce una quantità maggiore di *s-weak nuclei* fino a Kr, mentre il secondo porta a una sovrapproduzione di nuclei tra Kr e Mo. Il modello implementato da Heger & Woosley (2010) produce più O, N, F e generalmente elementi tra P e Fe.

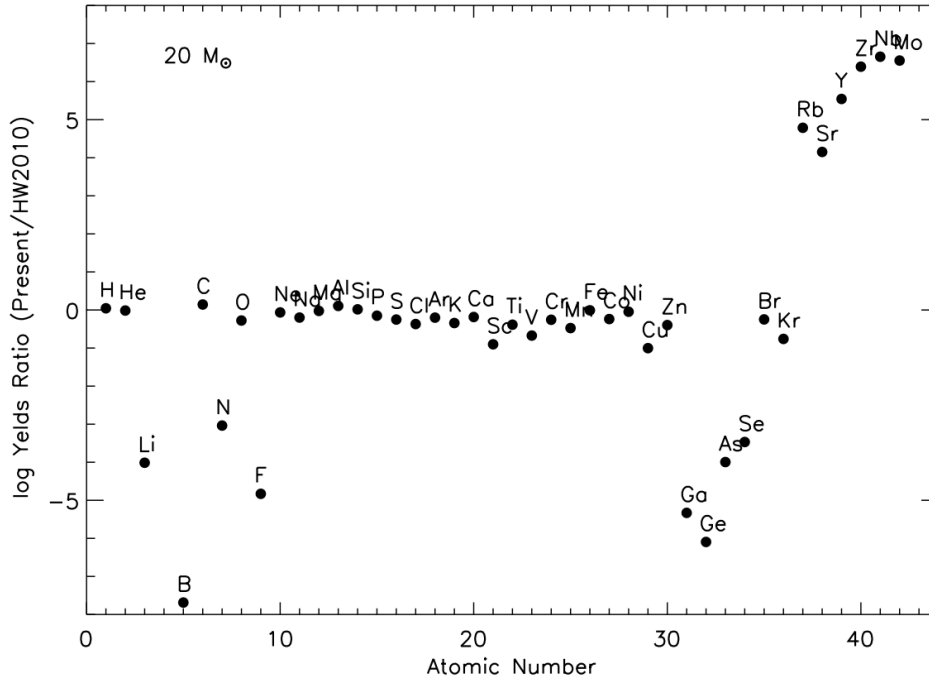


Figura 3.7: Confronto tra gli elementi prodotti dal modello di Limongi & Chieffi (2012) e Heger & Woosley (2010).

Di seguito si riportano anche i risultati di uno studio svolto da Woosley & Heger (2007) riguardo la nucleosintesi che si verifica in 32 stelle di metallicità solare con massa compresa tra  $12 M_{\odot}$  e  $120 M_{\odot}$ . Anche in questo modello non viene presa in considerazione la rotazione e si utilizza il codice idrodinamico KEPLER. I risultati sono ottenuti simulando l'esplosione con un pistone posizionato in una coordinata di massa Lagrangiana costante. I parametri fondamentali del pistone, già citati in precedenza, sono la sua posizione e il valore dell'energia cinetica impartita al materiale espulso all'infinito.

In *Figura 3.8* sono mostrati i risultati per quattro diverse scelte di tali parametri: posizionamento del pistone al bordo del nucleo di ferro e a una coordinata dove  $S/N_A k=4.0$  ed energia cinetica pari a  $1.2 \times 10^{51}$  erg e  $2.4 \times 10^{51}$  erg. Queste differenti scelte portano principalmente a una variazione degli elementi del gruppo del ferro prodotti, si ha una minor produzione nel caso in cui l'energie esplosive siano inferiori o il pistone posizionato più internamente.

Il confronto con le abbondanze solari riportato in *Figura 3.9* mostra un buon accordo, in particolar modo se si considera che i prodotti del *neutrino-driven wind* e il processo r non sono considerati in questo modello. Gli isotopi  $^{44}\text{Ca}$ ,  $^{47}\text{Ti}$  e  $^{48}\text{Ca}$  sono prodotti in quantità inferiori e potrebbero provenire da rare SN Ia. La sovrabbondanza di  $^{40}\text{K}$  non rappresenta un particolare problema dato che in parte decadrà prima della nascita del sole. L'eccesso di nuclei prodotti dal processo s sopra il gruppo del ferro può essere compensato dall'inferiore produzione di questi da parte di stelle con inferiore metallicità. Il processo p produce nuclei poveri di neutroni concordi con le abbondanze solari per  $A > 130$ , ma si ha una deficienza di questi tra  $A=90$  e 130. La grande produzione di  $^{11}\text{B}$ ,  $^{19}\text{F}$ ,  $^{138}\text{La}$  e  $^{180}\text{Ta}$  deriva dal processo  $\nu$ .

### 3.3.1 Conclusioni

Il meccanismo di esplosione di supernovae di tipo core-collapse è qualitativamente compreso, sebbene diversi aspetti quantitativi siano ancora affetti da gravi incertezze (ruolo dei neutrini, fall-back, definizione del mass-cut che rappresenta il confine tra il resto compatto residuo e il materiale espulso).

Ulteriori incertezze gravano sulla nucleosintesi esplosiva, che non consentono di determinare con elevata precisione gli elementi prodotti. Parte di quest'incertezza è data dalla mancanza di un modello in

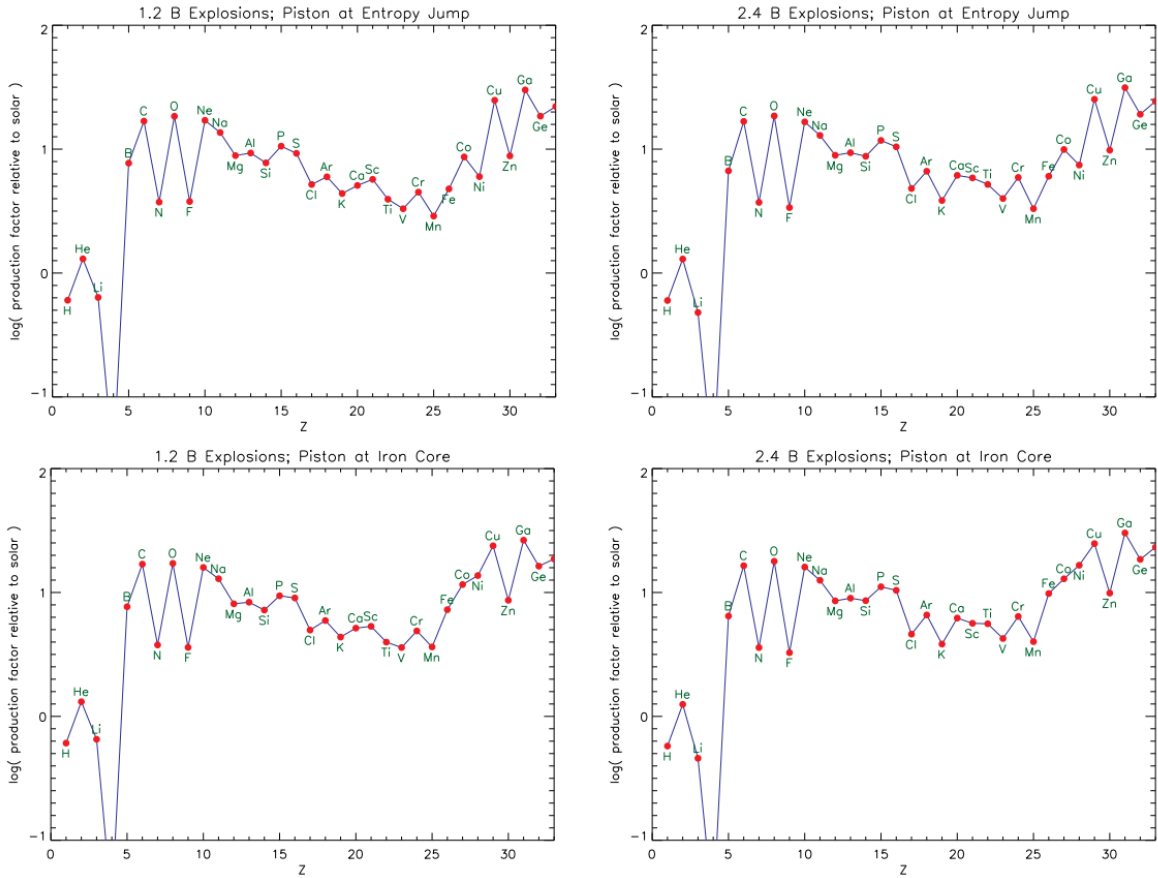


Figura 3.8: Elementi prodotti integrati su una funzione di massa iniziale di tipo Salpeter per stelle con metallicità solare e masse comprese tra  $12 M_{\odot}$  e  $120 M_{\odot}$ . Ciascuna tavola è associata ad una diversa scelta di parametro nella descrizione dell'esplosione (Woosley e Heger, 2007).

grado di descrivere il meccanismo di esplosione. Modelli sempre più complessi che tengono conto di fattori dimensionali non predicono ancora adeguatamente caratteristiche fondamentali come l'energia di tale esplosione. Dati osservativi permettono però di vincolare molti dei parametri di tali modelli. La composizione chimica del materiale espulso calcolata mediante essi risulta infatti essere ragionevolmente d'accordo con le abbondanze solari.

Ulteriori incertezze riguardano il trattamento della convezione e i tassi di determinate reazioni nucleari come  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  e  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ . Un notevole problema risiede inoltre nell'incompleta comprensione del processo p e del processo r. Un possibile sito di quest'ultimo potrebbe essere il *neutrino-driven wind* ma modelli attuali non forniscono adeguate entropie o espansioni abbastanza rapide da portare alla produzione dei *r-process nuclei* più pesanti.

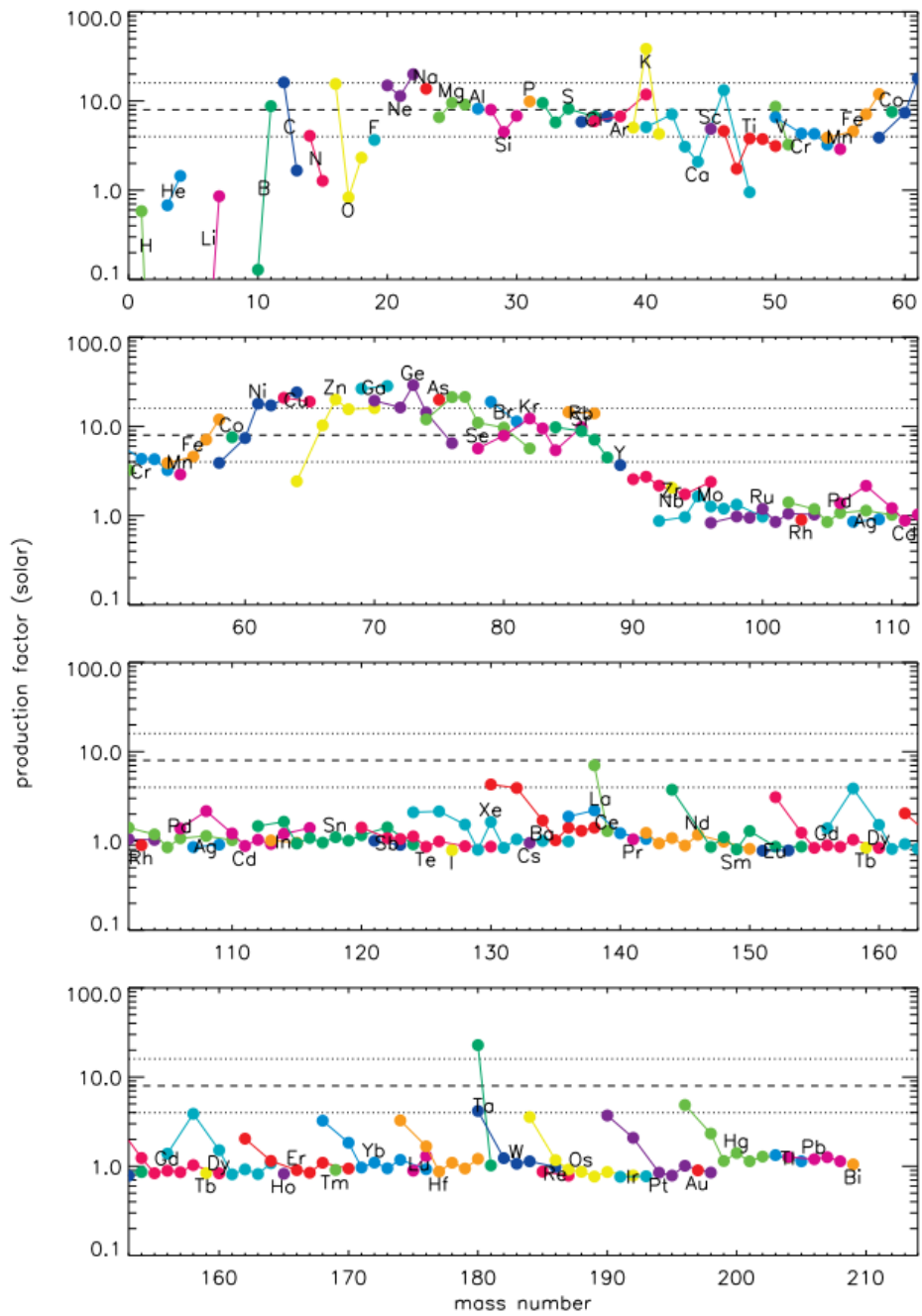


Figura 3.9: Elementi prodotti integrati su una funzione di massa iniziale di tipo Salpeter per stelle con metallicità solare e masse comprese tra  $12 M_{\odot}$  e  $120 M_{\odot}$  (Woosley e Heger, 2007).

# Bibliografia

- [1] A. Choplin, S. Goriely, R. Hirschi, N. Tominaga, G. Meynet (2022) *The p-process in exploding rotating massive stars*  
[https://www.aanda.org/articles/aa/full\\_html/2022/05/aa43331-22/aa43331-22.html](https://www.aanda.org/articles/aa/full_html/2022/05/aa43331-22/aa43331-22.html)
- [2] Debades Bandyopadhyay, Kamales Kar (2022) *Supernovae, Neutron Star Physics and Nucleosynthesis*
- [3] Else Pllumbi (2015) *Aspects of Nucleosynthesis in Core-Collapse Supernovae*  
<https://www.imprs-astro.mpg.de/sites/default/files/plumbi.pdf>
- [4] F-K Thielemann *et al* (2010) *The r-, p-,  $\nu p$ -Process*  
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/202/1/012006/pdf>
- [5] H.-Th. Janka, K. Langanke, A. Marek, G. Martinez-Pinedo, B. Müller (2008) *Theory of core-collapse supernovae*  
<https://arxiv.org/pdf/astro-ph/0612072.pdf>
- [6] Jordi Jose, Christian Iliadis (2011) *Nuclear astrophysics: the unfinished quest for the origin of the elements*  
<https://arxiv.org/abs/1107.2234>
- [7] M. Limongi, A. Chieffi (2012) *Presupernova evolution and explosive nucleosynthesis of zero metal massive stars*  
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0067-0049/199/2/38/pdf>
- [8] M. Limongi (2017) *Supernovae from Massive Stars*  
<https://arxiv.org/abs/1706.01913>
- [9] R. Kippenhahn, A. Weigert (1990) *Stellar Structure and evolution*  
<https://archive.org/details/stellarstructure00kipp/page/n3/mode/2up?view=theater>
- [10] Sean M. Couch (2017) *The mechanism(s) of core-collapse supernovae*  
<https://royalsocietypublishing.org/doi/epdf/10.1098/rsta.2016.0271>
- [11] S.E. Woosley, A. Heger (2007) *Nucleosynthesis and Remnants in Massive Stars of Solar Metallicity*  
<https://arxiv.org/abs/astro-ph/0702176>
- [12] S.E. Woosley, A. Heger (2010) *Nucleosynthesis and evolution of massive metal-free stars*
- [13] S.E. Woosley, A. Heger (2002) *The evolution and explosion of massive stars*  
<https://journals.aps.org/rmp/abstract/10.1103/RevModPhys.74.1015>
- [14] Tetsuya Yokoyama, Takuji Tsujimoto (2021) *Nucleosynthesis: The Where and How*  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780081029084001211>
- [15] Thierry Foglizzo, Rémi Kaseroni, Jérôme Guilet, Frédéric Masset, Matthias González, Brendan K. Krueger, Jerome Novak, Micaela Oertel, Jerome Margueron, Julien Faure, Noël Martin, Patrick Blottiau, Bruno Peres, Gilles Durand (2015) *The Explosion Mechanism of Core-Collapse Supernovae: Progress in Supernova Theory and Experiments*  
<https://www.cambridge.org/core/services/aop-cambridge-core/content/view/BDA71BB0D8963C688306D8B1246A34B6/S1323358015000090a.pdf/the-explosion-mechanism-of-core-collapse-supernovae-progress-in-supernova-theory-and-experiments.pdf>

