



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Astronomia

Tesi di Laurea

Sul ruolo dei neutrini nell’esplosione delle Supernovae di tipo core-collapse

Relatrice

Prof. Paola Marigo

Laureanda

Martina Mattiussi

Anno Accademico 2021/2022

Indice

1	Introduzione	1
1.1	Scoperta dei neutrini	1
1.2	I neutrini in astrofisica stellare	2
2	Processi di emissione di energia che coinvolgono i neutrini	4
2.1	Cenni di teoria dell'interazione debole	4
2.2	Hamiltoniano di interazione	5
2.2.1	Termini misti di H_{int}	6
2.2.2	Termini quadratici di H_{int}	7
2.3	Foto-neutrini	7
2.4	Neutrini di coppia	8
2.5	Neutrini di plasma	8
2.6	Neutrini di bremsstrahlung	9
3	Neutrino-Driven Explosion	11
3.1	Evoluzione pre-supernova	11
3.2	Struttura della stella prima del collasso	12
3.3	Meccanismo di esplosione	13
3.4	Modelli multidimensionali: stato dell'arte	17
3.4.1	Progenitori con core di piccola massa ($M < 10M_{\odot}$)	18
3.4.2	Progenitori con core di grande massa ($M > 10M_{\odot}$)	19
3.5	Punti di forza e debolezze del neutrino-driven mechanism	21
A	Classificazione delle Supernovae	22

Sommario

Le Supernovae (SNe) rappresentano uno degli eventi più energetici nell'universo. Durante queste esplosioni la luminosità della stella al massimo raggiunge $10^9 - 10^{10} L_{\odot}$, quanto quella di una piccola galassia. Rimangono osservabili per diversi mesi dopo l'esplosione e, anche dopo centinaia di anni, i resti lasciati da alcune di esse sono ancora visibili; basti pensare ad esempio alla Nebulosa del Granchio ed alla stella a neutroni (NS) al suo interno, che si ritiene siano nate da una stella con massa inferiore alle $10 M_{\odot}$ esplosa nel 1054.

Le SNe più comuni sono quelle che costituiscono l'evento finale nella vita delle stelle massicce. Il meccanismo che innesca l'esplosione ha inizio col collasso gravitazionale del nucleo, a seguito del quale si genera un'onda d'urto che porterà eventualmente all'espulsione dell'involucro esterno della stella. Tuttavia, mentre l'onda d'urto si propaga, vengono prodotti una gran quantità di neutrini che dissipano l'energia dell'onda, facendo sì che questa si smorzi fino ad arrestarsi completamente prima di raggiungere l'involucro ed impedendo quindi l'esplosione.

Il meccanismo che consente lo sviluppo della supernova è rimasto un problema irrisolto per molti anni e la teoria oggi più accettata come spiegazione del fenomeno coinvolge proprio i neutrini: è la cosiddetta "neutrino-driven explosion".

La presente tesi si propone di introdurre i processi di emissione di energia che coinvolgono i neutrini in accordo con la teoria dell'interazione debole. Verrà quindi descritta l'esplosione delle SNe di tipo core-collapse attraverso il meccanismo di neutrino-driven explosion.

Il seguente lavoro risulta così strutturato:

Il Capitolo 1 introduttivo si compone di due parti: nella prima viene proposta una breve introduzione storica sui neutrini; sono riportati, in particolare, i principali contributi alla loro scoperta, dall'ipotesi iniziale di Pauli fino alla determinazione del numero di famiglie di neutrini. Nella trattazione si è fatto riferimento principalmente ai testi di K. Winter [13] e K. Zuber [14]. La seconda parte consiste invece in un resoconto dei processi che portano alla formazione di queste particelle negli interni stellari e del loro impatto sull'evoluzione stellare.

Nel Capitolo 2 viene introdotta la teoria delle interazioni deboli, necessaria per spiegare i processi di interazione dei neutrini. Per fare questo sarà definito l'Hamiltoniano di interazione e ne verranno analizzati molto brevemente i termini, soffermandosi soltanto su quelli che danno vita a reazioni importanti nell'evoluzione delle stelle. Infine, viene proposta una rassegna dei principali processi che producono neutrini elettronici (foto-neutrini, neutrini di coppia, neutrini di plasma e neutrini di bremsstrahlung).

Nel capitolo 3 viene presentata la teoria del neutrino-driven explosion. Si partirà fornendo un resoconto sintetico dell'evoluzione delle stelle massicce fino alla formazione del core di ferro, per poi descrivere la struttura pre-collasso. In seguito, verranno analizzate le varie fasi della nascita di una supernova, dal collasso del nucleo all'esplosione vera e propria. Concluderemo gettando uno sguardo alle moderne simulazioni multidimensionali che, sebbene siano ancora in fase di perfezionamento, riescono in alcuni casi a riprodurre con successo l'esplosione.

Capitolo 1

Introduzione

1.1 Scoperta dei neutrini

L'esistenza dei neutrini venne ipotizzata per la prima volta da Wolfgang Pauli nel 1930 per spiegare il processo di decadimento- β di un atomo di numero atomico Z e peso atomico A . Il processo produce un atomo con numero atomico $Z+1$ e peso atomico A e viene inoltre osservata l'emissione di un elettrone:

$$(Z, A) \implies (Z + 1, A) + e^- \quad (1.1)$$

L'interpretazione data al processo fu che un neutrone del nucleo si trasformi in un protone ed un elettrone. Tuttavia, in questo tipo di reazione l'energia delle particelle è determinata mentre, già nel 1914, Chadwick aveva trovato sperimentalmente che lo spettro energetico dell'elettrone emesso nel processo di decadimento- β è continuo. Si avrebbe pertanto una violazione del principio di conservazione dell'energia. Inoltre, la reazione 1.1 non conserva lo spin, dato che protone, elettrone e neutrone sono tutte particelle a spin $1/2$.

Per risolvere questi problemi, Pauli ipotizzò l'esistenza di un'ulteriore particella con carica nulla, spin semintero e massa molto piccola (se non addirittura nulla), emessa insieme all'elettrone. Bethe e Peierls calcolarono la probabilità di interazione con la materia di questa particella trovando una sezione d'urto per energie dell'ordine del MeV pari a $\sigma \approx 10^{-44} \text{ cm}^2$, a cui corrisponde un cammino libero medio in acqua $\lambda = 1/(n\sigma) \approx 3 \cdot 10^{20} \text{ cm}$. Dati questi valori era opinione comune in quegli anni che i neutrini non sarebbero mai stati rivelati.

Successivamente, Enrico Fermi partì dall'intuizione di Pauli per formulare una teoria del decadimento- β , trattando l'elettrone ed il neutrino come due campi creati simultaneamente. Parleremo meglio dell'interazione di Fermi nel capitolo 2.

I risultati forniti dalla teoria per i tassi di decadimento e gli spettri predetti erano in accordo con le misure, tuttavia ci vollero ancora quasi 30 anni prima che venisse rivelato sperimentalmente il primo neutrino. La scoperta avvenne solo a seguito della seconda guerra mondiale, quando furono disponibili i primi reattori nucleari capaci di produrre un flusso di neutrini ad alta intensità.

Nel 1956, Reines e Cowan realizzarono un rivelatore composto da recipienti contenenti cadmio dissolto in acqua e circondati da scintillatori liquidi. Furono così in grado di misurare gli antineutrini prodotti dal reattore di Savannah River (USA), sfruttando la reazione:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.2)$$

Vennero rivelati sia i due fotoni emessi nell'annichilazione del positrone con un elettrone che quello prodotto dalla cattura dei neutroni negli atomi di cadmio, ottenendo la prima evidenza sperimentale dell'esistenza del neutrino e della sua antiparticella.

Pochi anni dopo, nel 1962, Ledermann, Schwartz e Steinberger scoprirono un secondo tipo di neutrino, prodotto dal decadimento di un pione in un muone. La nuova particella venne chiamata neutrino muonico per distinguerla dal neutrino elettronico.

Ad oggi è conosciuto anche un terzo neutrino: il neutrino- τ . Inoltre, il numero di famiglie di neutrini (detti "sapori") è stato misurato con grande precisione al LEP (Large Electron-Positron Collider) del CERN, ottenendo (K. Zuber, *Neutrino physics* [14]):

$$N_\nu = 2.984 \pm 0.008$$

Negli ultimi decenni, la nostra conoscenza sui neutrini e dei processi in cui sono coinvolti ha subito un miglioramento notevole, sia nel campo teorico, con l'introduzione di nuove teorie che superano la formulazione di Fermi, che sperimentale, grazie alla costruzione di nuovi rivelatori di nuova generazione. Ci limitiamo a citare, per completezza, due importanti risultati come la prova che le tre famiglie di neutrini hanno masse leggermente diverse tra loro e che possono essere soggette ad oscillazioni di sapore, ovvero possono, in determinate condizioni, trasformarsi le une nelle altre.

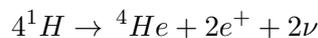
Col progresso nella fisica dei neutrini, sono nate nuove interessanti teorie in grado di spiegare fenomeni astrofisici come quello di cui ci occupiamo nella presente tesi.

1.2 I neutrini in astrofisica stellare

Nelle stelle la creazione di neutrini svolge un ruolo importante in diversi momenti della loro evoluzione.

Innanzitutto, una grande quantità di neutrini elettronici viene prodotta a seguito delle reazioni di fusione termonucleare dell'idrogeno in elio. A prova di ciò sulla Terra arrivano in media 10^{10} neutrini $cm^{-2} s^{-1}$ generati nel Sole.

Il bruciamento dell'idrogeno è il processo nucleare che sostiene energeticamente le stelle durante gran parte della loro vita e può avvenire seguendo due catene di reazioni: la "p-p chain", che comporta la fusione diretta di due protoni ed il "CNO cycle", che si avvale di nuclei di carbonio, azoto e ossigeno già presenti come catalizzatori di un ciclo di reazioni. Nonostante i due meccanismi siano diversi il risultato netto è lo stesso:



Nella creazione di un nucleo di elio due protoni devono essere trasformati in due neutroni, si ha pertanto un'interazione debole che porta al rilascio di due positroni e due neutrini: $p \rightarrow n + e^+ + \nu$. A causa della loro piccolissima sezione d'urto, queste particelle sfuggono senza interagire con la materia stellare, sottraendo così energia alla stella. Questa perdita va tenuta in conto nel bilancio energetico delle reazioni.

Sono presenti poi emissioni spontanee di neutrini, non legate alle reazioni nucleari, che possono verificarsi in condizioni di alte temperature e densità e sono il risultato di processi di interazione debole (capitolo 2). Infatti, per ogni processo che emette un fotone c'è una probabilità finita, sebbene molto piccola, di avere invece l'emissione di una coppia neutrino-antineutrino, con una probabilità data da:

$$\frac{P(\nu, \bar{\nu})}{P(\gamma)} \approx 3 \cdot 10^{-18} \left(\frac{E_\nu}{m_e c^2} \right)^4 \quad (1.3)$$

dove E_ν rappresenta l'energia del neutrino, m_e la massa dell'elettrone e c la velocità della luce nel vuoto ([10]).

Questo tipo di emissione rappresenta una perdita netta di energia per le stelle e di conseguenza provoca un raffreddamento del nucleo, luogo ove avvengono questi processi.

L'effetto è particolarmente importante nelle fasi evolutive finali delle stelle di grande massa ($M > 8M_\odot$), che vanno incontro a tutti i bruciamenti nucleari fino alla formazione di un core di ferro. Queste stelle, infatti, raggiungono temperature centrali di $5 \cdot 10^8 K$ alle quali la perdita di energia tramite i neutrini diventa dominante sulla luminosità irradiata alla superficie ($L_\nu \gg L$). Dalla condizione di equilibrio termodinamico raggiunta durante ogni fase di bruciamento nucleare, segue che la produzione di energia ed il raffreddamento neutrino si eguagliano. La conseguenza di questo fatto è che il tempo scala nucleare risulta molto più breve rispetto all'analoga situazione

senza la presenza di neutrini, infatti $\tau_{nuc} = E_{nuc}/L_\nu \ll E_{nuc}/L$. L'evoluzione del core dunque si velocizza enormemente, portando a tempi di vita stimati per i vari bruciamenti che vanno da diversi migliaia di anni per il bruciamento del carbonio a circa un giorno per quello del silicio. Tuttavia, il ruolo forse più importante che svolgono i neutrini prodotti dai processi di interazione debole è quello di consentire l'instaurarsi dell'esplosione nelle supernovae di tipo core-collapse. L'introduzione dei neutrini nei codici delle simulazioni dell'esplosione permette infatti di risolvere un problema che è rimasto per molti anni senza soluzione: quello dello smorzamento dell'onda d'urto, che impedisce l'innesco dell'esplosione nel cosiddetto modello della "prompt explosion". A questo argomento sarà dedicato il capitolo 3.

Capitolo 2

Processi di emissione di energia che coinvolgono i neutrini

Come abbiamo visto nel precedente capitolo, neutrini (e antineutrini) vengono emessi nei processi di decadimento- β . Ci proponiamo a questo punto di approfondire la teoria relativa a queste reazioni e per fare ciò dovremo introdurre alcune nozioni sui processi di interazione debole.

2.1 Cenni di teoria dell'interazione debole

Sono note quattro tipi di interazioni fondamentali a cui possono essere ricondotti tutti i fenomeni fisici che avvengono in natura: elettromagnetica, gravitazionale, nucleare forte e debole. Ognuna di esse è descrivibile tramite un Hamiltoniano di interazione ed ha un'intensità caratteristica, data da una costante adimensionale chiamata costante di accoppiamento. (Tabella 2.1)

Tabella 2.1: Interazioni fondamentali e rispettive costanti di accoppiamento, ordinate in ordine crescente dall'alto in basso.

Interazione fondamentale	Costante di accoppiamento
Gravitazionale	10^{-45}
Nucleare Debole	10^{-23}
Elettromagnetica	10^{-2}
Nucleare Forte	10

É noto inoltre che tutte le particelle esistono in coppie di particella e antiparticella, caratterizzate dalla stessa massa e spin ma carica opposta e che quando interagiscono tra loro si annichilano emettendo un fotone. Inoltre, le particelle si dividono in bosoni e fermioni: i primi hanno spin intero e obbediscono alla statistica di Bose-Einstein, mentre i secondi hanno spin semintero ed obbediscono alla statistica di Fermi-Dirac. Si possono poi distinguere, in base alla massa e al tipo di interazione cui sono soggetti, quattro sottogruppi: fotoni, leptoni, mesoni e barioni. Le particelle elementari si distribuiscono in questi gruppi come in Tab. 2.2.

Per quanto riguarda le interazioni a cui esse possono andare incontro abbiamo che, in generale, tutte le particelle risentono dell'attrazione gravitazionale, quelle cariche sperimentano l'interazione elettromagnetica e soltanto barioni e mesoni sono soggetti alla forza nucleare forte. Per quanto riguarda i neutrini, essi risentono della sola interazione debole.

Tabella 2.2: Suddivisione in gruppi di particelle e antiparticelle, coi rispettivi valori di spin e massa (tratti da K. Zuber [14] e C. Chiosi [4]).

Gruppo	Particella	Antiparticella	Massa	Spin
Fotoni	γ	γ	0 eV	1 (Bosoni)
Leptoni	e^-	e^+	0.5 MeV	1/2 (Fermioni)
	ν_e	$\bar{\nu}_e$	< 2 eV	
	μ^-	μ^+	105 MeV	
	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	< 190 keV	
	τ^-	τ^+	1784 MeV	
	ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$	< 18.2 MeV	
Mesoni	π^-	π^+	139 MeV	0 (Bosoni)
	π^0	π^0	135 MeV	
Barioni	p	\bar{p}	938 MeV	1/2 (Fermioni)
	n	\bar{n}	939 MeV	

Nei processi che coinvolgono le particelle elementari valgono le usuali leggi di conservazione di energia, carica elettrica, quantità di moto e momento angolare, ma in più va aggiunta anche la conservazione dei numeri barionico e leptonic: ovvero, il numero di particelle deve essere uguale a quello delle antiparticelle.

Applicando tali leggi al decadimento- β otteniamo le seguenti reazioni consentite per l'elettrone¹:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (\text{Decadimento } \beta^-) \quad (2.1)$$

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e \quad (\text{Decadimento } \beta^+) \quad (2.2)$$

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e \quad (\text{Cattura } K) \quad (2.3)$$

Oltre a queste, possono essere scritte equazioni analoghe anche per il muone, che inoltre decade secondo la reazione seguente:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (2.4)$$

Un'ulteriore proprietà fondamentale delle interazioni deboli, che le distingue da tutte le altre, è la violazione della parità. Ciò significa che tali processi non godono di invarianza speculare: l'immagine speculare di un esperimento non è un esperimento realizzabile. ([4])

2.2 Hamiltoniano di interazione

Come ricordato precedentemente, Fermi fu il primo a proporre una teoria in grado di spiegare il decadimento- β , nota come teoria dell'interazione universale di Fermi.

Procederemo ora a fornirne una trattazione semplificata, seguendo l'approccio utilizzato da C. Chiosi in *Struttura ed evoluzione delle stelle* [4]. Consideriamo quindi le seguenti coppie di

¹Precisiamo che (2.2) può avvenire solamente all'interno del nucleo per assicurare la conservazione dell'energia in quanto la massa del protone è minore di quella del neutrone, mentre (2.1) può avvenire anche per un neutrone libero.

fermioni, coinvolti nelle interazioni deboli:

$$\begin{array}{ll} (\bar{n}, p) & (\bar{p}, n) \\ (\bar{e}, \nu_e) & (\bar{\nu}_e, e) \\ (\bar{\mu}, \nu_\mu) & (\bar{\nu}_\mu, \mu) \end{array}$$

Assumiamo che ciascuna coppia rappresenti il prodotto di due operatori in grado di creare una particella oppure di distruggere la corrispondente antiparticella. Si noti che la scelta delle coppie così come sopra riportate garantisce che in qualunque interazione di creazione di particelle (o distruzione di antiparticelle) il numero di barioni e leptoni sia sempre conservato.

Adottando ora la formulazione di Feynmann e Gellmann, scriviamo l'Hamiltoniano che descrive le interazioni deboli come

$$H_{int} = gJ^+ J \quad (2.5)$$

dove g rappresenta la costante di accoppiamento universale che misura l'intensità dell'interazione debole, mentre J^+ e J sono operatori definiti da

$$J = (\bar{n}, p) + (\bar{e}, \nu_e) + (\bar{\mu}, \nu_\mu) \quad (2.6)$$

$$J^+ = (\bar{p}, n) + (\bar{\nu}_e, e) + (\bar{\nu}_\mu, \mu) \quad (2.7)$$

La reazione tra i quattro fermioni che partecipano all'interazione debole è data così dal prodotto tra una qualunque coppia di operatori che compongono J con una qualunque coppia di J^+ .

Tra le combinazioni possibili ricavabili dal prodotto $J^+ J$ distinguiamo tra termini misti e termini quadratici. I primi generano processi che sono stati ben studiati in laboratorio, mentre i secondi risultano più difficili da riprodurre sperimentalmente e la principale conferma della loro esistenza viene dall'evoluzione stellare.

2.2.1 Termini misti di H_{int}

Esaminiamo in questa sezione i processi generati dai termini misti dell'Hamiltoniano di interazione.

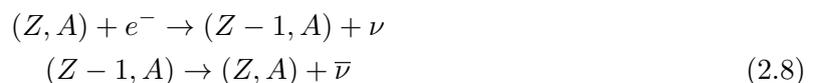
Interazioni $(\bar{n}, p)(\bar{\nu}_e, e)$ e $(\bar{p}, n)(\bar{e}, \nu_e)$

Rappresentano i processi di decadimento- β già citati (equazioni (2.1), (2.2), (2.3)) e tutti quelli ottenibili da questi sostituendo ogni particella con la sua antiparticella o invertendo il verso della reazione.

Alcuni di questi processi sono possibili solo all'interno dei nuclei e negli interni stellari, questi ultimi possono trovarsi in stati eccitati a causa delle elevate temperature. In questa condizione, la costante di decadimento, ovvero la probabilità che avvenga un processo di decadimento nell'unità di tempo, risulta maggiore. Pertanto, il tasso di decadimenti- β nelle stelle dipende fortemente dalla temperatura.

Per quanto riguarda le catture K, quando può essere assunta la condizione di totale ionizzazione, come si verifica per gli interni stellari dove le temperature superano i 10^6 K, la reazione dipende dalla densità elettronica.

Un importante ciclo di decadimento è il processo URCA scoperto da Gamow e Schönberg, che consiste nella cattura di un elettrone da parte di un nucleo (Z, A) che successivamente va incontro a un decadimento- β , tornando allo stato iniziale.



A seguito della reazione, la composizione iniziale resta invariata ma viene emessa una coppia neutrino-antineutrino, con conseguente liberazione di energia. Tuttavia, le condizioni in cui questo processo si verifica sono abbastanza restrittive: l'elettrone catturato deve essere sufficientemente energetico da consentire la prima reazione ed inoltre il nuovo nucleo formato deve essere

instabile al decadimento- β . Questi vincoli fanno sì che il processo URCA risulti significativo solamente per valori estremamente alti di densità, tipici ad esempio delle stelle di neutroni.

Interazioni $(\bar{\mu}, \nu_{\mu})(\bar{p}, n)$ e $(\bar{n}, p)(\bar{\nu}_{\mu}, \mu)$

Tra queste la più nota è la cattura di un muone in un atomo di idrogeno, processo analogo alla cattura elettronica ($\mu^- + p \rightarrow n + \nu_{\mu}$). Questo processo, così come il decadimento del muone, non interviene nell'evoluzione stellare in quanto anche a temperature superiori a 10^9 K non ci sono energie sufficienti a produrre muoni in quantità rilevanti.

Interazioni $(\bar{\nu}_{\mu}, \mu)(\bar{e}, \nu_e)$ e $(\bar{\mu}, \nu_{\mu})(\bar{\nu}_e, e)$

Un esempio di processo appartenente a questa categoria è il decadimento del muone (2.4), su cui non ci soffermeremo in questa sede, non avendo ripercussioni significative sull'argomento principale da noi trattato.

2.2.2 Termini quadratici di H_{int}

Passiamo ora ad analizzare i termini quadratici dell'Hamiltoniano di interazione, individuando quelli che generano i processi che contribuiscono maggiormente alla produzione di neutrini nelle stelle.

Interazioni $(\bar{n}, p)(\bar{p}, n)$

Costituiscono i processi di scattering tra un protone ed un neutrone ($p + n \rightarrow n + p$). Anche le interazioni forti provocano questo tipo di scattering ma con probabilità 10^{20} volte maggiore, pertanto questa reazione risulta difficile da individuare.

Interazioni $(\bar{\mu}, \nu_{\mu})(\bar{\nu}_{\mu}, \mu)$

Per questo tipo di interazione, come anche per le altre che coinvolgono i muoni. Il loro impatto sull'evoluzione delle stelle è minimo, per le stesse ragioni sopra citate, e pertanto non ci soffermeremo a parlarne.

Interazioni $(\bar{e}, \nu_e)(\bar{\nu}_e, e)$

Esse descrivono lo scattering debole tra neutrini ed elettroni e sono di particolare importanza astrofisica.

$$e^- + \nu_e \rightarrow e^- + \nu_e \quad (2.9)$$

A differenza dei decadimenti- β queste reazioni non sono processi nucleari. Possono invece essere descritti tramite l'elettrodinamica quantistica, che considera i fotoni come composti da coppie virtuali di elettroni e positroni. Queste interazioni mettono pertanto in relazione i neutrini coi componenti principali della materia stellare, ovvero elettroni e fotoni.

Analizziamo quindi i principali processi derivanti da (2.9).

2.3 Foto-neutrini

La produzione di foto-neutrini avviene secondo la seguente reazione:

$$\gamma + e^- \rightarrow e^- + \nu_e + \bar{\nu}_e \quad (2.10)$$

Si tratta di un processo analogo allo scattering Compton in cui il fotone uscente è sostituito da una coppia $(\nu_e, \bar{\nu}_e)$. Tuttavia la sezione d'urto di produzione di neutrini è circa 10^{-15} volte minore di quella dell'urto Compton.

Possiamo definire il numero di coppie di neutrini generate per unità di tempo e di volume (n_ν) come:

$$\frac{dn_\nu}{dt} = N_e u_\gamma \langle \sigma v \rangle \quad (2.11)$$

dove N_e rappresenta la densità di elettroni, u_γ quella dei fotoni e $\langle \sigma v \rangle$ il valor medio del prodotto tra la sezione d'urto di interazione e la velocità relativa tra fotone ed elettrone.

L'energia rilasciata dall'emissione dei neutrini si calcola moltiplicando (2.11) per l'energia media della singola reazione. Nell'ipotesi di elettroni non degeneri e non relativistici, l'energia prodotta per unità di massa $\epsilon_\nu \propto T^8$, mentre è indipendente dalla densità, poiché il numero di elettroni liberi non dipende da ρ in condizioni di completa ionizzazione.

La forte dipendenza dalla temperatura fa sì che a $T > 2 \cdot 10^8$ K, ϵ_ν sia maggiore del tasso di produzione di energia per reazioni nucleari, portando ad un raffreddamento centrale della stella.

2.4 Neutrini di coppia

A temperature superiori a 10^9 K i fotoni sono abbastanza energetici da produrre coppie (e^- , e^+) che subito si annichilano ($\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$) in modo da raggiungere un equilibrio tra le due reazioni. Tuttavia, una volta ogni 10^{19} casi l'annichilazione può restituire una coppia di neutrini, rompendo parzialmente l'equilibrio.



La densità di positroni (n_+) è data dal bilancio tra la velocità di produzione di coppie (e^- , e^+), dato da $u_\gamma \langle \sigma v \rangle$, ed il tasso di ricombinazione, secondo la relazione:

$$\frac{dn_+}{dt} = u_\gamma \langle \sigma v \rangle - \frac{n_+}{\tau_{ann}} \quad (2.13)$$

dove τ_{ann} è il tempo di vita dei positroni. All'equilibrio $dn_+/dt = 0$ e quindi $n_+ = u_\gamma \langle \sigma v \rangle \tau_{ann}$. Calcoliamo ora l'energia per unità di volume e di tempo prodotta nella seconda parte dell'equazione (2.12).

$$\frac{dE}{dt} = n_+ n_e \langle \sigma v W \rangle \quad (2.14)$$

dove W è l'energia totale della coppia elettrone-positrone.

È facilmente intuibile che la produzione di coppie ($\nu_e, \bar{\nu}_e$) crescerà all'aumentare della temperatura, dato che cresce l'energia dei fotoni coinvolti, mentre diminuirà al crescere della densità. Infatti, ad alte densità gli elettroni degenerano e la loro energia seguirà la distribuzione di Fermi-Dirac. Si può dimostrare che l'energia per unità di massa liberata in questo processo per un gas non degenero è $\epsilon_\nu \propto T^3/\rho$. I neutrini di coppia costituiscono pertanto una perdita di energia rilevante per plasmi ad alte temperature e basse densità.

2.5 Neutrini di plasma

Nel vuoto il decadimento di un fotone in una coppia ($\nu_e, \bar{\nu}_e$) non è possibile poiché nel processo lo spin non può essere conservato a meno che i neutrini non si muovano in direzioni opposte. Tuttavia, in questo caso si può vedere che non possono essere conservate energia e quantità di moto; dovrebbero infatti valere contemporaneamente:

$$\begin{aligned} h\nu &= h\nu_1 + h\nu_2 \\ \frac{h\nu}{c} &= \frac{h\nu_1}{c} + \frac{h\nu_2}{c} \end{aligned}$$

con ν frequenza del fotone e ν_1 e ν_2 quelle di neutrino e antineutrino, il che non è possibile.

La situazione è diversa all'interno delle stelle dove i fotoni si muovono in un plasma, generando

oscillazioni collettive degli elettroni. Si può dimostrare in questo caso che i fotoni si propagano nel plasma con velocità minore di c ed è possibile scrivere la relazione di dispersione:

$$\omega^2 = (kc)^2 + \omega_0^2 \quad (2.15)$$

con k numero d'onda e ω frequenza angolare e ω_0 frequenza di plasma.

Nel caso di un gas non degenere: $\omega_0 = 4\pi e^2 N_e / m_e$, in cui N_e è la densità numerica di elettroni liberi e m_e la loro massa a riposo.

Pertanto l'energia del fotone nel plasma sarà (con $\omega = 2\pi\nu$):

$$E^2 = h^2\nu^2 = h^2(kc)^2 + h^2\nu_0^2 \quad (2.16)$$

Quest'equazione è analoga alla relazione che unisce energia e quantità di moto per una particella di massa finita:

$$E^2 = p^2c^2 + m^2c^4 \quad (2.17)$$

Pertanto, confrontando (2.16) e (2.17), si ottiene

$$m_{pl} = \frac{h\nu_0}{c^2} \quad (2.18)$$

ovvero la massa che il fotone "acquista" interagendo col plasma. Notiamo che questa aumenta col crescere di ν_0 e quindi di N_e .

Tali fotoni, che possiamo vedere come onde elettromagnetiche che si comportano come particelle relativistiche con massa a riposo non nulla, prendono il nome di plasmoni. Questi, in virtù dell'eccesso di energia rispetto ai fotoni nel vuoto, a parità di momento, possono decadere in una coppia ($\nu_e, \bar{\nu}_e$). Il processo risulta dominante in condizioni di alta densità, quando il gas di elettroni è degenere.

2.6 Neutrini di bremsstrahlung

Il processo di bremsstrahlung consiste nell'emissione di un fotone (detta emissione di free-free) da parte di un elettrone che viene decelerato dal campo coulombiano di un nucleo atomico. Il fotone emesso nell'interazione può essere sostituito da un neutrino e un antineutrino:



Ciò dà luogo ad un raffreddamento neutrino che risulta significativo in condizioni di basse temperature ed alte densità. Inoltre, dato il coinvolgimento dei nuclei nelle reazioni, queste risultano più efficienti per gli elementi più pesanti, infatti $\epsilon_\nu \propto Z^2/A$.

I quattro processi sopra descritti rappresentano la principale fonte di neutrini stellari. I tassi di emissione dei neutrini sono stati studiati da diversi autori nel corso degli anni e calcolati per tutti i processi rilevanti da N. Itoh, H. Hayashi, A. Nishikawa e Y. Kohyama [7]. I risultanti range di temperatura e densità in cui la produzione è significativa sono $10^2 < \rho < 10^9 \text{ g cm}^{-3}$ e $10^8 < T < 5 \cdot 10^9 \text{ K}$ ([4]). Riportiamo in figura 2.1 i domini nel piano $\rho - T$ dove prevale ciascun processo nel caso di materia stellare costituita da ${}^4\text{He}$ e da ${}^{56}\text{Fe}$, mentre in figura 2.2 è graficato il tasso di perdita di energia totale (nel caso di ${}^4\text{He}$).

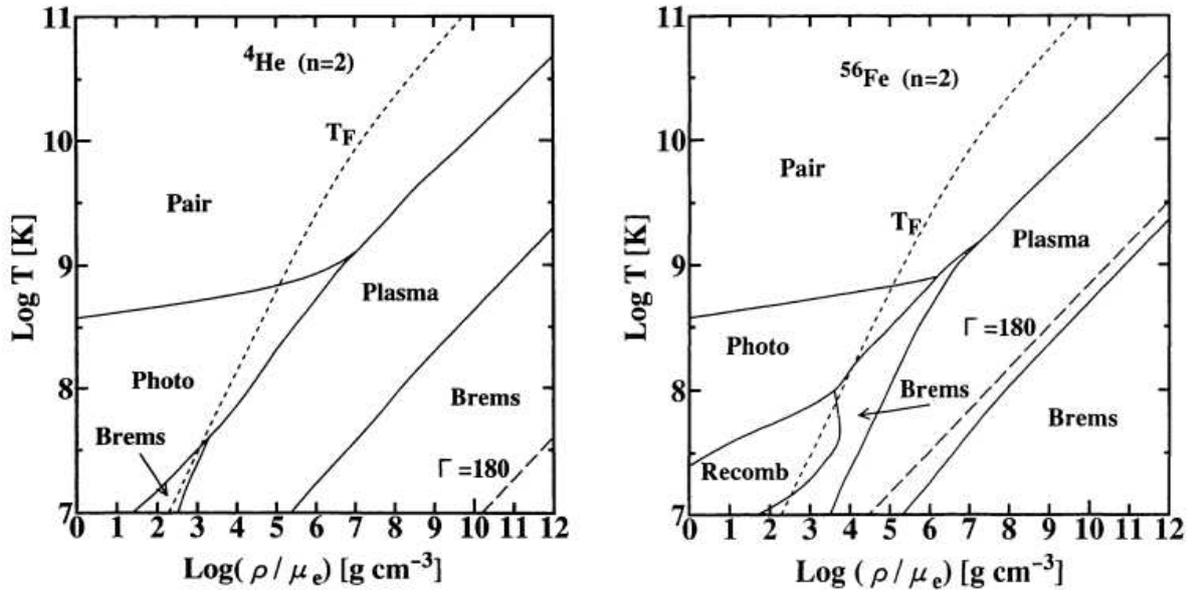


Figura 2.1: I processi dominanti di generazione di neutrini in funzione della densità (ρ) e della temperatura (T) per un gas di ${}^4\text{He}$ (a sinistra) e di ${}^{56}\text{Fe}$ (a destra). T_F è la temperatura di Fermi dell'elettrone e Γ_C il parametro di Coulomb ($\Gamma_C = 180$ rappresenta il limite oltre il quale gli ioni formano un reticolo cristallino). Immagini tratte da N. Itoh et al, "Neutrino Energy Loss in Stellar Interiors. VII. Pair, Photo-, Plasma, Brems- strahlung, and Recombination Neutrino Processes" [7].

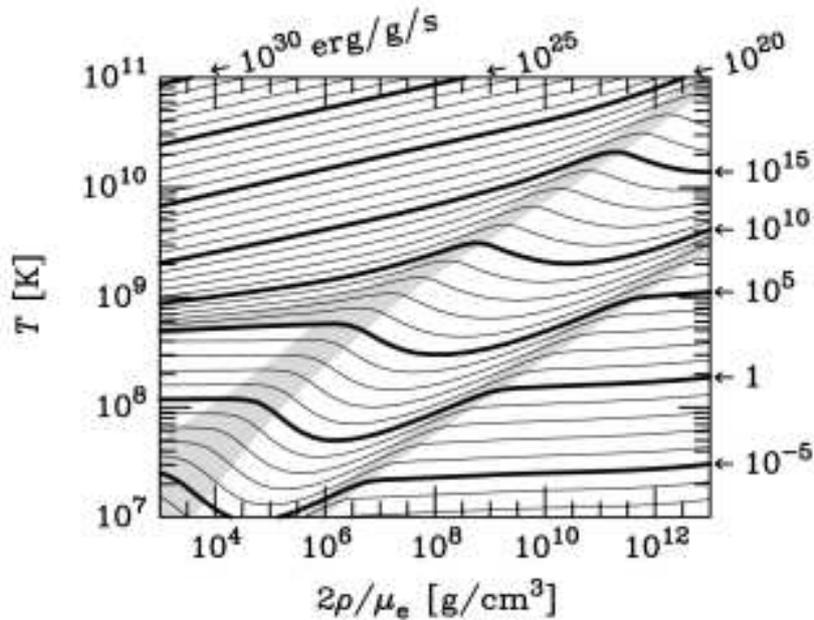


Figura 2.2: Tassi di perdita di energia per neutrini nel piano $\rho-T$ per il caso di materia composta da ${}^4\text{He}$. Immagine tratta da G. Raffelt, "Neutrinos and the stars" [12].

Capitolo 3

Neutrino-Driven Explosion

I primi lavori sulle SNe risalgono al 1934, quando ancora i processi interni delle stelle non erano ben noti. In quell'anno, Baade e Zwicky [2] ipotizzarono che le stelle potessero terminare la loro evoluzione con una violenta esplosione che avrebbe segnato il passaggio da una stella ordinaria ad una stella di neutroni (NS) e sarebbe stata segnalata da un'emissione di neutrini. La loro idea si rivelò sorprendentemente corretta: oggi la correlazione tra SNe e NS è fermamente stabilita ed inoltre nel 1987 sono stati rivelati per la prima (e ad oggi unica) volta i neutrini da un evento di supernova (SN 1987A).

In un tipico processo di SN core-collapse l'energia gravitazionale liberata ammonta a $E \approx 3 \cdot 10^{53} \text{ erg}$ di cui soltanto una frazione molto piccola dà vita all'esplosione: l'1% viene trasformato in energia cinetica degli ejecta e lo 0.01% risulta in un'emissione di fotoni. Il restante 99% viene perso dalla stella sotto forma di un flusso di neutrini.

Furono proprio queste considerazioni energetiche uno dei principali motivi che portarono Colgate e White nel 1966 [5] e Arnett nel 1967 [1] a proporre queste particelle come agenti attivi dell'esplosione. Da allora sono stati necessari molti anni di miglioramenti sia nella teoria che nelle simulazioni numeriche per arrivare alla moderna descrizione del processo. Questa si fonda sulle simulazioni di Bethe e Wilson del 1985 [3] che diedero vita allo scenario del "delayed neutrino-heating mechanism".

Esamineremo meglio in questo capitolo come avviene l'esplosione in accordo con i moderni raffinamenti della teoria.

3.1 Evoluzione pre-supernova

Nel corso della loro vita le stelle vanno incontro a diverse reazioni di bruciamento nucleare alternate a fasi di contrazione gravitazionale. Tuttavia, non tutte le stelle sperimentano tutte le possibili reazioni.

La caratteristica fondamentale che determina l'evoluzione di una stella è la sua massa iniziale quando appare lungo la Zero Age Main Sequence (ZAMS) nel diagramma di Hertzsprung-Russell ed inizia a bruciare idrogeno nel nucleo, raggiungendo la condizione di equilibrio termodinamico. All'esaurimento dell'idrogeno nel core, si crea un nucleo di elio mentre il bruciamento dell'idrogeno continua in una shell più esterna. Segue per il nucleo una fase di contrazione e l'energia liberata in questo processo viene per metà rilasciata sotto forma di radiazione, mentre l'altra metà porta ad un aumento della pressione, in accordo col teorema del viriale. Dall'equazione di stato per un gas ideale ($P \propto \rho T$) segue che, all'aumentare della pressione, corrisponde un aumento della temperatura che si protrae fintantoché questa non sale a 10^8 K , permettendo l'innesco del bruciamento dell'elio nel core tramite la reazione $3\text{-}\alpha$.

Al termine di questa fase le stelle di massa piccola e intermedia ($M < 8M_{\odot}$) sviluppano un nucleo degenere di carbonio e ossigeno e termineranno la loro vita come nane bianche. Al contrario, le stelle di grande massa ($M > 8M_{\odot}$) evitano la degenerazione e vanno incontro a una serie di altri bruciamenti (C, Ne, O, Si) seguiti da fasi di contrazione. Inoltre, a partire dal bruciamento

del carbonio e per tutti gli stadi successivi, cresce l'efficienza dell'emissione di energia tramite neutrini termici, portando ad una progressiva accelerazione dei processi in atto.

Per le stelle massicce è necessario fare un'ulteriore distinzione tra quelle con masse comprese tra $8M_{\odot} < M < 11M_{\odot}$ e masse $M > 11M_{\odot}$. Le prime, infatti, sviluppano un core di CO parzialmente degenere. Questo, unito al raffreddamento ad opera dei neutrini, fa sì che l'innesco della fusione del carbonio avvenga tramite un flash localizzato in una shell vicina al centro della stella, per poi procedere in modo stabile fino alla formazione di un nucleo di O-Ne degenere. A questo punto, non sono possibili altre reazioni nucleari e la stella può diventare una nana bianca di O-Ne oppure, se il core raggiunge il limite di Chandrasekhar, collassa dando vita ad una supernova.

Al contrario, se la massa $M > 11M_{\odot}$ la fusione del carbonio avviene in maniera stabile e queste stelle passano attraverso tutte le fasi di bruciamento successive. Il risultato finale è la formazione di un nucleo inerte composto da elementi del gruppo del ferro.

3.2 Struttura della stella prima del collasso

Subito prima che si instauri il collasso gravitazionale che dà avvio al processo di esplosione di supernova, la struttura complessiva della stella rispecchia quella raffigurata nell'immagine 3.1 e prende il nome di "onion-shell structure". Attorno al nucleo sono presenti diversi gusci sferici

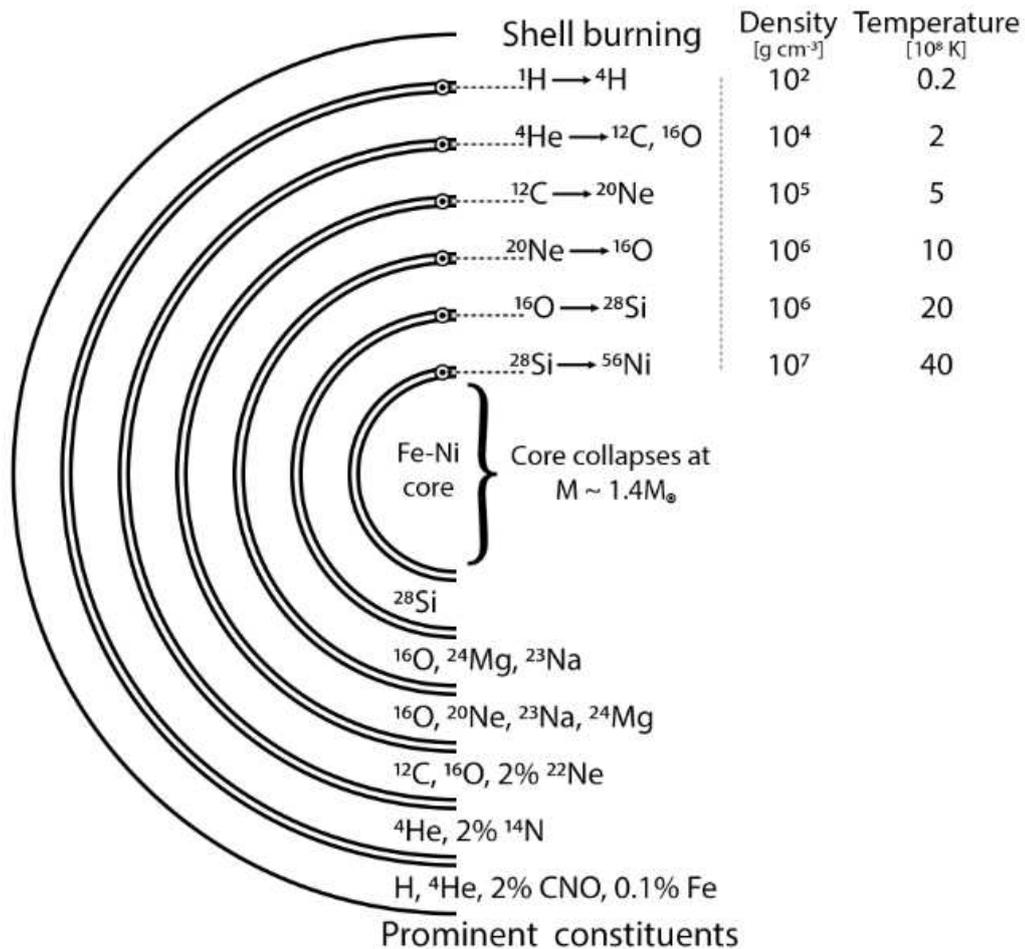


Figura 3.1: Rappresentazione grafica della struttura di una stella prima del collasso. Sono schematizzate le reazioni che avvengono nelle varie shell, con le rispettive densità e temperature, oltre ai principali prodotti. (K. Zuber, "Neutrino physics" [14])

concentrici contenenti i prodotti delle varie fasi di bruciamento nucleare, con elementi più pesanti man mano che si scende verso il core. I vari processi di fusione non sono completamente estinti

e continuano ancora nelle regioni più esterne di ogni shell.

L'alta densità unita alla perdita di energia, e quindi al raffreddamento, provocato dalla fuga di neutrini (principalmente neutrini di coppia e di plasma) fanno sì che la stabilità del core sia mantenuta dalla pressione di degenerazione degli elettroni relativistici. Inoltre, la fusione del silicio nella shell attigua al nucleo produce ancora nuclei di ferro, che vanno ad aumentare la massa del core fintanto che questa non raggiunge il limite di Chandrasekhar, che per un core composto prevalentemente di ^{56}Fe vale ([10]):

$$M_{Ch} = 5.83 \mu_e^{-2} M_{\odot} \quad (3.1)$$

Subito prima del collasso il nucleo ha una massa compresa tra $1.3 M_{\odot}$ e $2 M_{\odot}$, temperature centrali di $10^{10} K$ e densità $> 10^9 g cm^{-3}$ (H.-T. Janka, [8]).

Un altro fattore importante da analizzare sono i profili di densità. In generale, la densità può variare molto tra una stella e l'altra, tuttavia i profili di densità del core diventano quasi identici una volta raggiunta la stessa densità centrale. Questo segue dal fatto che le condizioni sono ancora compatibili con l'equilibrio idrostatico e l'equazione di stato è dominata da elettroni che si muovono con velocità relativistiche e perciò, in questa situazione, la struttura è ben descritta da un politropo di indice $4/3$.

Al contrario, i profili delle shell circostanti presentano un'ampia variabilità di andamenti, come mostrato in figura 3.2 (a sinistra). Per descrivere queste differenze nei profili O'Connor e Ott [11] hanno introdotto il parametro di compattezza:

$$\xi_M = \frac{M/M_{\odot}}{R(M)/(1000km)} \quad (3.2)$$

che rappresenta il rapporto tra una data massa ed il raggio entro cui è contenuta.

Come visibile in figura 3.2 (a destra) i progenitori con masse al di sotto di $\sim 12 M_{\odot}$ (chiamati "Crab-like") hanno i parametri di compattezza del core più bassi, mentre per masse maggiori ("SN 1987A-like") i valori crescono velocemente. Questo ha delle ripercussioni sull'evoluzione dell'esplosione guidata dai neutrini, come vedremo nel seguito.

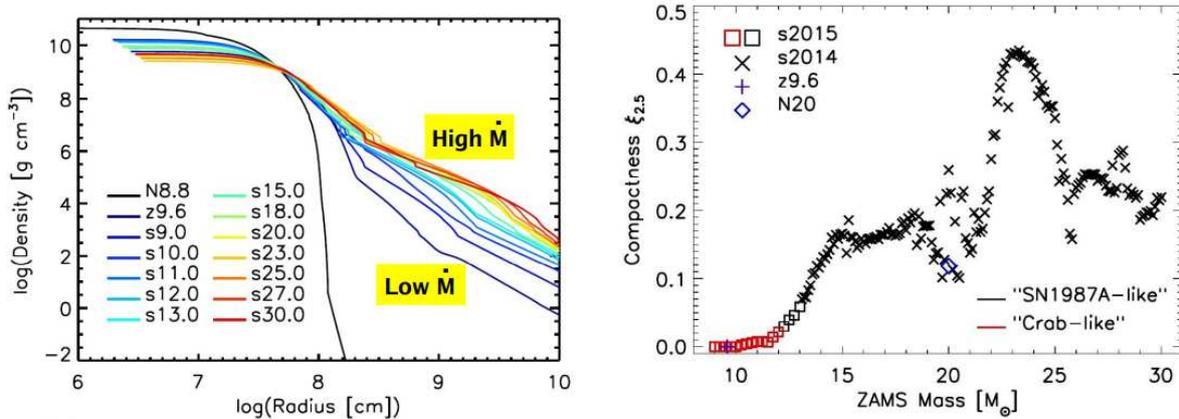


Figura 3.2: A sinistra: profili di densità per progenitori di diversa massa. Il profilo in nero si riferisce ad una stella con core di O-Ne mentre le altre a stelle con nuclei di Fe. A destra: valori del parametro di compattezza calcolati a $M = 2.5 M_{\odot}$ per diversi progenitori con masse alla ZAMS comprese tra $8.8 M_{\odot}$ e $30 M_{\odot}$. Diversi simboli sono usati per indicare valori tratti dai lavori di diversi autori. (H.-T. Janka, "Neutrino-driven Explosions in 3D Supernova Simulations" [9])

3.3 Meccanismo di esplosione

Ci occuperemo in questa sezione di caratterizzare i passaggi principali che, a partire dalla situazione sopra descritta, portano alla supernova. Seguendo l'approccio di Janka ([8]) distinguiamo sei momenti, da quando comincia il collasso fino all'esplosione vera e propria. I passaggi descritti nel seguito sono rappresentati in Figura 3.3.

(a) Instabilità e collasso del core

Come già ricordato la pressione nel core è dominata da elettroni degeneri con velocità relativistiche, pertanto l'esponente adiabatico γ_{ad} assume un valore molto vicino a $4/3$, limite sotto al quale si ha l'insorgere di instabilità dinamica. Intervengono a questo punto due processi che contribuiscono ad accelerare la contrazione del core, dando avvio al collasso vero e proprio.

Il primo è la fotodisintegrazione dei nuclei di ferro in particelle α e neutroni:



La reazione è endotermica e richiede un grande quantitativo di energia (~ 124 MeV) che viene assorbita dall'energia cinetica degli elettroni, riducendo così la pressione del gas. Il processo risulta dominante nelle stelle con core di ferro relativamente massicci.

In condizioni di densità molto elevate, l'energia di Fermi degli elettroni è abbastanza alta da consentire i processi di cattura elettronica da parte di protoni liberi oppure di nuclei pesanti:



La composizione del core diventa progressivamente più ricca di neutroni (neutronizzazione) a spese degli elettroni, diminuendo la pressione e quindi aumentando l'instabilità.

Inoltre, le catture elettroniche aumentano la massa media per elettrone libero (μ_e) portando ad una diminuzione dell'effettiva massa di Chandrasekhar e facilitando ulteriormente il collasso.

Le catture elettroniche sono il motore principale del collasso per le stelle con $M < 11 M_\odot$, che sviluppano un nucleo degenere di O-Ne. Le SNe che si sviluppano da queste stelle sono per questo chiamate "electron capture".

Entrambi i processi portano ad una diminuzione dell'esponente adiabatico sotto il valore critico di $4/3$, generando così instabilità dinamica. Il conseguente collasso è estremamente rapido, avviene infatti su tempi scala dell'ordine di 10 ms.

Inizialmente, i neutrini generati dalle catture elettroniche possono sfuggire liberamente alla stella essendo il loro cammino libero medio maggiore del raggio del nucleo, ma all'aumentare della densità ciò non è più vero. Durante il collasso l'energia dei neutrini prodotti nella neutronizzazione è dell'ordine dell'energia di Fermi per elettroni relativistici e possiamo stimarla tramite un calcolo approssimato (si veda [10]):

$$\frac{E_\nu}{m_e c^2} \approx 10^{-2} \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{1/3} \quad (3.6)$$

I neutrini interagiscono coi nuclei tramite scattering coerente ($\nu_e + (Z, A) \rightarrow \nu_e + (Z, A)$), con una sezione d'urto data da:

$$\sigma_\nu \approx 10^{-45} A^2 \left(\frac{E_\nu}{m_e c^2} \right)^2 = 10^{-49} A^2 \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{2/3} \quad [cm^2] \quad (3.7)$$

Il corrispondente cammino libero medio, assumendo $\mu_e \approx 2$, $A \approx 100$ e $\rho/\mu_e \approx 4 \cdot 10^9 g/cm^3$, risulta $\lambda = \frac{1}{n\sigma_\nu} \approx 10^7 cm$. Questo valore rispecchia le dimensioni tipiche del core che sta collassando, pertanto otteniamo che questo diventa opaco per i neutrini. A densità di $10^{11} g/cm^3$ i neutrini possono diffondere fuori dal nucleo tramite molti processi di scattering, ma quando la densità raggiunge $10^{12} g/cm^3$ la velocità di diffusione diventa minore di quella del plasma che sta collassando e i neutrini vengono intrappolati nel nucleo. Si può in questa fase definire una neutrinosfera, ovvero una superficie limite oltre la quale i neutrini possono ancora scappare.

In questa fase l'entropia è conservata e quindi il collasso procede in maniera adiabatica. Il core si divide in un nucleo interno che sviluppa un profilo di velocità omologo (quindi la velocità aumenta col raggio) e un nucleo esterno che collassa in caduta libera con velocità supersonica.

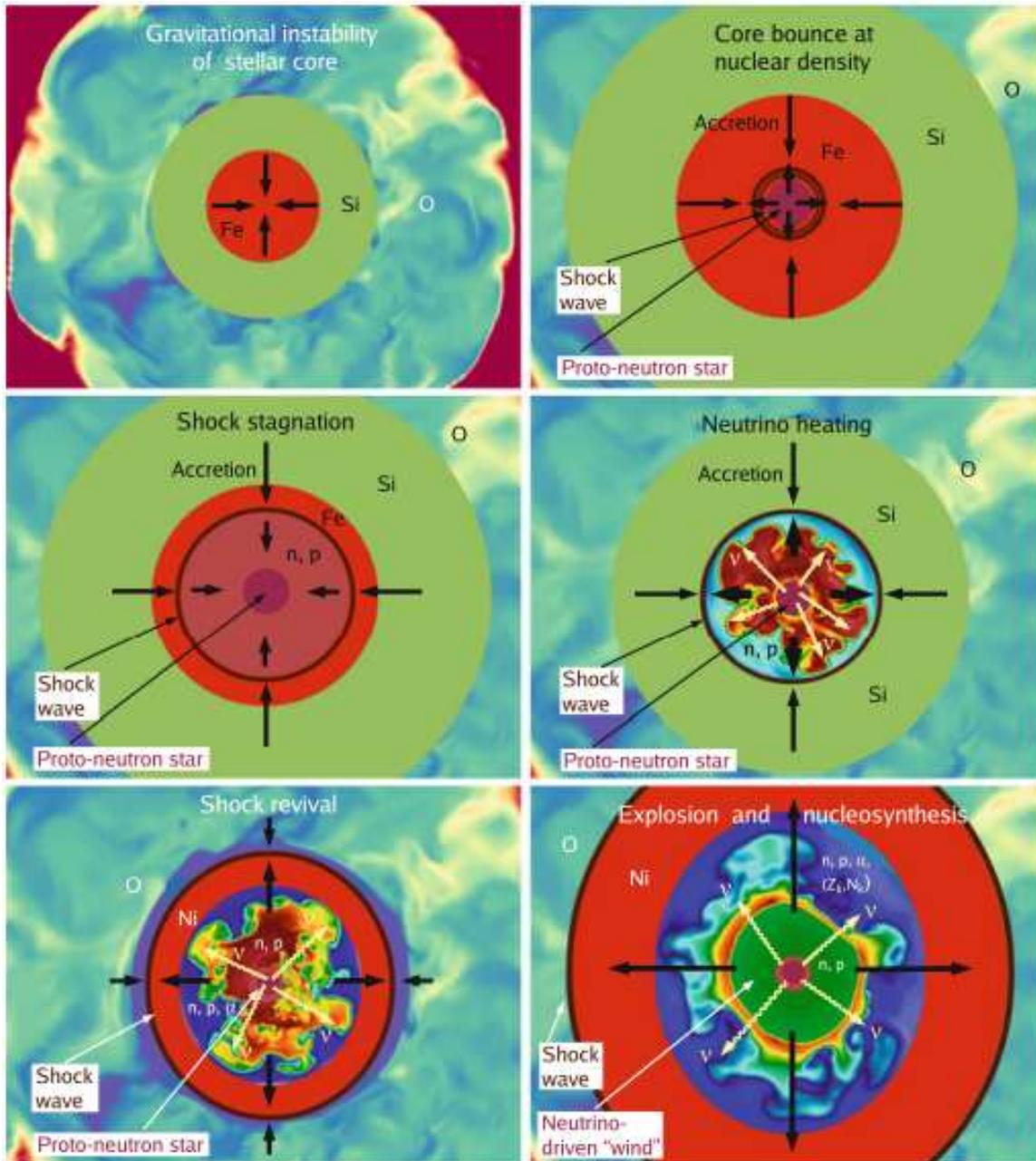


Figura 3.3: Rappresentazione grafica delle fasi di formazione di una supernova core-collapse secondo il meccanismo di neutrino-driven explosion. Ogni pannello corrisponde ad uno dei punti (a-f) nel testo. Le scale orizzontali dei grafici corrispondono approssimativamente a 15000, 4000, 4000, 2000, 2000 e 10000 km. Si noti che le dimensioni delle shell non sono in scala, ma le regioni centrali e la proto-NS sono state ingrandite rispetto agli strati più esterni. (H.-T. Janka, [8])

(b) "Core bounce" e formazione dell'onda d'urto

Il collasso del nucleo si ferma quando nel centro viene raggiunta una densità di saturazione $\rho_0 \approx 2.7 \cdot 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ tipica dei nuclei atomici. I neutroni, che dominano la composizione del core, degenerano e di conseguenza l'equazione di stato diventa "rigida". A causa della forte repulsione tra i nucleoni, la materia diventa incompressibile e γ_{ad} torna ad essere maggiore di $4/3$. Si crea quindi un nuovo equilibrio idrostatico in cui la pressione interna della materia degenera contrasta la sua stessa attrazione gravitazionale: si è formata una proto-NS con raggio tipico di circa 10 km.

Quando la materia che sta ancora collassando supera il limite della nuova regione di equilibrio, comprimendo ulteriormente il nucleo interno, questo 'rimbalza' indietro invertendo il collasso. Il fenomeno prende il nome di "core bounce".

Il nucleo interno in espansione crea onde di pressione che impattano contro la materia del nucleo esterno che si trova in caduta libera a velocità supersonica, generando un'onda d'urto inizialmente localizzata a $0.5 M_{\odot}$, che si propaga verso l'esterno con velocità dell'ordine di 100 km/ms.

(c) Smorzamento dell'onda d'urto e burst di neutrini

L'energia cinetica dell'onda d'urto dipende in parte dalle caratteristiche dell'equazione di stato della proto-NS ed è difficile da determinare con precisione. Tuttavia, contrariamente a quanto proposto nei primi modelli di "prompt explosion" (Colgate [5]), non è sufficiente per spazzare via l'involucro della stella.

Infatti, mentre l'onda d'urto si propaga attraverso la materia in caduta libera, la sua energia viene in parte dissipata nella fotodissociazione dei nuclei di ferro in protoni e neutroni, lasciandosi dietro materia composta principalmente da nucleoni liberi.

La fotodissociazione consuma energia pari a quella di legame di un nucleo di ^{56}Fe ovvero 8.8 MeV/nucleone o equivalentemente $1.7 \cdot 10^{51} \text{ erg}$ per $0.1 M_{\odot}$ di materiale dissociato, riducendo la pressione dietro l'onda d'urto. Dopo soltanto qualche millisecondo l'onda si arresta, avendo percorso la distanza equivalente a $0.5 M_{\odot}$ nel nucleo di ferro, ben prima quindi di raggiungere l'involucro.

Inoltre, un secondo processo avviene in questa fase: la cattura elettronica (3.4) degli elettroni nel mezzo attraversato dall'onda d'urto. Inizialmente, i neutrini elettronici emessi si accumulano nel mezzo che è per loro opaco, tuttavia quando il fronte d'onda raggiunge regioni del nucleo con densità relativamente bassa (circa $10^{11} \text{ g cm}^{-3}$) i neutrini iniziano a fuggire liberamente. Si osserva a questo punto un flash di neutrini, alcuni dei quali sono stati rivelati nel caso della SN 1987A. Questo evento, che prende il nome di "shock-breakout neutrino burst", è estremamente luminoso, con $L = 6 \cdot 10^{51} \text{ erg s}^{-1}$ ([6]), e sottrae ulteriore energia dalle regioni attraversate dall'onda d'urto, tanto che le velocità diventano ovunque negative e l'espansione si arresta. Segue una fase di accrescimento in cui la materia continua a cadere all'interno del fronte d'onda fermo.

(d) Riscaldamento neutrino e instabilità convettiva

Se l'onda d'urto si arresta, l'esplosione può aver luogo solamente se interviene qualche altro processo in grado di rinnovare l'energia. Si pensa che questo nuovo meccanismo sia la deposizione di energia da parte dei neutrini. Infatti, mentre subito dopo il 'rimbalzo' del core l'emissione di neutrini sottrae energia agli strati sottostanti il fronte d'onda, per tempi successivi la situazione si inverte.

Innanzitutto, al calare della densità la temperatura decresce ed il plasma diventa dominato dalla radiazione, diminuisce quindi il raffreddamento attuato dai neutrini nelle regioni attraversate dall'onda d'urto.

Allo stesso tempo, neutrini di ogni sapore vengono generati dalla proto-NS, che si sta contraendo e riscaldando. Diversi processi contribuiscono all'emissione tra i quali l'annichilazione della coppia (e^{-}, e^{+}), il bremsstrahlung, il decadimento dei plasmoni, la fotoannichilazione e le catture

elettroniche.

Al trascorrere del tempo, i neutrini e gli antineutrini prodotti diventano sempre più energetici, consentendo ad una frazione maggiore di essi di superare la neutrinofera per essere riassorbiti da protoni e neutroni liberi:

$$\nu_e + n = p + e^- \quad (3.8)$$

$$\bar{\nu}_e + p = n + e^+ \quad (3.9)$$

riscaldando gli strati in prossimità del fronte d'onda.¹

Un'altra caratteristica di questa fase è la formazione di moti convettivi del plasma, favoriti sia dalla deposizione di energia dei neutrini che dall'instaurarsi di instabilità convettiva (SASI) dovuta al flusso di materia che sta precipitando sulla NS in formazione. L'effetto complessivo riscontrato nei modelli è una deformazione su grande scala del fronte d'onda, che ne distrugge la struttura radiale, con la formazione di caratteristiche strutture 'a fungo', visibili in figura 3.3 (4° pannello). Violente oscillazioni e moti a spirale agitano l'intera regione compresa tra il fronte d'onda e la NS.

(e) Rivitalizzazione dell'onda d'urto

Il trasferimento di energia dai neutrini alla materia aumenta la pressione e, se l'effetto di riscaldamento è sufficientemente forte, l'onda d'urto riceve una spinta verso l'esterno, lanciando l'esplosione.

I moti convettivi del plasma contribuiscono all'innescio della supernova in diversi modi. Innanzitutto, possono aumentare l'espansione del fronte d'onda, allargando la regione di deposizione dell'energia. Inoltre, trasportano la materia riscaldata verso l'esterno e quella più fredda verso l'interno, dove può assorbire in modo più efficace l'energia trasportata dal flusso di neutrini.

Se la pressione dietro al fronte d'onda supera quella generata dal collasso degli strati sovrastanti, si instaura un'espansione incontrollata dell'onda d'urto, che accelera man mano che si propaga verso l'esterno e genera nucleosintesi esplosiva nelle zone che attraversa. Si formano in questo modo elementi radioattivi del gruppo del ferro e nuclei di massa intermedia (ad esempio ^{56}Ni , ^{57}Ni , ^{55}Co , ^{60}Co , ^{44}Ti), responsabili della luminosità dei resti della SN, visibili anche dopo molti anni dall'esplosione.

(f) Esplosione e nucleosintesi

In un primo periodo, che può durare diversi secondi, la materia accelerata dall'onda d'urto ricade verso l'interno, per poi assorbire energia dai neutrini ed essere rilanciata verso l'esterno. Al termine di questa fase di transizione, la deposizione di energia negli strati vicini alla NS genera il cosiddetto "neutrino-driven wind", ovvero un vento di barioni che si espande a partire alla superficie della NS. Questo flusso di materia è inizialmente composto da protoni e neutroni, che si ricombinano inizialmente in particelle α ed infine formano nuclei pesanti quando la temperatura del vento diminuisce.

Mentre l'onda d'urto si propaga fino alla superficie della stella (processo che richiede da alcune ore fino ad un giorno), il remnant al centro si raffredda e deleptonizza, emettendo neutrini di tutti i sapori.

3.4 Modelli multidimensionali: stato dell'arte

Dalla trattazione del meccanismo di esplosione risulta chiaro che modelli 1D non possono riprodurre correttamente l'evoluzione della SN, dato che lo sviluppo dell'esplosione non gode di simmetria sferica. Sono pertanto necessarie simulazioni multidimensionali. Negli ultimi anni,

¹Questi processi coinvolgono solamente i neutrini elettronici, che forniscono l'apporto maggiore alla deposizione di energia. Tuttavia, altri processi che possono coinvolgere neutrini di qualunque sapore contribuiscono, sebbene in maniera meno significativa.

diversi modelli 2D sono stati in grado di produrre con successo delle esplosioni e l'obiettivo principale di oggi è il perfezionamento di modelli 3D, in grado di superare le approssimazioni imposte dalla simmetria assiale delle simulazioni in due dimensioni (figura 3.4).

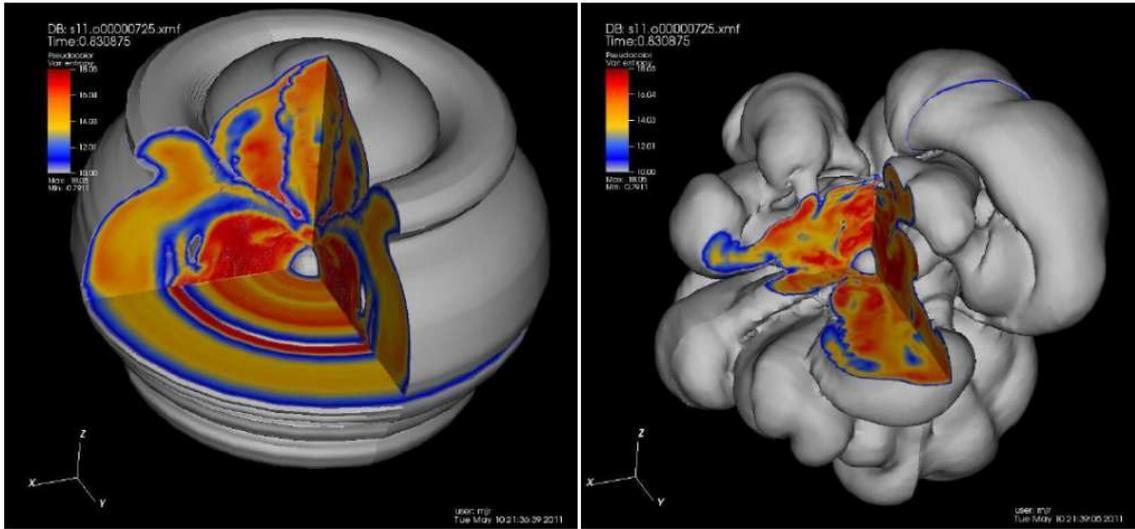


Figura 3.4: Simulazioni in 2D (sinistra) e 3D (destra). I colori indicano valori dell'entropia crescenti dal blu al rosso. Le strutture toroidali del modello bidimensionale risultano completamente assenti in quello tridimensionale, caratterizzato da corrugamenti e strutture a fungo. (H.-T. Janka [9])

Si è riscontrato che il successo delle simulazioni varia se si prendono in considerazione progenitori con core di piccola massa oppure con nuclei di ferro più massicci.

3.4.1 Progenitori con core di piccola massa ($M < 10M_{\odot}$)

Sia i progenitori con nuclei composti da O-Ne (stelle super-AGB) che quelli coi nuclei di ferro più piccoli, possono essere trattati allo stesso modo: infatti sebbene il processo dominante in fase di collasso sia diverso, né il meccanismo di esplosione né la conseguente nucleosintesi si distinguono nei due casi.

Come già visto nella sezione 3.2, queste stelle hanno i profili di densità più ripidi e parametri di compattezza molto piccoli. Queste caratteristiche pre-collasso facilitano lo sviluppo dell'esplosione dopo poco tempo dal rimbalzo del core. La ragione di ciò è la rapida diminuzione del tasso di accrescimento \dot{M} , dato dalla relazione:

$$\dot{M} \simeq \frac{2M(r)}{t_{infall}} \frac{\rho(r)}{\bar{\rho}} = \frac{8\rho(r)}{\sqrt{3}} \sqrt{GM(r)r^3} \quad (3.10)$$

dove t_{infall} è il tempo scala di collasso per una shell di massa con densità $\rho(r)$ al raggio iniziale r , $\bar{\rho}$ è la densità media entro r e $M(r)$ la massa contenuta in r ; quest'ultima corrisponde alla massa della NS nel caso di progenitori di piccola massa.

Dall'equazione vediamo che se la densità $\rho(r)$ decresce più velocemente di $r^{-3/2}$, \dot{M} deve decrescere a sua volta. Questo porta ad un rapido calo della pressione generata dalla materia che collassa e di conseguenza l'onda d'urto può espandersi velocemente, generando condizioni favorevoli per la deposizione di energia dei neutrini.

Dati i loro profili di densità estremamente ripidi, questo genere di progenitori rappresentano l'unico caso in cui l'esplosione può avvenire con successo anche con semplici modelli 1D. Nonostante ciò, le instabilità dinamiche che si sviluppano nelle regioni riscaldate dall'assorbimento dei neutrini hanno comunque importanti conseguenze sull'energia dell'esplosione e sulla nucleosintesi negli ejecta, che questo tipo di simulazioni falliscono nel riprodurre.

Prendiamo ad esempio il caso riportato in figura 3.5 di una stella di $9.6 M_{\odot}$. L'esplosione può essere ottenuta in 1D dopo circa 300 ms dal rimbalzo del core. Tuttavia, simulazioni multidimensionali predicono una SN con energia minore ($\sim 10^{50}$ erg) e poca produzione di nickel radioattivo, compatibile coi valori riscontrati per diverse supernovae di tipo IIP (si veda l'appendice).

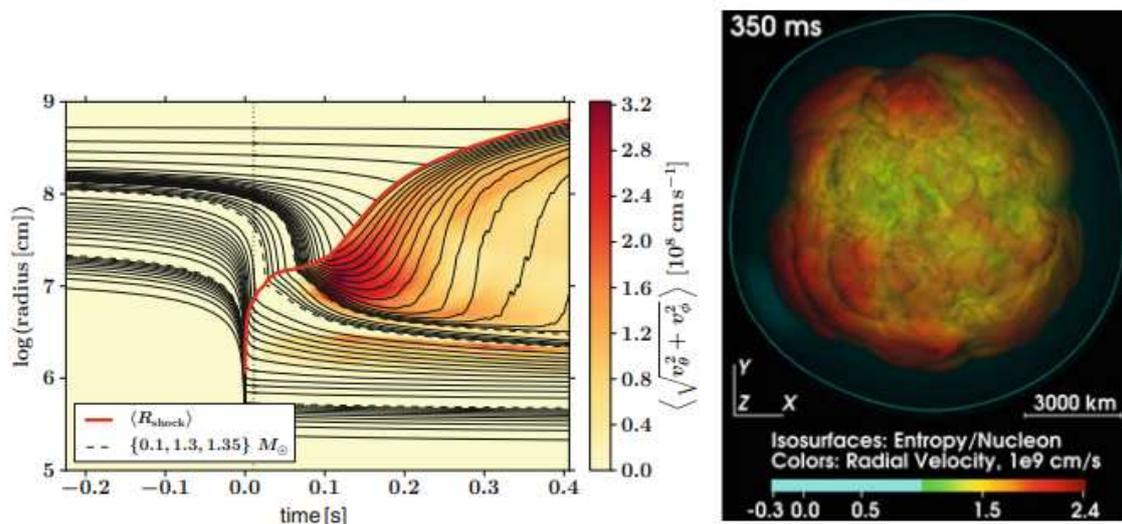


Figura 3.5: Simulazione 3D dell'esplosione di una stella di $9.6 M_{\odot}$. A sinistra: andamenti dei raggi di diverse shell di massa al trascorrere del tempo. La linea rossa indica la traiettoria dell'onda d'urto e parte dal momento a cui si verifica il rimbalzo del core. Le zone colorate in rosso indicano i moti convettivi nelle regioni attraversate dall'onda d'urto. A destra: come si presenta l'esplosione a 350 ms dal termine del collasso. L'onda d'urto è raffigurata in azzurro ed ha una forma quasi circolare. (H.-T. Janka [8])

In più, essendo la dinamica dell'esplosione molto simile nelle stelle con piccola massa, anche la nucleosintesi è analoga, a prescindere dalla diversa natura dei progenitori. La rapida espansione dell'onda d'urto porta le reazioni di assorbimento di ν_e e $\bar{\nu}_e$ (3.8), (3.9) a congelarsi negli ejecta. La materia espulsa sarà allora caratterizzata da un eccesso di neutroni, facilitando la formazione di nuclei ricchi di queste particelle.

3.4.2 Progenitori con core di grande massa ($M > 10M_{\odot}$)

La situazione è più complicata per le SN che si sviluppano a partire da stelle con $M > 10M_{\odot}$: l'esplosione non avviene in tempi altrettanto brevi e soprattutto non può essere ottenuta da modelli a simmetria sferica. Ciò denota il fatto che i processi di mescolamento convettivo non sono soltanto fenomeni che accompagnano l'esplosione, come nel caso precedente, ma assumono invece un ruolo centrale nel supportare il ripristino dell'espansione, permettendo la nascita di una SN in diverse situazioni in cui le simulazioni 1D avevano precedentemente fallito.

Per questi progenitori il tasso di accrescimento (\dot{M}) è più elevato, dato che hanno valori maggiori del parametro di compattezza. Ciò genera due effetti che entrano in competizione.

Da una parte, un \dot{M} maggiore implica una maggiore pressione esercitata dagli strati esterni del nucleo che quindi ostacolano il ripristino dell'espansione; infatti la pressione sottostante al fronte d'onda deve essere:

$$P \geq (1 - \beta^{-1})\rho_0 v_0^2 \quad (3.11)$$

con $\beta = \rho/\rho_0$ rapporto tra densità rispettivamente sotto e sopra il fronte d'onda e v_0 la velocità della materia che collassa.

$$v_0 = -\sqrt{\frac{2GM}{R}} \quad (3.12)$$

$$\rho_0 = \frac{\dot{M}}{4\pi R^2 |v_0|} \quad (3.13)$$

Sostituendo le espressioni per v_0 e ρ_0 si ottiene:

$$P \geq (1 - \beta^{-1}) \frac{\dot{M} \sqrt{2GM}}{4\pi R^{5/2}} \quad (3.14)$$

Pertanto, un alto valore di \dot{M} corrisponde ad una maggiore pressione richiesta per dare inizio all'espansione.

D'altra parte, \dot{M} elevato innalza la luminosità di neutrini e antineutrini elettronici secondo la relazione:

$$L_{\nu_e} + L_{\bar{\nu}_e} = 2L_{\nu_x} + \frac{GM\dot{M}}{R_{ns}} \quad (3.15)$$

dove il primo termine a destra rappresenta il contributo dei neutrini che si diffondono fuori dalla NS e dipende dalla luminosità dei neutrini mu e tau e dalle loro antiparticelle ($\nu_x = \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$). Il secondo termine tiene conto dell'energia irradiata da ν_e e $\bar{\nu}_e$ prodotti dal flusso di materia che si deposita alla superficie della NS, localizzata al raggio R_{ns} . Se la luminosità dei neutrini aumenta, aumenterà anche il riscaldamento provocato dal loro assorbimento, favorendo l'esplosione.

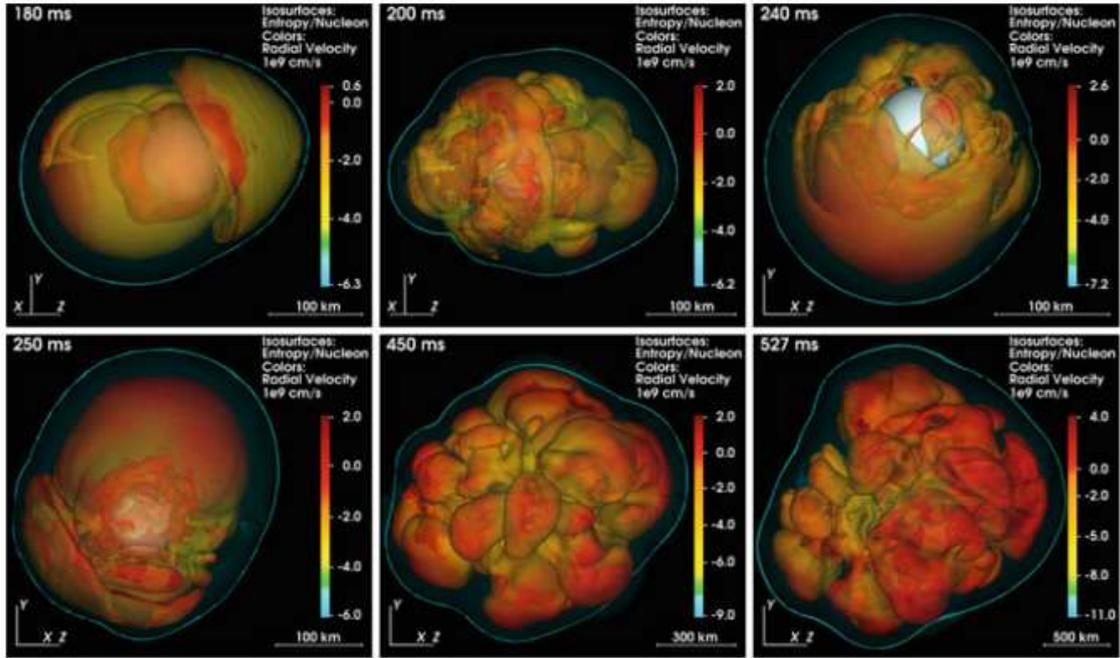


Figura 3.6: Simulazione 3D dell'esplosione di una stella di $20 M_\odot$: la sequenza di immagini mostra l'evoluzione della SN da 180 ms a 527 ms dopo il termine del collasso. L'instabilità convettiva (SASI) è molto forte e la geometria dell'esplosione risulta asimmetrica. Il fronte d'onda è rappresentato in azzurro e la struttura sferica visibile in alcuni pannelli è la NS appena formata. Il codice di colori si riferisce a velocità radiali che crescono passando dal blu al rosso. (H.-T. Janka [8])

Il successo o meno del neutrino-driven mechanism dipende pertanto da quale dei due effetti risulta predominante. La risposta non è univoca, ma dipende dalle caratteristiche del progenitore. Questa teoria non è quindi "robusta", nel senso che l'instaurarsi dell'esplosione non è garantita per tutte le stelle massive una volta verificata la sua validità per alcuni casi specifici. Nonostante questo, sono state prodotte negli ultimi anni diverse simulazioni 3D autoconsistenti (esempio in figura 3.6) che, sebbene ancora da migliorare, forniscono risultati importanti a sostegno della teoria.

3.5 Punti di forza e debolezze del neutrino-driven mechanism

Come abbiamo visto nei paragrafi precedenti, il meccanismo di neutrino-driven explosion fornisce i risultati aspettati in simulazioni applicate a diversi tipi di progenitori. I processi fisici che governano questo tipo di esplosione sono per la maggior parte conosciuti, anche se ulteriori sviluppi futuri della fisica nucleare e delle particelle potrebbero risolvere alcune incertezze che ancora persistono nella comprensione generale del fenomeno.

I modelli 3D oggi disponibili hanno avuto successo nel generare l'esplosione in diversi casi ma non sono ancora definitivi, soprattutto per quanto riguarda le SNe prodotte dalle stelle più massicce, per cui le condizioni iniziali possono cambiare radicalmente l'esito delle simulazioni.

Nonostante queste difficoltà, il meccanismo ha permesso di riprodurre alcuni fenomeni osservati nelle SNe conosciute. Come ad esempio il mescolamento del materiale nelle diverse shell al passaggio dell'onda d'urto nell'involuppo della stella, necessario per spiegare la rivelazione di raggi X e γ nell'esplosione della SN 1987A; oppure il cosiddetto effetto di "NS kick", ovvero la spinta gravitazionale che la NS subisce alla nascita, dovuta alle asimmetrie nella geometria dell'esplosione.

D'altra parte, non esistono ad oggi alternative convincenti applicabili alla maggioranza delle SNe. Una proposta interessante è quella dell'esplosione "magnetodinamica", in cui la propagazione dell'onda d'urto è accelerata dall'azione di forti campi magnetici. Tuttavia, questo meccanismo può funzionare su scale temporali rilevanti soltanto per stelle i cui core ruotano molto più velocemente della maggior parte dei progenitori.

In conclusione, il neutrino-driven mechanism resta il candidato più accreditato per spiegare l'esplosione delle SNe. La conferma definitiva di questa teoria richiede però un'ulteriore miglioramento delle simulazioni tridimensionali, così come previsioni verificabili da future osservazioni.

Appendice A

Classificazione delle Supernovae

Le supernovae sono classificate, per ragioni storiche, in base al loro spettro e alle caratteristiche della curva di luce. La classificazione dipende pertanto dalle caratteristiche dell'involucro. La principale suddivisione è tra SNe di Tipo I e SNe Tipo II, distinte dalla rispettiva assenza o presenza delle righe dell'idrogeno. Le prime si dividono poi in altri sottogruppi in base al fatto che siano presenti o meno le righe del silicio e dell'elio. Uno schema della classificazione è mostrato in figura A.1.

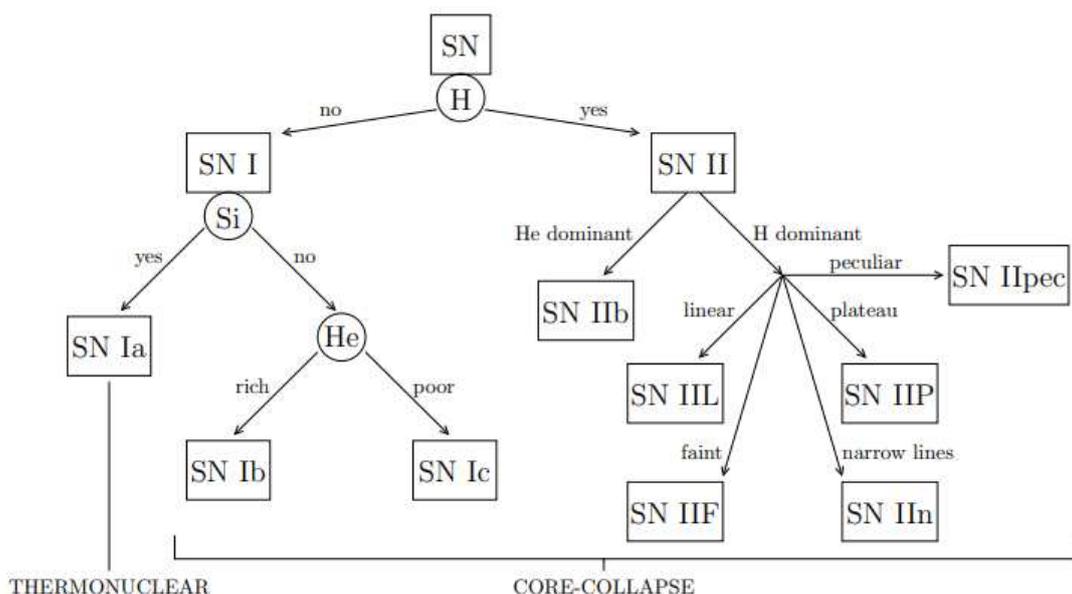


Figura A.1: Schema grafico della classificazione delle supernovae. Tratto da C. Giunti, *Neutrino Physics and Astrophysics* [6].

- **SNe Ia:** Costituiscono il 25-30 % di tutte le SNe osservate. La caratteristica fondamentale del loro spettro è la mancanza di righe dell'idrogeno, sono invece presenti forti righe del Si II e, dopo diversi mesi dall'esplosione, appaiono anche quelle di Fe e Co. Questo tipo di supernovae è stato osservato in qualunque tipo di galassia ed è il più luminoso in media tra tutte le categorie di SNe. Inoltre, le curve di luce presentano caratteristiche costanti, che le rendono adatte ad essere adottate come candele standard per la determinazione delle distanze.
- **SNe Ib e Ic:** Entrambe non presentano righe dell'idrogeno nello spettro, ma mentre le prime hanno forti righe dell'elio le seconde ne sono sprovviste. Per entrambe sono presenti

inoltre righe di O, Ca e Mg.

Sono osservate solamente nelle regioni di formazione stellare, poiché derivano dall'esplosione di stelle giovani e massicce, in particolare quelle che hanno perso l'involucro di idrogeno. Insieme, i due tipi corrispondono al 20 % del numero totale di SNe.

- **SNe II:** Hanno spettri dominati dalle righe dell'idrogeno, ma sono presenti anche Ca, O e Mg. Come le tipo Ib/Ic possono essere osservate solo nei bracci di spirale e rappresentano il 50 % delle SNe totali.

Le curve di luce di queste SNe sono molto varie e pertanto vengono classificate in sottogruppi: tipo IIP (caratterizzate da una lunga fase di plateau, in cui la luminosità si mantiene costante), tipo IIL (senza plateau), tipo IIb (se le righe dell'elio dominano su quelle dell'idrogeno), tipo IIn (se presenta righe di emissione sottili) e tipo IIpec (peculiari).

Per quanto riguarda invece i processi che portano all'esplosione, vanno considerati due diversi meccanismi:

- Le SNe tipo Ia sono generate dall'esplosione termonucleare di una nana bianca di CO in un sistema binario. Queste stelle accrescono massa dalla compagna fino al raggiungimento della massa critica per l'innesco del bruciamento del carbonio. Questa reazione è possibile, in un gas degenerare a bassa temperatura, se la densità raggiunge valori di $2 \cdot 10^9 \text{ gr/cm}^3$, come si verifica quando la massa raggiunge il valore della massa di Chandrasekar ($M = 1.4 M_{\odot}$) e la pressione di degenerazione non è più in grado di contrastare l'attrazione gravitazionale. L'innesco del bruciamento in ambiente degenerare avviene in modo esplosivo, portando ad un forte aumento della temperatura a densità e pressione costante. La degenerazione nelle nane bianche è talmente forte che può essere rimossa soltanto per temperature dell'ordine di 10^{10} K . Di conseguenza viene bruciato tutto il materiale del core senza lasciare nessun remnant.
- Tutte le altre categorie di SNe si formano dal collasso gravitazionale del nucleo di Fe di stelle massicce (si veda il capitolo 3) e lasciano dietro di sé un oggetto compatto che può essere una stella di neutroni o un buco nero. Inoltre, le SNe core-collapse presentano diverse curve di luce, in base alla massa e alla struttura dell'involucro del progenitore e sono tipicamente meno luminose delle SNe Ia.

Bibliografia

- [1] D. Arnett. “Mass dependence in gravitational collapse of stellar cores”. In: *Canadian Journal of Physics* 45 (1967). URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1967CaJPh..45.1621A>.
- [2] W. Baade e F. Zwicky. “Cosmic Rays from Super-novae”. In: *Proceedings of the National Academy of Science* (1934). URL: <https://doi.org/10.1073/pnas.20.5.259>.
- [3] H. A. Bethe e J. R. Wilson. “Revival of a stalled supernova shock by neutrino heating”. In: *The Astrophysical Journal* 295 (1985). URL: <https://articles.adsabs.harvard.edu/pdf/1985ApJ...295...14B>.
- [4] C. Chiosi. *Struttura ed evoluzione delle stelle*. Cap. 18.
- [5] S. A. Colgate e R. H. White. “The Hydrodynamic Behavior of Supernovae Explosions”. In: *The Astrophysical Journal* 143 (1966). URL: <https://articles.adsabs.harvard.edu/pdf/1966ApJ...143..626C>.
- [6] C. Giunti e C. W. Kim. *Neutrino Physics and Astrophysics*. Oxford University Press, 2007.
- [7] N. Itoh et al. “Neutrino Energy Loss in Stellar Interiors. VII. Pair, Photo-, Plasma, Bremsstrahlung, and Recombination Neutrino Processes”. In: *Astrophysical Journal Supplement* 102 (1996). URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1996ApJS..102..411I>.
- [8] H.-T. Janka. “Neutrino-Driven Explosions”. In: *Handbook of Supernovae* (2018). URL: <https://doi.org/10.48550/arXiv.1702.08825>.
- [9] H.-T. Janka. “Neutrino-driven Explosions in 3D Supernova Simulations”. In: *XXVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics* (2018). URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2018npa...confE.454J>.
- [10] P. Marigo. *Theoretical Astrophysics, lecture notes*.
- [11] E. O’Connor e C. D. Ott. “Black hole formation in failing core-collapse supernovae”. In: *The Astrophysical Journal* 730 (2011). URL: <https://arxiv.org/pdf/1010.5550.pdf>.
- [12] G. Raffelt. “Neutrinos and the stars”. In: Proceedings ISAPP School “Neutrino Physics and Astrophysics” (26 lug.–5 ago. 2011). 2012. URL: <https://arxiv.org/pdf/1201.1637.pdf>.
- [13] K. Winter. “Neutrinos”. In: *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*. A cura di P. Murdin. 1^a ed. CRC Press, 2000.
- [14] K. Zuber. *Neutrino physics*. 3^a ed. CRC Press, 2020.