

# UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Astronomia

Tesi di Laurea

**Le Faint-Supernovae: un’esplosione a bassa energia**

**Relatore**

Prof.ssa Paola Marigo

**Laureanda**

Maddalena Benedet

**Anno Accademico 2022/2023**



*Alla mia famiglia,  
in particolare a mia madre,  
per essermi sempre stata accanto  
con dedizione,  
con amore sempre,  
e aver creduto in me  
più di quanto io stessa facessi.*

*Per avermi insegnato a non arrendermi mai,  
dandomi la forza di reagire,  
affrontare le avversità.*

*A chi c'era e non c'è più.*

*A me stessa,  
alla mia determinazione e caparbia.*

*A me stessa,  
per aver capito che la vita mette a dura prova,  
ma che ciò che conta davvero  
è la fame di voler raggiungere i propri obiettivi*

*fino alle stelle,  
finché esse brilleranno.*

# Abstract

Recentemente è stato scoperto e studiato un certo numero di supernovae inizialmente classificate come di Tipo II. Tale gruppo presenta delle peculiarità; Infatti se da una parte esse manifestano caratteristiche spettrali di tale classe di SN, dall'altra si discostano da essa per la bassa velocità di espansione e per la piccola quantità di  $^{56}\text{Ni}$  presente negli ejecta. Quello che si è riscontrato è che questi eventi sono sotto-energetici rispetto a quelli previsti per una supernovae di Tipo II. Si pensa dunque che esse possano originarsi dalla esplosione di una stella progenitrice massiccia (RSG) (che non ha subito il *dredge-up* per qualche motivazione) il cui tasso di caduta del materiale primordiale sul nucleo è consistente, oppure dall'esplosione per cattura elettronica da parte di una stella S-AGB che formerebbe una ECSN. Infine vengono ipotizzati anche possibili scenari di accrescimento binario. Ad ogni modo non è stata trovata una teoria concorde e definitiva che possa spiegare l'origine e la fisica di tale osservazioni. Pertanto questa tesi si prefigge lo scopo di fornire una panoramica dei diversi scenari di genesi di tali supernovae e le loro peculiarità intrinseche.

# Contents

<b>ABSTRACT</b>	<b>2</b>
<b>1 Evoluzione e nucleo-sintesi di una stella massiccia</b>	<b>7</b>
1.1 Bruciamento dell'idrogeno e ciclo CNO . . . . .	7
1.2 Evoluzione in Sequenza Principale . . . . .	8
1.3 Fase evolutiva della shell di idrogeno . . . . .	10
1.4 Bruciamento dell'elio . . . . .	11
1.5 Bruciamento del carbonio . . . . .	11
1.6 Bruciamento del Neon . . . . .	12
1.7 Bruciamento dell'ossigeno . . . . .	12
1.8 Bruciamento del Silicio . . . . .	13
1.9 Struttura Pre-supernova . . . . .	14
<b>2 Le Faint supernovae: meccanismo di esplosione di tipo core-collapse</b>	<b>15</b>
2.1 Le supernovae core collapse di Tipo II . . . . .	16
2.2 Core-collapse del nucleo di ferro . . . . .	16
2.2.1 Cattura elettronica . . . . .	17
2.2.2 Foto-disintegrazione . . . . .	17
2.2.3 Energia del core collapse ed esplosione della supernova . . . . .	18
2.3 Il meccanismo di esplosione . . . . .	18
<b>3 Origine e possibili scenari di formazione delle Faint-Supernovae</b>	<b>21</b>
3.1 Fall-back e tardivo accrescimento di materiale da esplosione di un progenitore massiccio	21
3.1.1 Evoluzione dell'involuppo della supernova . . . . .	25
3.1.2 Analisi dei risultati . . . . .	26
3.1.3 Progenitori . . . . .	27
3.2 Accrescimento da stella compagna o merging con stella di piccola massa . . . . .	28
3.2.1 Interazione del materiale espulso con il materiale circumstellare . . . . .	28
3.2.2 Faint supernova 2016bkv . . . . .	28
3.2.3 Caratteristiche spettrali SN 2016bkv . . . . .	30
3.2.4 Analisi dei risultati . . . . .	31
3.2.5 Proprietà della stella progenitrice . . . . .	32
3.2.6 Origine da una stella singola . . . . .	33
3.2.7 Origine da merger o da sistema binario di stelle . . . . .	35
3.3 Cattura elettronica da core degenerare di O+Mg+Ne in un progenitore super-AGB . . . . .	37
3.3.1 Evoluzione e destino finale di una stella S-AGB . . . . .	38
3.3.2 SN 2018zd:una probabile Faint-supernova a cattura elettronica . . . . .	40
3.3.3 Discussione risultati . . . . .	41

# List of Figures

1.1	Struttura interna stella massiccia: core convettivo + involucro radiativo . . . . .	7
1.2	Ciclo CNO composto da due cicli minori: CNO I e CNO II . . . . .	8
1.3	Tracce evolutive di stelle di diversa massa alle prime fasi della loro vita. La linea rossa indica la ZAMS. I numeri vicini ai diversi punti indicano una stima del tempo evolutivo impiegato per arrivare alla fase indicata. . . . .	9
1.4	Principio-specchio: ad una contrazione del core corrisponde una espansione dell'involucro e viceversa. La shell attiva fa da divisore tra il nucleo e l'involucro di idrogeno . . . .	10
1.5	Onion skin model: struttura pre-supernova di una stella massiccia . . . . .	14
2.1	Curva di luce di alcune Faint-supernovae II-P con fase di plateau e seguente declino di magnitudine a diverse epoche dalla esplosione: tra queste SN 1997D e 1999br che verranno analizzate successivamente (Zampieri et al.2007) . . . . .	15
2.2	Schema riassuntivo fasi principali del core collapse di $^{56}Fe$ . . . . .	19
2.3	Meccanismo di propagazione dell'onda d'urto tramite il trasporto di energia da parte dei neutrini . . . . .	20
3.1	Curve di luce in banda V per diverse supernovae core collapse di tipo II, i cui nomi possono essere verificati nella leggenda. La linea di punti rappresenta lo spettro di SN 1987A che come si può osservare risulta avere un picco a più basse magnitudini (Luc Dessart et al. 2019) . . . . .	22
3.2	Spettro di SN 1997D e SN 1999br alla fase di $\sim 100d$ . Lo spettro fu ottenuto il 15 Gennaio 1997 e il 20 Luglio 1999 rispettivamente (L.Zampieri et al.2003). . . . .	23
3.3	Condizioni iniziali post-shock dell'involucro ( $t = t_{in}$ ). Sopra: velocità $V$ , densità $\rho$ e temperatura in funzione della coordinata in massa. Sotto: Dipendenza dell'abbondanza di H, He, O, Ni in funzione di $m$ . . . . .	24
3.4	L, luminosità in $UBVRI, v_{g,i}$ velocità gas all'inizio del fronte di ricombinazione e temperatura del continuo $T_c$ , in funzione del tempo per SN 1997D (cerchi) e SN 1999br (triangoli). Per confronto viene mostrata anche la curva di luce di SN 1987A. Le linee tratteggiate rappresentano il modello.L'asterisco è la temperatura di continuo dedotta dal modello di sintesi spettrale per SN 1997D al momento della scoperta, spostato alla fase 100 giorni (L.Zampieri et al.2003). . . . .	26
3.5	Spettro di SN 2016bkv a 98 giorni dall'esplosione a paragone con lo spettro SNe IIP come SN 1997D e SN 1999br e altre a simili epoche (Nakaoka et al.2018) . . . . .	29
3.6	Curva di luce di SN 2016bkv in banda R a confronto con quelle si SNe IIP 1999br, SN 1997D (Pastorello et al.2004)e altre appartenenti alla stessa classe. . . . .	29
3.7	Paragone tra le righe $H\alpha$ tra le SN 2016bkv, SN 1997D, SN 1999br e altre della stessa classe (Leonard et al. 2002). La riga tratteggiata mostra le velocità misurate nello spettro di SN 2016bkv da Hosseinzadeh et al. 2018 . . . . .	29
3.8	Evoluzione spettrale di SN 2016bkv. L'epoca (giorni dopo l'esplosione) sono dati per ogni spettro (Nakaoka et al.2018 ) . . . . .	30
3.9	In grigio lo spettro osservato di SN 2016bkv a 4.1 giorni dopo l'esplosione. In rosso il modello CMFGEN di best-fitting. Entrambi gli spettri sono stati normalizzati e le linee spettrali più evidenti sono state etichettate. (M.Deckers et al.2020) . . . . .	31

3.10	Modello CMFGEN per diversi $L_{SN}$ dello spettro. Gli altri parametri sono mantenuti costanti. Sono raffigurate le linee $\text{HeII}$ ( $\lambda = 4686\text{\AA}$ ), $\text{H}\beta$ , $\text{H}\alpha$ . . . . .	32
3.11	Modelli CMFGEN che raffigurano differenti spettri post esplosione per diversi valori di tasso di perdita di massa del progenitore. In grigio lo spettro osservato di SN 2016bkv (M.Deckers et al.2020) . . . . .	33
3.12	Abbondanze superficiali in frazione di massa di N/O, N/C e He rispettivamente nella fase di pre-SN. Rappresentate diverse metallicità per i modelli evolutivi. La banda blu corrisponde ai dati modellati dal CMFGEN per SN 2016bkv (M. Deckers et al.2020) .	34
3.13	Dall'alto verso il basso, rapporti in frazione di massa dell'abbondanza superficiale di N/O e N/C e He in funzione della massa secondaria per il modello di fusione stellare. Il rosso, il giallo, il verde e il ciano corrispondono al prodotto di modelli di fusione una volta l'equilibrio è stato stabilito all'inizio della combustione di He (Deckers et al.2020). Il diamante e le forme nere quadrate rappresentano i dati di Menon Heger (2017) e rappresentano le abbondanze pre-SN . . . . .	36
3.14	Transizione di massa $M_{\text{up}}, M_{\text{N}}$ e $M_{\text{mas}}$ in funzione della metallicità iniziale Z. Le barre di errore e l'area tratteggiata indicano il possibile intervallo di variazione di $M_{\text{N}}$ dovuto a indeterminazioni nel tasso di perdita di massa e nel tasso di crescita del nucleo. Sono qui riportati anche i diversi risultati finali dell'evoluzione stellare: CO WD per stelle con $M < M_{\text{up}}$ , Neo WD per stelle con $M_{\text{up}} < M < M_{\text{N}}$ (parte gialla), EC-SN per $M_{\text{N}} < M < M_{\text{mas}}$ (parte arancione) e infine CC-SN per masse $M > M_{\text{mas}}$ . (Pumo et all.2006) . . . . .	38
3.15	Schema transizioni a cattura elettronica delle diverse specie chimiche descritte. Per il caso del $\text{O}^{16}$ l'unica transizione proibita è rappresentata con un a linea tratteggiata (Shigeki et al.1980) . . . . .	40
3.16	Evoluzione temporale della temperatura e del raggio fotosferico di SN 2018zd. L'insero raffigura uno zoom dell'andamento per $t \gg 18$ giorni. Le incertezze sono del 20 % per la temperatura mentre per il raggio 30% . . . . .	40

# List of Tables

3.1	Parametri dell'involuppo espulso dopo la fase post-shock // $R_0$ raggio iniziale dell'involuppo. $M_{\text{env}}$ massa espulsa dell'involuppo. $M_{\text{Ni}}$ massa del $^{56}\text{Ni}$ . $V_0$ velocità del materiale dell'involuppo nella shell più esterna. $E$ è l'energia termica iniziale + cinetica degli ejecta; $f_0$ frazione iniziale di energia convertita in energia cinetica; $t_{\text{rec},0}$ tempo di inizio ricombinazione; $T_{\text{eff}}$ temperatura effettiva durante la ricombinazione. . . . .	27
3.2	Proprietà del modello di best-fitting CMFGEN paragonato allo spettro osservato a 4.1 giorni di 2016bkv (M.Deckers et al.2020) . . . . .	32
3.3	Tabella che mostra i diversi scenari di fusione. $M_1$ è la massa primaria, $M_2$ è quella secondaria, $M_{\text{merger}}$ è la massa totale prodotta dalla fusione e infine $M_{\text{He}}$ è quella del core di He all'inizio del suo innescamento. La fase di evoluzione è riferita alla stella primaria. . . . .	36



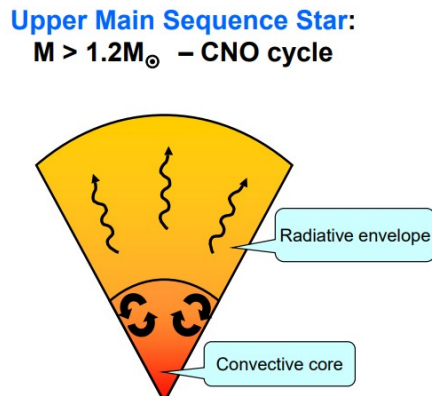
# Chapter 1

## Evoluzione e nucleo-sintesi di una stella massiccia

Le supernovae presentate in questa analisi, originano da stelle massicce con massa iniziale  $M \gtrsim 10M_{\odot}$  in Sequenza principale. Nel primo capitolo verrà descritta l'evoluzione generale di stelle di questo intervallo di massa per comprendere meglio come si forma la struttura pre-supernova che subisce poi il collasso del core e l'esplosione.

### 1.1 Bruciamento dell'idrogeno e ciclo CNO

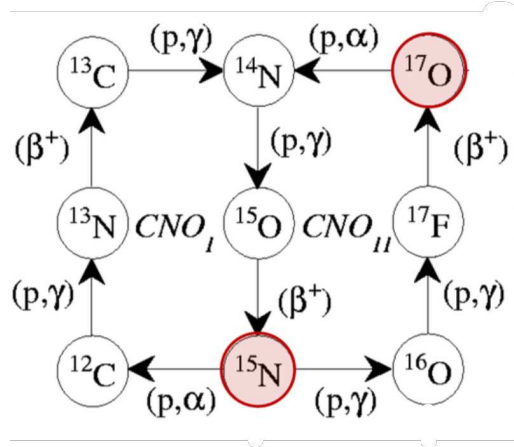
Ogni stella di  $M > 1.2M_{\odot}$  che si trovi in ZAMS (Zero age main sequence) ossia nella fase di combustione centrale dell'idrogeno, è caratterizzata inizialmente da un *nucleo convettivo* e un *inviluppo radiativo*. Nelle prime fasi evolutive, la combustione dell'idrogeno avviene all'interno del nucleo, attraverso il cosiddetto *ciclo CNO* raffigurato nella immagine 1.2.



**Figure 1.1:** Struttura interna stella massiccia: core convettivo + inviluppo radiativo

Tale ciclo è una sequenza di reazioni che tipicamente iniziano e finiscono con la cattura di un protone da parte di un nucleo di  $^{12}\text{C}$  e conseguente rilascio di una particella  $\alpha$ .

Attraverso poi decadimenti  $\beta_+$  rapidissimi, si vengono a creare a cascata nuclei di differenti specie chimiche. In particolare l'abbondanza (numero di nuclei totali) di C,N,O non cambia nel tempo; per questo motivo questi elementi sono chiamati *catalizzatori*.

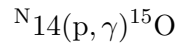


**Figure 1.2:** Ciclo CNO composto da due cicli minori: CNO I e CNO II

Il guadagno energetico netto di queste reazioni è la creazione di una particella  $\alpha$  da quattro nuclei di idrogeno:



Essendo le temperature molto alte  $T \gtrsim 1.5 \times 10^7$ , si viene a creare un equilibrio tra reazioni di creazione e annichilimento. La velocità ed efficacia del ciclo CNO è governata dalla reazione più lenta,



così che  ${}^{14}\text{N}$  diventa quindi l'elemento più abbondante di tutti i nuclei che prendono parte ad esso. Inoltre l'energia nucleare prodotta è proporzionale a  $\epsilon_{\text{CNO}} \propto \rho T^{18}$ .

Le stelle massicce bruciando idrogeno attraverso questo ciclo convettivo, hanno una composizione che risulta quasi omogenea dovuta al fenomeno della *convezione*. Questa, da una parte aumenta la quantità di combustibile disponibile rendendo più duratura la fase di fusione dell'idrogeno all'interno del nucleo, dall'altra però quando questo finisce, esso lo fa in tutto il nucleo. Così facendo la sua massa diminuisce come del resto l'energia nucleare  $\epsilon_{\text{nuc}}$  e viene meno l'equilibrio termodinamico. A tal punto per ovviare a questo inconveniente, la stella si contrae globalmente. Ciò comporta un riscaldamento del nucleo fin tanto che la temperatura aumenta in modo da riattivare il ciclo CNO in una shell attorno al nucleo inerte di elio (He) che nel mentre si è formato.

Questo è l'inizio della **fusione della shell di idrogeno** (hydrogen burning shell) e della sua nucleosintesi che verrà descritta nelle sezioni successive.

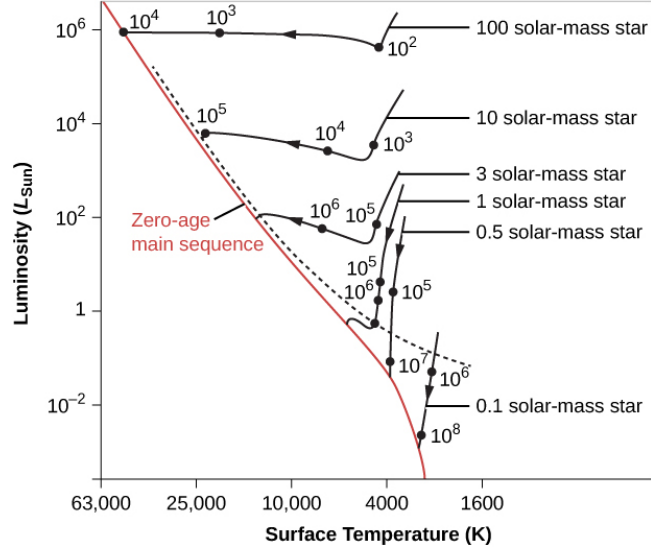
## 1.2 Evoluzione in Sequenza Principale

L'evoluzione in Sequenza principale è ben descritta da una relazione di omologia (eqn.1.2) molto utile per mostrare l'andamento della luminosità di una stella durante il bruciamento dell'idrogeno nel nucleo:

$$L \propto \frac{1}{\kappa} \mu^4 M^3, \quad (1.2)$$

dove  $L$  è la luminosità,  $\kappa$  è l'opacità di Kramers,  $\mu^4$  il peso molecolare medio e  $M$  la massa della stella. Quando la fusione dell'idrogeno si esaurisce nel nucleo della stella, esso si deve contrarre per mantenere l'equilibrio idrostatico in base al teorema del Viriale.

Dopo la fusione dell'idrogeno quest'ultimo viene convertito in elio. A seguito della crescita del peso molecolare medio la luminosità cresce, aumenta anche il raggio, mentre la temperatura effettiva decresce, come evidenziato in figura 1.3.



**Figure 1.3:** Tracce evolutive di stelle di diversa massa alle prime fasi della loro vita. La linea rossa indica la ZAMS. I numeri vicini ai diversi punti indicano una stima del tempo evolutivo impiegato per arrivare alla fase indicata.

Questo comportamento può essere spiegato considerando l'equazione della luminosità (eqn.1.2) descritta appena sopra.

D'altra parte il tasso di formazione di energia nucleare  $\epsilon_{nuc}$  è molto sensibile alla temperatura. Nel caso di una stella massiccia il ciclo CNO agisce come un efficiente termostato che regola l'equilibrio termodinamico della stella durante la contrazione ( $\epsilon_{nuc} \propto T^{18}$ ). Pertanto per poter mantenere la produzione di energia, è richiesto un aumento piccolo di temperatura centrale. Approssimativamente dunque  $T_c \approx$  costante e dato l'aumento di  $\mu$ , secondo la legge del gas ideale

$$P = nkT = \frac{\rho}{\mu m_u} kT$$

la pressione centrale deve diminuire ossia gli strati più esterni che circondano il nucleo devono espandersi. La pressione che questi esercitano sul nucleo durante il periodo evolutivo è definita dal seguente integrale

$$P_{env} = \int_{mc}^M \frac{Gm}{4\pi r^4} dm \quad (1.3)$$

Questa formula esprime come all'espandersi dell'involuppo (aumento del raggio) la pressione di esso attorno al nucleo diminuisce con conseguenze dirette sull'azione di termoregolazione della stella. Tale meccanismo è l'unico modo per la stella di adattarsi al cambio di composizione nel nucleo mantenendo entrambi l'equilibrio idrostatico e l'equilibrio termodinamico.

Infine dunque, dato l'aumento della luminosità e del raggio dell'involuppo durante la Sequenza principale, secondo la relazione  $L = 4\pi r^2 \sigma T_{eff}^4$ , si può affermare che per una stella massiccia la temperatura effettiva non aumenta di molto anzi sembra quasi diminuire se confrontata con l'evoluzione di una stella a piccola massa, e ciò è concorde appunto con l'andamento descritto dalla figura 1.3.

Inoltre per una stella in equilibrio idrostatico che si contrae omologamente in regime di gas ideale, si definisce la relazione tra pressione centrale e densità come segue:

$$P_c = C \cdot GM^{2/3} \rho_c^{4/3} \quad (1.4)$$

e se si scrive la pressione centrale in termini di  $P_c = \frac{\mathfrak{R}}{\mu} T_c \rho_c$  si ottiene una relazione tra temperatura, densità e massa:

$$\frac{\mathfrak{R}}{\mu} T_c \rho_c = C \cdot GM^{2/3} \rho_c^{4/3} \quad \longrightarrow \quad T_c = \frac{CG}{\mathfrak{R}} \mu M^{2/3} \rho_c^{1/3} \quad (1.5)$$

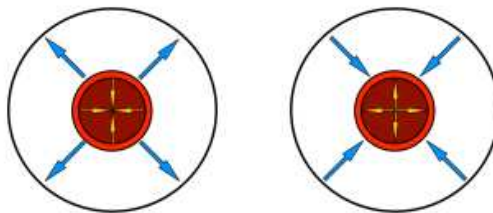
Questa formula definisce un andamento evolutivo preciso che caratterizzerà la stella fino alla fusione del carbonio, di cui si parlerà in seguito.

### 1.3 Fase evolutiva della shell di idrogeno

Durante la fusione dell'idrogeno nella Sequenza principale, la stella si trova in equilibrio termodinamico (TE), con la luminosità superficiale bilanciata dalla energia nucleare prodotta dal bruciamento. Quando l'idrogeno si consuma, si viene a creare un nucleo non degenere e isoterma ( $\partial P / \partial T = 0$ ) di elio il quale è circondato sia da una shell attiva in cui H continua a fondere sia da un involucro ricco sempre di idrogeno. Inizia la fase intermedia che viene chiamata *hydrogen shell burning*, ossia una fase di passaggio tra la fusione dell'idrogeno centrale e la fusione dell'elio nel nucleo. Questa fase di equilibrio dura circa  $2 \times 10^6$  anni.

La condizione di TE, impone la presenza di un forte gradiente di densità. Tuttavia solo se la massa del nucleo  $M_c$  isoterma è una piccola frazione della massa totale della stella circa ( $M_c/M \approx 0.10$ ), allora una configurazione stabile è possibile. Se tale limite di Schönberg-Chandrasekhar non è rispettato allora la pressione all'interno del nucleo non può sostenere il peso dell'involucro sovrastante.

Quando ciò accade il nucleo di elio si contrae e diventa più massiccio e si viene a creare all'interno della stella un gradiente di temperatura e un gradiente di pressione che controbilancia l'auto gravità. A tale punto la shell attiva di idrogeno, che circonda il nucleo di He, si mantiene circa a temperatura costante mentre il core e l'involucro svolgono funzioni speculari che vengono descritte dal **principio-specchio**: mentre il primo si contrae, l'involucro si espande mantenendo la stella in una condizione di equilibrio e viceversa (fig.1.4).



**Figure 1.4:** Principio-specchio: ad una contrazione del core corrisponde una espansione dell'involucro e viceversa. La shell attiva fa da divisore tra il nucleo e l'involucro di idrogeno

Durante questa fase la contrazione diventa via via più veloce, il nucleo convettivo sparisce e la shell attiva di H si assottiglia sempre più. Questa rapida evoluzione ( $\approx 10^5$  anni) è tipica delle stelle massicce. La probabilità di osservare una stella durante questa fase è molto bassa in quanto nel diagramma H-R si osserva il cosiddetto *Hertzsprung gap*, un vuoto nella distribuzione delle stelle lì dove ci aspetta di trovarle.

Nel frattempo l'involucro si raffredda a causa della espansione e diventa convettivo finché non sprofonda negli strati più interni della stella portando in superficie specie chimiche processate dal ciclo

CNO: tale fenomeno prende il nome di *primo dredge-up*. La luminosità continua a crescere, e raggiunge il suo massimo nel momento in cui si innesca la fusione dell'elio nel nucleo centrale.

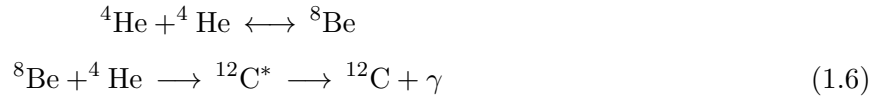
## 1.4 Bruciamento dell'elio

Il secondo stadio di fusione nucleare stellare è la combustione dell'elio (He) che nelle stelle di  $M > 2M_{\odot}$  avviene in maniera non degenere e pertanto continua a bruciare in uno stato quiescente. L'elio, inizia a fondere alla temperatura di circa  $T \approx 10^8 \text{K}$ .

Queste temperature così alte sono dovute a due motivi principali:

- la barriera Coulombiana per la fusione dell'He, è molto più alta rispetto a quella dell'H. Pertanto è richiesta una quantità di energia maggiore per poter innescare la reazione.
- la fusione dell'elio è ostacolata dal fatto che non esiste un nucleo stabile con numero di massa  $A=8$ . Pertanto è necessaria una risonanza energetica nel *Picco di Gamow* della reazione  ${}^8\text{Be}(\alpha, \gamma){}^{12}\text{C}$  che fa aumentare di molto il tasso di energia. Se così non fosse, a temperature più basse il  ${}^8\text{Be}$  (Berillio) che si origina dall'unione di due particelle  $\alpha$  verrebbe immediatamente distrutto senza riuscire a produrre  ${}^{12}\text{C}$ . La nucleo-sintesi arresterebbe dunque il suo corso.

La fusione dell'elio avviene tramite due reazioni simultanee:



Il netto effetto delle due reazioni 1.6 è chiamato reazione *tripla- $\alpha$* :



Questa reazione è estremamente sensibile alla temperatura infatti il tasso di energia nucleare prodotto  $\epsilon_{\text{nuc},3\alpha} \propto T^{40}$  con  $T_8 \sim 1.0$ .

Quando si è creato una sufficiente quantità di carbonio, esso può catturare un'altra particella  $\alpha$  per formare così l'ossigeno.



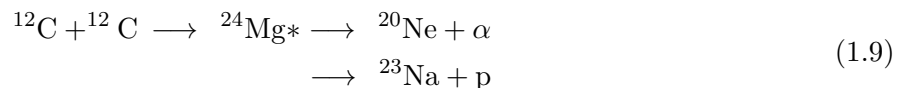
Durante la fusione dell'elio il nucleo della stella diventa di nuovo convettivo per la grande quantità di energia richiesta. La reazione 1.8 è di fondamentale importanza per l'evoluzione di una stella massiccia; il rapporto finale tra  ${}^{12}\text{C}/{}^{16}\text{O}$ , che può variare da stella a stella, rappresenta il combustibile iniziale delle successive fasi evolutive e ha un notevole impatto sul destino finale delle stelle massicce.

## 1.5 Bruciamento del carbonio

Le stelle massicce con massa  $M > 8M_{\odot}$  innescano la fusione del carbonio in maniera non degenere. Ciò richiede un certo limite di massa minima per il nucleo di CO dopo la fusione dell'elio, e in particolare i modelli di evoluzione hanno posto questo limite a  $M_{\text{CO}} > 1.06M_{\odot}$ .

Inoltre solo stelle con  $M \approx 11M_{\odot}$  riusciranno a fondere elementi più pesanti del carbonio e subiranno da qui in poi una sequenza alternata di cicli di bruciamenti nucleari che porteranno alla formazione di un nucleo di ferro il quale poi collasserà e darà origine ad una supernova di tipo core collapse.

Dopo la fusione dell'elio, le specie chimiche prevalentemente prodotte sono  ${}^{12}\text{C}$  e  ${}^{16}\text{O}$ . Quando la temperatura eccede i  $5 \times 10^8 \text{K}$ , richiesta per superare la barriera Coulombiana per far avvenire la reazione, questa può innescarsi. Per prima cosa si forma un nucleo instabile di  ${}^{24}\text{Mg}$  che decade successivamente in differenti canali. I più importanti sono:



Le particelle  $\alpha$  e i protoni rilasciati sono particelle leggere che nell'ambiente in cui si trovano hanno alta probabilità di essere catturate dando luogo così a catene di reazioni partendo dai nuclei iniziali di carbonio e magnesio.

I principali prodotti di questa reazione sono  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  e  $^{24}\text{Mg}$  che nell'insieme costituiscono il 95% della frazione in massa.

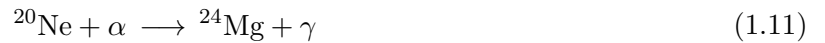
Fino alla fusione del carbonio, globalmente la temperatura della stella aumenta proporzionalmente alla densità secondo la seguente relazione  $T_c \propto \rho_c^{\frac{1}{3}}$  che descrive il caso di una contrazione omologa come descritto dalla equazione 1.5. Tuttavia quando le temperature centrali raggiungono  $T \gtrsim 5 \times 10^8 \text{K}$  la traccia evolutiva si discosta da questo trend verso temperature più fredde e densità più alte.

Questo è il risultato del "raffreddamento" del nucleo dovuto alla forte emissione neutrinica. Questo fenomeno comporta una perdita di energia che ha un ruolo fondamentale nell'accelerazione dei tempi di evoluzione del nucleo tra una fase nucleare e l'altra. Per esempio dal bruciamento del carbonio alla formazione del core di ferro, la stella impiega solo qualche migliaia di anni durante i quali la massa del nucleo di CO rimane quasi fissata. Inoltre l'involuppo, sollecitato da questi rapidi cicli nucleari, non ha effettivo tempo per evolvere visibilmente, restando così pressoché lo stesso. Si può dire quindi che da questo momento in poi il nucleo e l'involuppo evolvono separatamente in maniera indipendente.

## 1.6 Bruciamento del Neon

A differenza di stelle di massa fino a circa  $11M_\odot$ , il cui destino prevede un nucleo degenere di CO che può dar vita a una supernova di tipo Ia o a una nana bianca, una stella massiccia subisce altri bruciamenti nucleari. La reazione che avviene dopo la fusione del carbonio è quella del neon che si innesca a temperature di  $T_9 \approx 1.5$ .

Il neon viene trasformato in ossigeno e magnesio. Il processo inizia con una **foto-disintegrazione** del  $^{20}\text{Ne}$  prodotto del carbonio (1.10) da parte di fotoni con energia dell'ordine di MeV e segue con **catture- $\alpha$**  (1.11) secondo le seguenti formule:

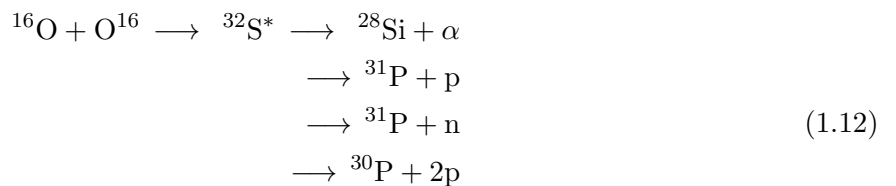


La durata di questa fase si aggira intorno ad un anno, dal momento che la perdita neutrinica ha contribuito ad accelerare il tasso di evoluzione di un fattore  $\sim 10^3$ .

A questo punto il bruciamento del Ne si sposta verso una shell più esterna, come avveniva anche per le reazioni nucleari precedenti, ma poiché in questo caso il tempo che trascorre fino all'innescio dell'ossigeno è molto breve, si può concludere che il "shell-burning" risulta trascurabile.

## 1.7 Bruciamento dell'ossigeno

Nel frattempo la temperatura cresce sensibilmente fino ad arrivare a  $T_9 \approx 2.0$ ; l'ossigeno inizia ad essere sintetizzato all'interno di un nucleo convettivo di massa  $\approx 1.0M_\odot$  secondo la seguente catena di reazioni



in cui l'atomo instabile di  $^{32}\text{S}^*$  subisce un decadimento- $\alpha$  oppure un decadimento  $\beta_+$  e successive catture protoniche. In realtà si ritiene che l'ossigeno si trasformi molto più probabilmente in  $^{28}\text{Si}$ ,

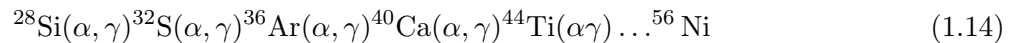
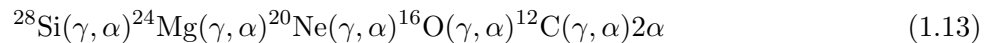
mentre gli altri prodotti sono considerati di transizione. Inoltre vengono sintetizzati diversi atomi ricchi di neutroni come il  $^{30}\text{Si}$ ,  $^{35}\text{S}$  e il  $^{37}\text{Cl}$  dovuti parzialmente a catture- $\alpha$  dagli atomi presenti già nel bruciamento del carbonio, e in parte a interazioni deboli (catture elettroniche). Ne consegue che il numero totale di neutroni presenti nel rimanente nucleo di Si-S eccede sia in numero di protoni ( $n/p > 1$ ) sia in numero di elettroni.

Nonostante il grande tasso di perdita di neutrini, che dovrebbe accelerare queste reazioni nucleari, a differenza del neon (la cui durata come detto in precedenza si aggira intorno ad un anno), il tempo che impiega l'  $^{16}\text{O}$  a bruciare aumenta a circa 2.6 anni. Il motivo per cui questo avviene è da una parte la grande frazione in massa di questo elemento ( $\sim 0.7$ ) e la grande energia acquisita per grammo rispetto al Ne.

Da questo punto in poi, il tempo restante fino al collasso del nucleo è molto breve ( $< 1$  anno), tanto che le sovrastanti shell di elio e carbonio resteranno preservate così come sono fino alla esplosione della supernova.

## 1.8 Bruciamento del Silicio

Il più leggero e abbondante nucleo prodotto dalla fusione dell'ossigeno è il  $^{28}\text{Si}$ . La sua combustione inizia ad una temperatura di  $3 \times 10^9 \text{K}$ . In realtà non si tratta di una vera fusione nucleare in quanto la barriera Coulombiana per avere  $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$  è estremamente alta. Si ha piuttosto una intricato avvicinarsi di *foto-disintegrazioni* e *catture- $\alpha$*  in equilibrio tra loro. Parte del silicio si scompone in nuclei più leggeri (1.13) mentre il restante subisce catture di particelle di He per produrre elementi più pesanti (1.14).



La composizione finale è maggiormente composta da  $^{56}\text{Fe}$ .

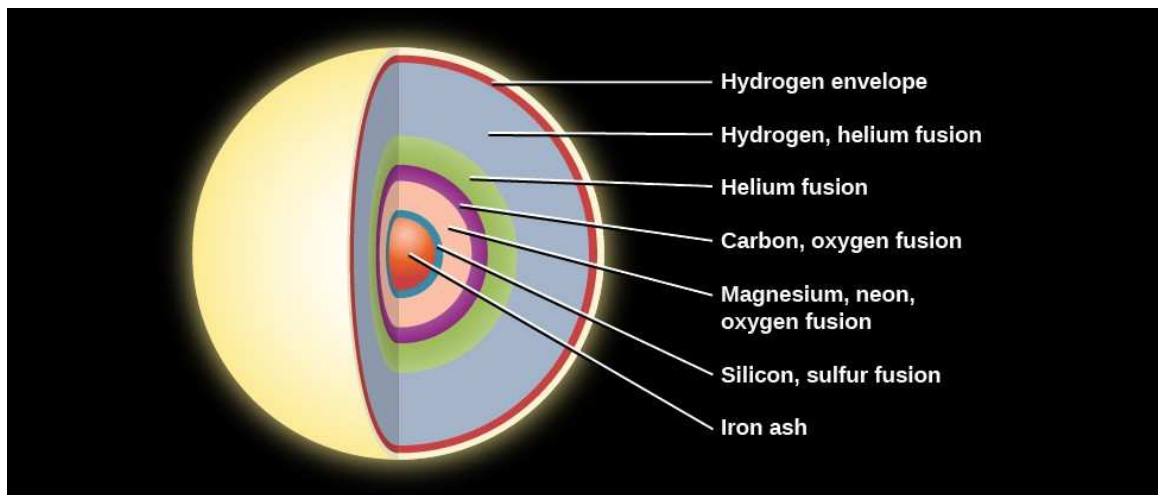
La combustione del silicio avviene nel nucleo convettivo di  $\approx 1M_{\odot}$  e la sua durata è estremamente corta, dell'ordine di  $10^{-2}$ anni.

Si può concludere che il numero ed estensione di questi eventi convettivi e questo ciclo di reazione nucleari, determinano l'effettivo valore in massa del *nucleo di ferro* che ha importanti conseguenze sul futuro del collasso della stella e sulla fase di supernova.

## 1.9 Struttura Pre-supernova

Alla fine dei diversi cicli di bruciamento previsti per le stelle massicce, il risultato finale che si ottiene è la tipica struttura "onion-skin" ossia a cipolla, come raffigurato nell'immagine 1.5, in cui il nucleo centrale è costituito da atomi di  $^{56}\text{Fe}$  elemento più stabile e a più bassa energia di legame che la stella può creare secondo reazioni esotermiche di fusione nucleare. A tal punto il nucleo diventa inerte.

Gli strati più esterni sono invece le ceneri dei bruciamenti precedenti in ordine consequenziale. Tuttavia tali confini tra una zona e l'altra possono essere non precisamente definiti a volte. Infatti a causa della presenza di zone convettive, gli strati possono mescolarsi parzialmente tra loro, rendendo difficoltosa l'estrapolazione dei profili di abbondanza delle diverse specie chimiche presenti.



**Figure 1.5:** Onion skin model: struttura pre-supernova di una stella massiccia

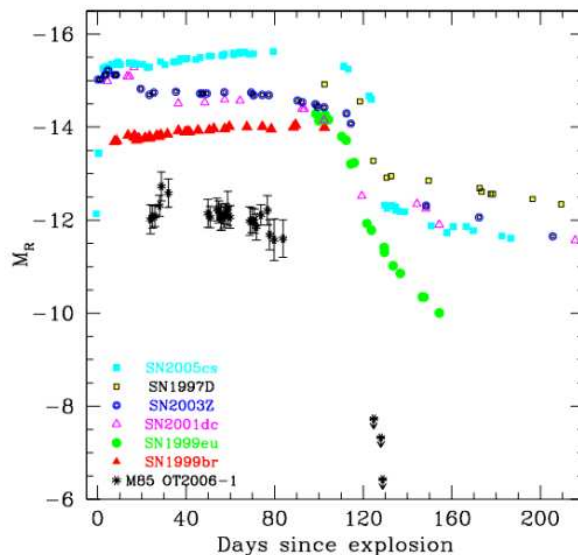


## Chapter 2

# Le Faint supernovae: meccanismo di esplosione di tipo core-collapse

Le Faint-supernovae sono particolari SN core collapse di tipo II. Quello che le distingue sono alcune caratteristiche intrinseche riguardanti la bassa velocità di espansione e la piccola quantità di  $^{56}\text{Ni}$  presente negli ejecta.

Alcune di queste come la SN 1997D e SN 1999br sono state osservate e studiate attraverso particolari metodi analitici e confrontate con le classiche SN core collapse come la famosa SN 1987A. Quello che è risultato da questi studi è la bassa energia di esplosione che fa sì che vengano classificate come fenomeni di tipo sotto-energetico con energia cinetica tipica dell'ordine di  $E_k < 10^{50}$  erg ed energia totale (ossia cinetica più termica)  $E < 10^{51}$  erg. Tuttavia le cause di ciò non sono ancora ben chiare e sono in continuo studio e sviluppo. Si pensa possano essere originate da progenitori massicci in cui il tasso della precoce caduta del materiale stellare sul nucleo sia non trascurabile: questo tipo di eventi può formare un buco nero con significativo accrescimento.



**Figure 2.1:** Curva di luce di alcune Faint-supernovae II-P con fase di plateau e seguente declino di magnitudine a diverse epoche dalla esplosione: tra queste SN 1997D e 1999br che verranno analizzate successivamente (Zampieri et al.2007)

Per questo le Faint supernovae sono un importante oggetto di studio per la fisica idro-dinamica dell'esplosione, allo scopo di poter capire meglio il meccanismo di esplosione stesso e le condizioni

di formazione di un buco nero.

Tuttavia altri scenari di origine sono stati studiati: dall'ipotesi di accrescimento da una compagna binaria, fino a una possibile esplosione innescata da una stella super-AGB che subendo catture elettroniche può dar vita a una supernova a cattura elettronica (ECSN).

Come si può percepire uno scenario definitivo per la formazione delle Faint-supernovae non è ancora stato trovato. Pertanto nella discussione seguente si cercherà di analizzare e di interpretare i risultati ottenuti dagli studi distinguendo i diversi modelli proposti per l'origine di questa classe di supernovae. Ai fini di comprendere meglio il percorso evolutivo che porta all'esplosione di queste SN di tipo II, seguirà una breve introduzione degli stadi finali sperimentati da un supernova standard di tipo core-collapse. Successivamente si analizzerà in maniera più dettagliata la classe delle Faint-supernovae.

## 2.1 Le supernovae core collapse di Tipo II

Le supernovae sono esplosioni stellari in cui la luminosità raggiunge un massimo di  $10^9 - 10^{10}L_{\odot}$  rimanendo brillanti e ben visibili per diversi mesi.

Lo spettro delle SN di tipo II è dominato da linee di H, ma sono presenti anche quelle del Ca, O, Mg. Esse sono situate specialmente nei bracci di spirali delle galassie, dove sono presenti regioni di formazione stellare e inoltre corrispondono a esplosioni di stelle massicce giovani, con piccoli tempi di vita.

Le più comuni sono le *core collapse* con un involucro ricco di idrogeno i cui progenitori risultano essere *red supergiants (RSG)* di massa compresa tra  $8M_{\odot} \lesssim M \lesssim 16M_{\odot}$ .

Esistono diverse sotto categorie di questa specie, ognuna delle quali si differenzia per composizione chimica e forma della curva di luce durante l'esplosione ma ciò che tutte hanno in comune è il meccanismo attraverso il quale essa avviene.

In particolare le supernovae presentate in questa discussione sono prevalentemente di due tipologie:

- le **SNe-IIP**: sono la sottoclasse più abbondante che racchiude supernovae che presentano una fase di plateau che persiste per  $\approx 100$  giorni. Durante questo periodo la luminosità ottica rimane pressoché costante seguita poi da un rapido declino della coda radioattiva. La termalizzazione dell'onda d'urto iniziale e la successiva ricombinazione dell'idrogeno ionizzato negli ejecta, forniscono la sorgente di energia per la fase di plateau;
- le **SNe-III**: sono supernovae che presentano un declino lineare della curva di luce.

## 2.2 Core-collapse del nucleo di ferro

Dalla figura 1.5, riportata nella sezione 1.9, si è visto come la struttura di una stella massiccia di  $M > 11M_{\odot}$  risulti avere un nucleo di ferro inerte nella struttura pre-supernova.

Alla fine di tutti gli stadi evolutivi di fusione nucleare, il nucleo di ferro ha generalmente le seguenti caratteristiche riassunte nella tabella sottostante e si trova in un regime in cui gli elettroni sono relativistici.

$M_{\odot}$	$R(Km)$	$T(K)$	$\rho(g/cm^3)$
$1.5M_{\odot}$	8000	$10^{10}$	$10^9$

A causa però del raffreddamento dovuto ai neutrini nelle ultime fasi evolutive, il nucleo di ferro diventa parzialmente degenere. La contrazione non si ferma del tutto e il  $\gamma_{ad}$  si avvicina al valore per cui

$$\int \left( \gamma_{ad} - \frac{4}{3} \right) dm < 0 \quad (2.1)$$

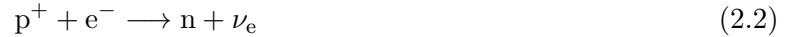
Questo integrale rappresenta la condizione per cui tutta la stella subisce un collasso gravitazionale.

A questo punto si instaurano due processi principali che contribuiscono al collasso dinamico del nucleo, accelerando notevolmente la contrazione:

- Cattura elettronica;
- Foto-disintegrazione.

### 2.2.1 Cattura elettronica

A grandi densità come quella nella tabella 2.2, gli elettroni liberi possono essere catturati dai protoni creando così un nucleo più pesante ma  $\beta$  instabile, come descritto in seguito:



Questo processo avviene quando gli elettroni relativistici hanno sufficiente energia da superare la differenza di energia di legame nucleare. Ciò che si ottiene è una composizione interna più ricca di neutroni (*neutralizzazione*) e una riduzione della degenerazione elettronica. Inoltre essendoci così meno elettroni liberi, la pressione esercitata da essi diminuisce comportando una eventuale rottura dell'equilibrio idrostatico. Le condizioni per il collasso del nucleo sono allora favorevoli.

Se il nucleo è particolarmente degenere, la massa di Chandrasekhar gioca un ruolo fondamentale. Durante il processo, le catture elettroniche aumentano la massa media per singolo elettrone ( $\mu_e$ ) e così decresce l'effettiva massa di Chandrasekhar secondo l'equazione 2.3 favorendo il collasso.

$$M_{\text{Ch}} = \frac{5.83}{\mu_e^2} \quad (2.3)$$

### 2.2.2 Foto-disintegrazione

Quando la temperatura all'interno del core arriva a sfiorare i  $10^{10}\text{K}$ , l'energia propria di ciascun fotone diventa talmente alta da poter rompere i nuclei più pensanti in più leggeri. In particolare quello che accade è raffigurato qui sotto:



Questo processo risulta in una decrescita del  $\gamma_{ad} < \frac{4}{3}$  per cui l'integrale espresso dalla equazione 2.1 diventa negativo e quindi il nucleo diventa del tutto **instabile**. Infatti la foto-disintegrazione dell'atomo di ferro richiede una grande energia per nucleone, circa  $2\text{MeV}$ , la quale è assorbita dal campo di radiazione (processo endotermico) nonché dall'energia interna del gas. Così la pressione decresce drasticamente innescando il *collasso a caduta libera* (free-fall collapse) del nucleo il cui tempo relativo è chiamato *tempo dinamico* (o anche tempo di free-fall) ed è inversamente proporzionale alla radice della densità:

$$\tau_{\text{dyn}} \approx \sqrt{\frac{R^3}{GM}} \propto \left(\frac{1}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.5)$$

Il collasso è estremamente rapido (circa  $10\text{ msec}$ ) a causa della enorme densità ( $\sim 10^{10}\text{g/cm}^3$ ) e della velocità  $v \sim 100.000\text{Km/s}$ . Durante, la temperatura e la pressione continuano ad aumentare. Inoltre il processo di cattura elettronica continua nella produzione di nuclei ricchi di neutroni, così da formare un gigantesco nucleo con densità dell'ordine di  $10^{14}\text{g/cm}^3$ , diventando come un nocciolo durissimo incompressibile e degenere, di raggio  $R_c \approx 20\text{Km}$  che non è più descritto dall'equazione di stato del gas (EOS) ma da una modellistica totalmente diversa in quanto la fisica che lo caratterizzerà da qui in poi sarà tale.

### 2.2.3 Energia del core collapse ed esplosione della supernova

Assumendo un collasso omogeneo, l'energia gravitazionale è stimata da

$$E_{\text{grav}} \approx -\frac{GM_c^2}{R_{c,i}} + \frac{GM_c^2}{R_{c,f}} \approx \frac{GM_c^2}{R_{c,f}} \approx 3 \times 10^{53} \text{erg} \quad (2.6)$$

dove  $M_c \approx 1.4M_\odot$ , da un raggio iniziale di  $R_{c,i} \sim 3000\text{km}$  a quello finale  $R_{c,f} \approx 20\text{km}$ .

E' utile comparare questa quantità di energia, con quella richiesta per espellere l'involuppo di idrogeno che una SN core collapse di tipo II possiede.

$$E_{\text{env}} = \int_{M_c}^M \frac{Gm}{r} dm \ll \frac{GM^2}{R_{c,i}} \quad (2.7)$$

Il valore della 2.7 che si ottiene per  $M = 10M_\odot$  è circa  $10^{53}\text{erg}$ . Ciò nonostante tale valore diminuisce a circa  $10^{50}\text{erg}$  se si considera una distribuzione di massa realistica dell'involuppo.

Solo una piccola frazione della energia totale sprigionata dal collasso è quindi utilizzata per spazzare via l'involuppo. Parte di essa infatti si converte in energia cinetica dell'involuppo stesso e parte viene irradiata via dalla supernova.

Tipicamente per una SN di tipo II, la massa dell'involuppo di H si aggira attorno  $10M_\odot$  mentre per quanto riguarda la velocità degli *ejecta* si aggira attorno  $10^4\text{Km/s}$  con  $E_{\text{kin}} \sim 10^{51}\text{erg}$ .

La luminosità è  $L \approx 2 \times 10^8 L_\odot$  per diversi mesi durante i quali l'energia persa per radiazione ammonta a  $E_{\text{ph}} \sim 10^{49}\text{erg}$ .

Confrontando dunque le varie energie tra loro, si può osservare che:

$$E_{\text{ph}} \sim 0.01E_{\text{kin}} \sim 10^{-4}E_{\text{grav}} \quad e \quad E_{\text{grav}} \gg E_{\text{env}} + E_{\text{kin}} + E_{\text{ph}} \quad (2.8)$$

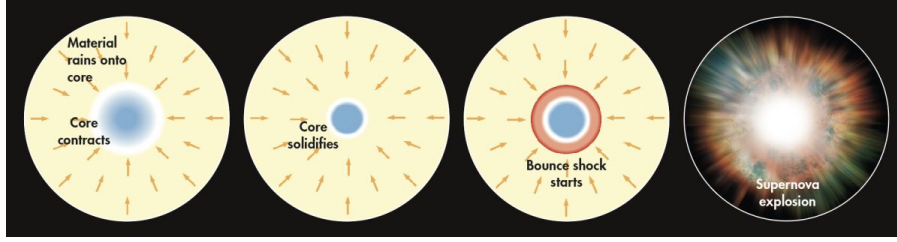
ossia che solo una piccola frazione di energia è utilizzata per l'esplosione. Come questo 1% di energia gravitazionale possa trasformarsi in energia cinetica dell'involuppo esterno verrà spiegato nel paragrafo successivo.

## 2.3 Il meccanismo di esplosione

Dal momento che la parte più interna del core ha raggiunto la massima compressibilità possibile a causa della  $\rho_{\text{nuc}} \approx 3 \times 10^{14}\text{g/cm}^3$ , il materiale che ricade su di esso, attraverso il meccanismo di *free-fall*, rimbalza e viene espulso in maniera elastica: questo evento prende il nome di ***bounce-core***.

L'impatto del materiale in caduta è *supersonico* e crea un'onda d'urto che si propaga poi nelle regioni più esterne a densità più bassa. All'inizio si ipotizzava che l'energia immagazzinata nell'onda d'urto, fosse sufficiente per soffiare via l'involuppo dando così origine a quella che viene chiamata *prompt-explosion*. Tuttavia nello studio di tale fisica, emersero due grossi problemi:

1. L'energia dell'onda si indeboliva man mano che essa si propagava esternamente: ciò era dovuto al fatto che parte della sua energia veniva trasferita ai nuclei di ferro, riscaldandoli e disintegrandoli in protoni e neutroni. Secondo una stima, se si considera che l'energia di legame del  $^{56}\text{Fe}$  è 9 MeV/nucleone e che in un nucleo di massa approssimata a  $1.4M_\odot$  ci sono  $1.7 \times 10^{57}$  nucleoni, l'energia richiesta è circa  $2 \times 10^{52}\text{erg}$  che equivale a quasi tutta l'energia nucleare liberata durante la sua evoluzione.
2. Le catture elettroniche producono neutrini (vedi paragrafo 2.2.1), i quali avendo una sezione d'urto nulla con la materia, scappano portandosi dietro una quantità di energia pari al 90% del totale.



**Figure 2.2:** Schema riassuntivo fasi principali del core collapse di  $^{56}\text{Fe}$

**Allora come si spiega un'esplosione così energetica se apparentemente l'onda d'urto si dissipa?**

In realtà per quanto riguarda i neutrini la questione è più complicata. Infatti non è propriamente del tutto corretto affermare che questi abbiano probabilità di interazione nulla in condizioni così estreme. La loro sezione d'urto è così definita:

$$\sigma_{\nu} \approx 10^{-49} A^2 \left( \frac{\rho}{\mu_e} \right)^{2/3} \text{ cm}^2 \quad (2.9)$$

che definisce la loro probabilità di interazione.

Da qui possiamo ricavare il loro cammino libero medio:

$$\ell_{\nu} \approx \frac{1}{n\sigma_{\nu}} \approx 2 \cdot 10^{25} \left( \frac{1}{\mu_e} \right)^{-5/3} \text{ cm} \quad (2.10)$$

Ora se poniamo  $\mu_e \approx 2$  e  $A \approx 100$  troviamo che quando il rapporto  $\frac{\rho}{\mu_e} \approx 4 \times 10^9 \text{ g/cm}^3$ , il cammino libero medio dei neutrini diventa  $\ell_{\nu} \approx 10^7 \text{ cm}$  ossia è comparabile con la grandezza stessa del nucleo collassato.

Quando questo accade, i neutrini non sono più trasparenti ma interagiscono con gli atomi del nucleo facendolo diventare opaco. Inoltre verso la fine della fase di collasso, quando  $\rho > 3 \times 10^{11} \text{ g/cm}^3$ , la velocità di diffusione diventa più piccola di quella di incidenza del gas, così che i neutrini sono *intrappolati* nel nucleo. Si crea dunque la cosiddetta **neutrino-sfera** negli strati più esterni dove la densità è bassa da lasciare via di fuga ai neutrini. Al di sotto di essa si trova invece la regione in cui essi sono confinati.

A questo punto l'energia gravitazionale generata durante la fase del collasso, viene depositata negli strati tra la nascente stella a neutroni e l'onda che rimane per certi aspetti inerte. I neutrini diffusi fuori dal nucleo, attraversano e scaldano la regione nella quale il fronte d'onda è passato precedentemente facendola diventare instabile alla convezione che trasforma l'energia termica in energia cinetica; Fin tanto che il riscaldamento prodotto aumenta la pressione dietro l'onda d'urto, si forma una calda bolla tra il fronte dell'onda stessa e la proto-stella a neutroni.

Inizia così il ***Delay neutrino mechanism***

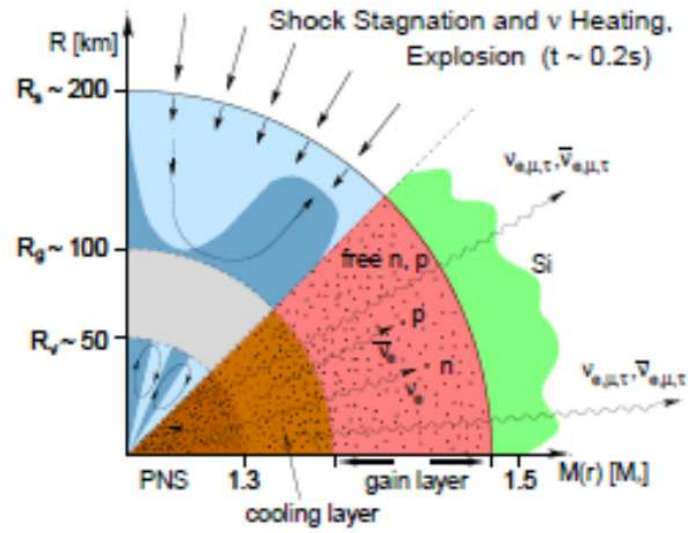


Figure 2.3: Meccanismo di propagazione dell'onda d'urto tramite il trasporto di energia da parte dei neutrini

Il continuo input di energia da parte dei neutrini fa ravvivare l'onda d'urto che così può propagarsi esternamente dando luogo all'*esplosione di una supernova*. Codesto fenomeno avviene in circa 100 ms.

## Chapter 3

# Origine e possibili scenari di formazione delle Faint-Supernovae

### 3.1 Fall-back e tardivo accrescimento di materiale da esplosione di un progenitore massiccio

Tra le comuni ipotesi che possano spiegare la formazione delle Faint-Supernovae, vi è quella che esse possano essere originate dall'esplosione di un progenitore massiccio in cui il tasso di caduta del materiale inizialmente espulso, sia sul core della stella, molto efficiente.

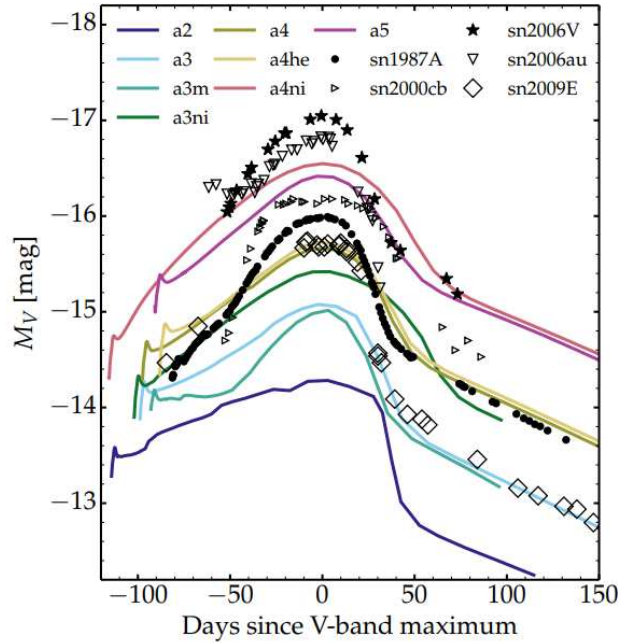
È generalmente accettato che l'energia rilasciata nel collasso produca un'onda d'urto che può essere in grado di provocare l'esplosione. Può succedere che parte del materiale stellare non riceve abbastanza energia per sfuggire al potenziale gravitazionale della nascente stella di neutroni appena formata e pertanto ricade sul nucleo. Tale processo si chiama *fall-back*. L'efficienza del fall-back dipende dall'energia di legame dell'oggetto compatto, tanto maggiore è la massa e la densità tanto più significativo sarà l'accrescimento sul resto compatto. Esso riveste un ruolo fondamentale nel determinare le proprietà dei resti compatti e la composizione del materiale espulso. Mentre il fall-back accresce la massa dell'oggetto compatto (che potrà anche diventare un buco nero), l'involuppo in caduta diventa più esiguo in massa contendendo una minor quantità di nichel radioattivo.

Riassumendo dunque, quando si innesca una esplosione non abbastanza energetica per far esplodere del tutto la stella, come nel caso delle Faint-Supernovae, il fall-back diventa dominante e sarà così più probabile che si formi un buco nero massiccio. Inoltre si può dire che questo scenario è tra i più probabili per le Faint-Supernovae in quanto esse rispecchiano caratteristiche osservabili come la poca quantità di nichel presente degli ejecta, concorde con il fatto che la quantità di nichel presente nell'involuppo della stella progenitrice deve essere basso.

Una tra le prime Faint-Supernovae core collapse identificate come prototipo rappresentativo di questa categoria è la **SN 1997D** di cui si parlerà nelle sezioni successive.

## SN 1987A

Dato il confronto che seguirà tra le Faint-supernovae analizzate in seguito con la SN 1987A presa come campione di paragone, è bene prima spendere alcune parole su questa particolare supernova. Sebbene la maggior parte delle supernovae di tipo II sono caratterizzate da un declino della curva bolometrica dopo il picco di magnitudine dovuto alla esplosione, alcune presentano invece una lunga ascesa al massimo della luminosità in banda ottica (e generalmente anche bolometrico). Questo tipo di supernovae core collapse, sono chiamate *peculiari* (**SNe-II-pec**). E' proprio il caso della SN 1987A originata da una stella BSG (*blue-super giant*) e anch'essa presenta una fase di plateau tipica delle SNe IIP nonostante essa presenti alcune differenze da questa classe: nelle fasi iniziali la sua luminosità bolometrica è considerata troppo piccola per essere classificata come tale. Ciò potrebbe essere dovuto al fatto che gran parte dell'energia cinetica è stata utilizzata per espandere adiabaticamente l'involuppo del suo progenitore, ossia della stella BSG. Ad ogni modo però la sua curva di luce presenta delle inconsistenze rispetto alle tipiche SNe II; dal suo spettro si osserva infatti una luminosità debole e un declino a basse magnitudini.



**Figure 3.1:** Curve di luce in banda V per diverse supernovae core collapse di tipo II, i cui nomi possono essere verificati nella leggenda. La linea di punti rappresenta lo spettro di SN 1987A che come si può osservare risulta avere un picco a più basse magnitudini (Luc Dessart et al. 2019)

Per quanto riguarda la sua luminosità, i valori massimi osservati all'inizio dell'esplosione in banda V e B sono rispettivamente  $M_{V,\max,0} = -16.1$  e  $M_{B,\max,0} = -14.7$ , mentre valori tipici per una core collapse si aggirano attorno a  $M_{V,\max,0} \approx M_{B,\max,0} = -17.60$ .

Anche l'energia di esplosione stimata si discosta da risultati consueti per le SNe II. Se si ipotizzano due diversi valori di correzione bolometrica (0.0 e -0.5) e due diversi valori di distanza della SN 1987A, il range di energia calcolata è tra  $6.5 \times 10^{48}$  erg e  $1.43 \times 10^{49}$  erg laddove normali valori attualmente accettati come normali, assumendo sempre le stesse variabile modellistiche, si aggirano attorno a circa  $3.6 \times 10^{49}$  erg. Per queste motivazioni si può concludere che la SN 1987A è di per se una supernova debole rispetto alle core collapse di tipo II.

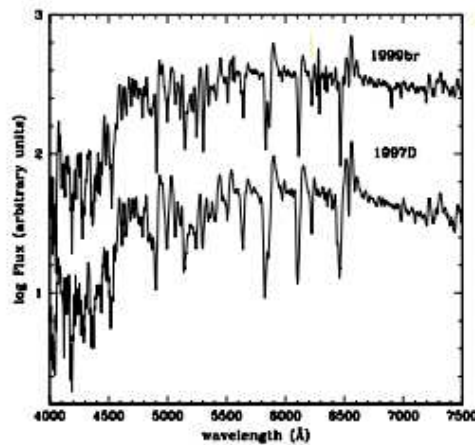
Diventa quindi importante paragonare le supernovae discusse in questa argomentazione (SN 1997D e 1999br) con la supernova 1987A, in quanto presentando quest'ultima energie e magnitudini inferiori rispetto alle classiche SNe-II, questo confronto può mettere ancora più in risalto le basse magnitudini ed energie che hanno le Faint-supernovae rispetto alle core-collapse.



## Faint-supernova 1997D

Una tra le prime Faint-supernovae core collapse identificate è la **SN 1997D**. Essa è stata osservata nella galassia NCG 1536 e fa parte della sotto categoria delle II-P ossia possiede un fase di *plateau* che dura tipicamente 90-100 giorni. Durante questo periodo, la sua curva di luce si appiattisce e rimane molto meno luminosa rispetto alle condizioni tipiche osservate nelle altre core collapse di questa specie. Gli studiosi hanno notato come anche la velocità di espansione è più bassa ( $v \approx 1000 \text{Kms}^{-1}$ ) di tre/quattro volte rispetto ad una normale SN II e la quantità di  $^{56}\text{Ni}$  espulsa dall'esplosione è di soli  $10^{-3} M_{\odot}$ .

Per quanto concerne invece il picco di luminosità, esso ha una magnitudine inferiore di 10 volte rispetto alla SN 1987A che a sua volta si distingue per essere meno energetica rispetto alle sue compagne supernovae di tipo II. Queste caratteristiche sono abbastanza comuni a un gruppo sufficientemente omogeneo di SN a bassa energia di esplosione. Il caso forse più estremo è rappresentato dalla **SN 1999br** in NGC 4900 la cui curva di luce è molto simile alla SN 1997D, come si può notare dalla figura 3.2.



**Figure 3.2:** Spettro di SN 1997D e SN 1999br alla fase di  $\sim 100d$ . Lo spettro fu ottenuto il 15 Gennaio 1997 e il 20 Luglio 1999 rispettivamente (L.Zampieri et al.2003).

Gli spettri sono molto simili: presentano infatti un profilo stretto (*P-Cygni profile*) di linee come  $\text{H}_I$ ,  $\text{Ba}_{II}$ ,  $\text{Ca}_{II}$ ,  $\text{Na}_I$ , e  $\text{Sc}_{II}$  e una bassa temperatura del continuo che è correlata alla bassa temperatura degli ejecta. Considerando il rapporto tra le due curve di luce, le uniche differenze riguardano l'ampiezza di alcune linee spettrali, dovute quasi sicuramente a una diversa velocità di espansione degli *ejecta* che nella SN 1997D è solo 5% più grande, e la risoluzione spettrale.

Queste somiglianze fanno presupporre che esse siano eventi simili con origine simile.

## Il metodo

Il metodo semi-analitico che è stato utilizzato per studiare e riprodurre le curve di luce di queste due supernovae si basa su un continuo paragone tra i dati osservati e simulazioni basate su simmetria sferica. Inoltre sono state prese in considerazione tutte le sorgenti di energia principali, compresa anche la ricombinazione, e il contributo dell'involuppo di idrogeno è stato suddiviso in tre diverse fasi che verranno successivamente descritte.

Con questo modello si vuole dimostrare come la propagazione dell' *onda d'urto* determina il modo in cui l'energia di esplosione è distribuita all'interno dell'involuppo della stella progenitrice: gli strati più interni, composti da elio ed elementi più pesanti, trasferiscono gran parte della loro energia cinetica e momento all'involuppo di idrogeno. La velocità, densità e distribuzione del materiale *post-shock*

ha ripercussioni sulla curva di luce e sulla stima della massa dell'involuppo. Pertanto lo scopo di questa discussione è quello di fornire approssimativamente una descrizione della fisica idrodinamica del materiale espulso durante la fase seguente all'esplosione.

### Descrizione del metodo

Al momento del *core-collapse* l'involuppo si trova in uno stato di inerzia libera e in espansione omologa; la velocità delle diverse shell di gas sono in prima approssimazione costanti e dipendono dalla coordinata radiale secondo  $V(r) = V_0(r/R_0)$  dove  $V_0$  e  $R_0$  sono le condizioni iniziali. Inoltre anche il raggio di ciascuna shell aumenta linearmente con il tempo  $R = R_0 + V_0(t - t_0)$ . Si assume poi che la densità del involucpo esterno di idrogeno sia costante e abbia massa totale data dalla  $M_{\text{env}} = 4\pi\rho R^3/3$  dove  $\rho = \rho_0(R_0/R)^3$ .

Le regioni della stella più recenti, dominano l'andamento della curva di luce dopo 10 ~ 20 giorni dall'inizio dell'esplosione.

La **velocità di espansione** dell'involuppo in funzione della coordinata lagrangiana in massa  $m(r) = 4\pi\rho r^3/3$  è data dalla seguente espressione:

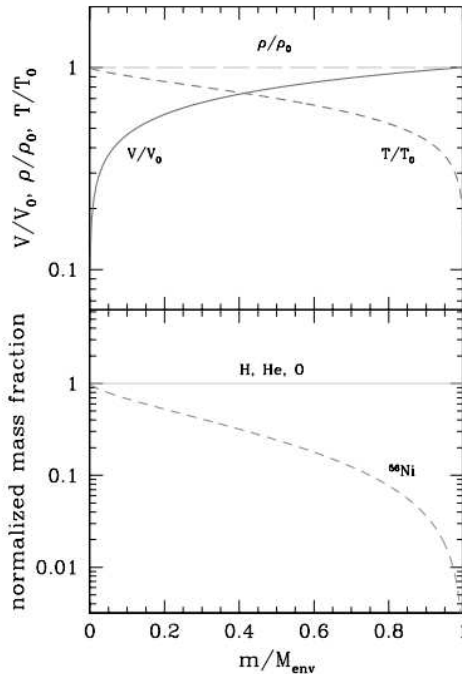
$$V(m) = V_0 \left( \frac{m}{M_{\text{env}}} \right)^{1/3} \quad (3.1)$$

mentre per l'**energia cinetica**  $E_{\text{kin}}$  dell'involuppo si ha

$$E = \left( \frac{3}{10} \right) M_{\text{env}} \frac{V_0^2}{f_0} \quad (3.2)$$

in cui  $f_0$  è la frazione iniziale di energia.

Gli andamenti dei parametri menzionati vengono rappresentati schematicamente dall'immagine 3.3.



**Figure 3.3:** Condizioni iniziali post-shock dell'involuppo ( $t = t_{\text{in}}$ ).

Sopra: velocità  $V$ , densità  $\rho$  e temperatura in funzione della coordinata in massa.

Sotto: Dipendenza dell'abbondanza di H, He, O, Ni in funzione di  $m$

In questa figura, le diverse specie chimiche sono assunte essere omogenee in abbondanza in tutto l'involuppo.

Come detto nella descrizione del metodo, l'ipotesi di simmetria sferica fa sì che la loro distribuzione dipenda solo da  $r$ . L'unico elemento che si discosta da tale andamento è l'abbondanza di  $^{56}\text{Ni}$  che risulta più accentuato.

### 3.1.1 Evoluzione dell'involuppo della supernova

L'evoluzione dell'involuppo di idrogeno, inizia al tempo  $t_{\text{in}}$  e viene qui suddivisa in tre differenti fasi:

- **Prima fase:** involuppo è estremamente caldo e ionizzato dall'onda d'urto generata ( $\sim 10$  giorni);
- **Seconda fase:** a causa del raffreddamento dovuta all'espansione e alla diffusione radiativa, si instaura un processo di ricombinazione che crea un fronte il quale divide l'involuppo in due regioni ( $30/40 \sim 100$  giorni);
- **Terza fase:** gli *ejecta* si ricombinano e sono otticamente trasparenti ai fotoni ( $\sim 100$  giorni).

L'evoluzione è calcolata risolvendo le equazioni del bilancio energetico tra input energetico da parte dei fotoni intrappolati, il lavoro svolto  $W = PdV$  e la perdita di energia dovuta alla radiazione considerando che quest'ultima sia in equilibrio termodinamico locale (LTE). La soluzione finale ha la seguente forma:

$$T^4(t, r) = T_0 \left( \frac{R_0}{R} \right)^4 \psi(x) \phi(x) \quad (3.3)$$

in cui si ha :

-  $x = r/R$

-  $\phi(t)$  funzione che descrive la dipendenza temporale normalizzata [ $\phi(0) = 1$ ]

-  $\psi(x) = \sin \pi x / (\pi x)$  (Arnett's radiative solution)

-  $(\dots)^4$  espansione adiabatica

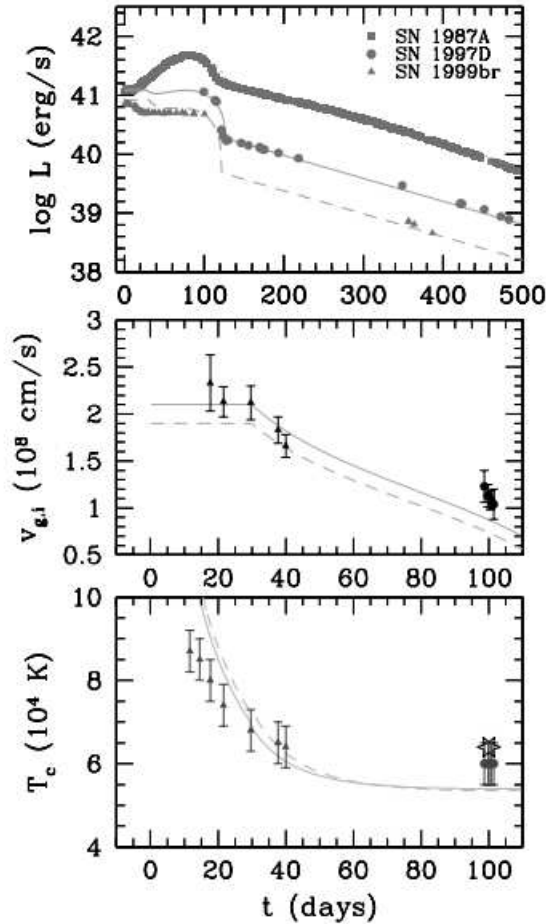
Ora se si sostituisce  $x = x/x_i$  con  $x_i = r_i/R$  all'interno della equazione 3.3 e si assume che la dipendenza temporale possa essere calcolata approssimativamente considerando la diffusione di luminosità durante la ricombinazione pari alla luminosità emessa dal un corpo nero di Planck, si ottiene l'equazione di moto del fronte di ricombinazione  $x_i(t)$ . Una volta calcolata si può derivare l'equazione che descrive la luminosità bolometrica degli strati più interni dell'involuppo:

$$L_{r_i} = L + 4\pi r^2 v_i \left( a T_{\text{eff}}^4 / 2 + \rho Q_{\text{ion}} \right) \quad (3.4)$$

in cui  $L$  è la luminosità diffusa e il secondo termine invece è la luminosità trasportata dovuta al moto del fronte di ricombinazione.  $Q_{\text{ion}}$  è l'energia di ricombinazione per unità di massa.

### 3.1.2 Analisi dei risultati

I dati osservati per quanto riguarda l'andamento della luminosità in entrambe le due supernovae SN 1997D e SN 1999br è qui messo a confronto con la supernova di tipo II core-collapse SN 1987A nella immagine sottostante fig. 3.4 che consiste in una analisi UBVRi della luminosità.



**Figure 3.4:**  $L$ , luminosità in UBVRi,  $v_{g,i}$  velocità gas all'inizio del fronte di ricombinazione e temperatura del continuo  $T_c$ , in funzione del tempo per SN 1997D (cerchi) e SN 1999br (triangoli). Per confronto viene mostrata anche la curva di luce di SN 1987A. Le linee tratteggiate rappresentano il modello. L'asterisco è la temperatura di continuo dedotta dal modello di sintesi spettrale per SN 1997D al momento della scoperta, spostato alla fase 100 giorni (L.Zampieri et al.2003).

La temperatura del continuo della SN 1987A è stata stimata riproducendo i dati con una funzione di Plank. Gli ultimi due plot sono stati troncati alla fine della fase di ricombinazione ( $\sim 110$  giorni). La lunga fase di *plateau*, ossia l'apparente rottura nella linea di velocità a circa 30 giorni e conseguente declino, è consistente con l'inizio della ricombinazione nell'involuppo.

Per quanto riguarda quest'ultimo, alcuni valori di  $R_0$ ,  $M_{env}$ ,  $V_0$  e massa del  $^{56}\text{Ni}$  sono variati notevolmente; gli altri parametri invece sono rimasti pressoché simili a quelli della supernova 1987A. Infatti come si può notare dalla tabella 3.1

	$R_0$ ( $10^{12}cm$ )	$M_{env}$ ( $M_\odot$ )	$M_{Ni}$ ( $M_\odot$ )	$V_0$ ( $10^{18}cms^{-1}$ )	$E$ ( $10^{51}erg$ )	$f_0$	$t_{rec,0}$ (d)	$T_{eff}$ (K)
SN 1987A	5	18	$7.5 \times 10^{-2}$	2.7	1.6	0.5	25	4800
SN 1997D	9	17	$8 \times 10^{-3}$	2.1	0.9	0.5	30	4400
SN 1999br	7.5	14	$2 \times 10^{-3}$	1.9	0.6	0.5	30	4400

**Table 3.1:** Parametri dell'involuppo espulso dopo la fase post-shock //  $R_0$  raggio iniziale dell'involuppo.  $M_{env}$  massa espulsa dell'involuppo.  $M_{Ni}$  massa del  $^{56}\text{Ni}$ .  $V_0$  velocità del materiale dell'involuppo nella shell più esterna.  $E$  è l'energia termica iniziale + cinetica degli ejecta;  $f_0$  frazione iniziale di energia convertita in energia cinetica;  $t_{rec,0}$  tempo di inizio ricombinazione;  $T_{eff}$  temperatura effettiva durante la ricombinazione.

i valori stimati dell'energia degli *ejecta* indicano che entrambe le due supernovae 1997D e 1999br sono fenomeni **sotto energetici**. Ciò è perfettamente in accordo con la piccola quantità di massa di  $^{56}\text{Ni}$  prodotta dall'ultima supernova nella tabella 3.1, ulteriore prova del fatto che l'energia disponibile per la produzione ed espulsione delle specie chimiche prodotte durante la nucleo-sintesi è veramente bassa. Inoltre data la bassa luminosità nella fase di plateau, l'involuppo post-esplosione risulta piuttosto compatto. La massa espulsa dell'involuppo  $M_{env}$  è troppo grande per poter spiegare una fase di plateau tipica di una supernova di tipo II.

In particolare la luminosità e durata di quest'ultima dipende proprio dall'alta velocità della parte ricca di idrogeno dell'involuppo.

### 3.1.3 Progenitori

Lo scopo di tale modellistica presentata precedentemente è quello di cercare di determinare la massa del progenitore di queste Faint- supernovae, indagando i meccanismi generali di evoluzione.

Se alla massa dell'involuppo riportata nella seconda colonna della tabella 3.1 si aggiunge la massa del core collassato  $\sim 2M_\odot$ , allora i progenitori della supernova 1997D e 1999br dovrebbero avere almeno massa pari a 19 e 16  $M_\odot$  rispettivamente. Tuttavia è più probabile che questi siano limiti inferiori e che in realtà il valore della massa del progenitore sia più alto. Si pensa che SN 1997D per esempio abbia un progenitore di massa compresa tra 25-40  $M_\odot$  che subisce appunto un efficiente fall-back.

I risultati ottenuti quindi collocano le due supernovae nella classe di progenitori a massa intermedia ed escludono che possano originarsi da core collapse con range di massa piccolo.

Inoltre poiché la massa del nucleo di ferro prima della esplosione non varia significativamente con la massa del progenitore, si può affermare che l'energia potenziale gravitazionale liberata durante il collasso è indipendente da quest'ultima. Oltre a ciò l'energia degli *ejecta* è subordinata al riscaldamento dovuto ai neutrini e all'interazione idrodinamica dell'onda d'urto della supernova con il materiale circostante. Per destrutturare la simmetria sferica dell'involuppo il fronte d'urto deve superare la pressione esercitata su di esso dal gas che inizia ad accrescere dopo il collasso. Pertanto ipotizzando di avere progenitori massicci, aumentando la massa aumenta sia l'energia di legame sia questa pressione. Così facendo quindi la gran parte dell'energia è spesa per rompere l'equilibrio dell'involuppo ma ciò implica anche che rimane meno energia devoluta al riscaldamento e accelerazione degli ejecta. Ciò spiegherebbe la bassa velocità di espansione e la bassa luminosità che determinano queste Faint-supernovae classificandole come fenomeni a bassa energia di esplosione.

Una importante conseguenza di questo scenario è che a causa proprio la bassa  $E_{\text{kin}}$  acquisita dall'involuppo, è molto più probabile che una grande frazione di materiale circumstellare rimanga gravitazionalmente legato al nucleo della supernovae dopo il passaggio dell'onda d'urto, ricadendo poi su di esso (*fall-back*). Ciò è confermato in SN 1997D e 1999br dalla piccola quantità di  $^{56}\text{Co}$  presente negli ejecta. Questo continuo accrescimento di materiale stellare può portare la proto stella di neutroni a raggiungere le condizioni necessarie per produrre un buco nero massiccio. Se ciò accadesse il fall-back potrebbe dare origine a emissioni di radiazioni con andamento di decadimento esponenziale. Osservare questo fenomeno sarebbe la prima prova evidente della presenza di un buco nero nel suo sito di formazione.

## 3.2 Accrescimento da stella compagna o merging con stella di piccola massa

La Faint-supernova SN 2016bkv, mostra segni di interazione con il materiale espulso dal suo progenitore. Essa fornisce un'altra importante opportunità per meglio comprendere e vincolare un modello che, attraverso la formulazione di un metodo di analisi efficiente, permetta di ipotizzare un nuovo scenario per la formazione delle supernovae a bassa energia.

Ciò che si ipotizza è che il progenitore possa essersi evoluto attraverso una interazione binaria: la prima possibilità è che la stella primaria si sia accresciuta da un compagno attraverso il materiale non processato e abbia evitato ulteriormente il mixing convettivo e rotazionale fino alla esplosione.

La seconda invece riguarda un plausibile merging con una stella di massa minore, in cui la stella primaria presenta piccola abbondanza di N fino al core collapse, che spiegherebbe la esigua abbondanza di N nella SN 2016bkv.

### 3.2.1 Interazione del materiale espulso con il materiale circumstellare

Stelle massicce durante la loro vita soffrono di un gran tasso di perdita di massa. Ciò può avvenire anche nella finestra temporale prossima al collasso del nucleo. Questo si riflette nella morfologia di alcune supernovae sotto forma di linee di emissione strette che sono appunto dovute all'interazione tra gli *ejecta* e il materiale espulso dal progenitore prima dell'esplosione. Questo tipo di evento è proprio delle supernovae interagenti (SN IIn) con durata che spazia da un breve periodo fino ad anni di interazione con il materiale circostante.

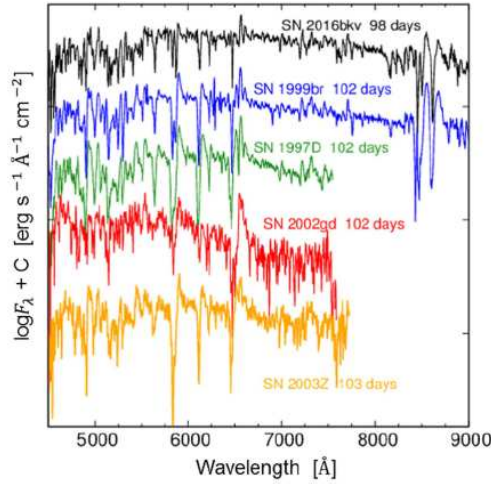
Se il progenitore della SN espelle abbastanza materiale tramite il vento stellare che si crea durante gli ultimi stadi di evoluzione, allora gli ejecta verranno decelerati da quest'ultimo e una frazione della sua energia cinetica sarà trasformata in radiazione, ionizzando così tutto il materiale circumstellare (CSM) che diventa dunque opaco.

Acquisendo uno spettro durante questa fase, si possono rilevare le proprietà del CSM, come per esempio la velocità del vento stellare ( $10\text{-}2000 \text{ Km s}^{-1}$ ) rispetto a quella degli ejecta ( $\approx 10.000 \text{ Km s}^{-1}$ ), il tasso di perdita di massa del progenitore e le abbondanze delle specie chimiche in superficie. Anche la curva di luce differirà nella struttura di densità degli strati più esterni e nella quantità di energia dipendente dalla interazione.

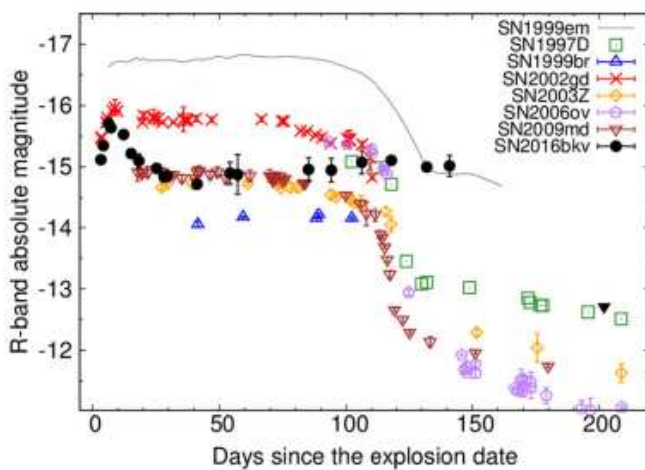
### 3.2.2 Faint supernova 2016bkv

La supernova SN 2016bkv scoperta nella galassia NGC 3184, è un peculiare evento che ha dimostrato una precoce interazione con il materiale stellare espulso precedentemente dal suo progenitore. Essa fa parte di un gruppo di supernovae (circa il 5% di tutte quelle di tipologia SNe II) a bassa energia. Questi eventi sono caratterizzati da basse luminosità bolometriche ( $10^7 - 10^8 L_{\odot}$ ) e basse velocità di espansione (qualche  $1000 \text{ Km s}^{-1}$ ), piccola quantità in massa di  $^{56}\text{Ni}$  negli *ejecta* ( $<0.01 M_{\odot}$ ) e bassa energia di esplosione se comparata con l'energia di una classica SN CC tipo II. Come si può notare

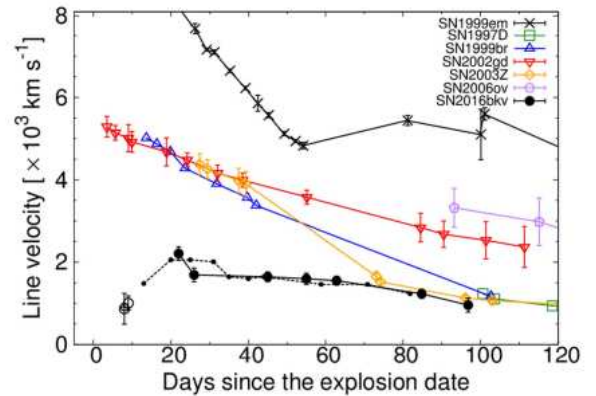
queste caratteristiche sono simili a quelle descritte in precedenza nel capitolo 3.1, segno che queste Faint- Supernovae hanno caratteristiche spettrali simili ( si veda fig. 3.5) che sono state osservate e formano un gruppo assestante di particolare interesse. Qui sotto vengono mostrati rispettivamente a confronto gli spettri, le curve di luce e la velocità di espansione, calcolata tramite la riga  $H\alpha$  delle supernovae SN 1997D, SN 1999br e SN 2016bkv.



**Figure 3.5:** Spettro di SN 2016bkv a 98 giorni dall’esplosione a paragone con lo spettro SNe IIP come SN 1997D e SN 1999br e altre a simili epoche (Nakaoka et al.2018)



**Figure 3.6:** Curva di luce di SN 2016bkv in banda R a confronto con quelle si SNe IIP 1999br, SN 1997D (Pastorello et al.2004)e altre appartenenti alla stessa classe.



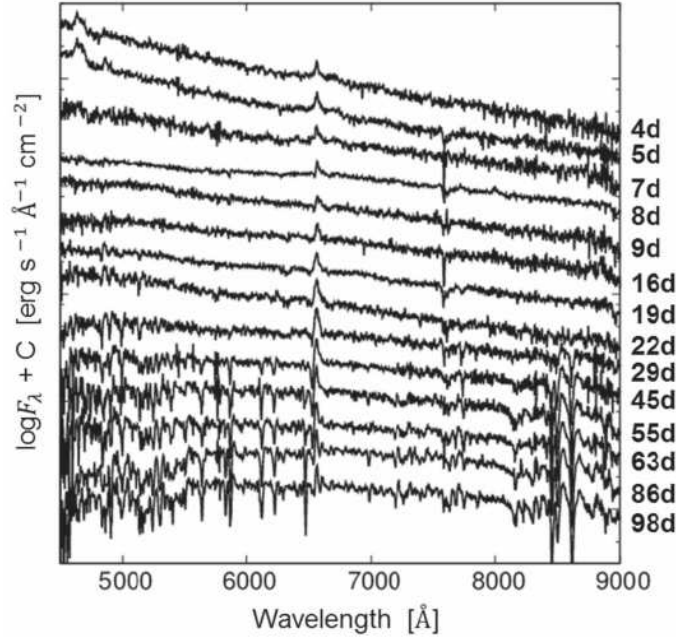
**Figure 3.7:** Paragone tra le righe  $H\alpha$  tra le SN 2016bkv, SN 1997D, SN 1999br e altre della stessa classe (Leonard et al. 2002). La riga tratteggiata mostra le velocità misurate nello spettro di SN 2016bkv da Hosseinzadeh et al. 2018

Come si può vedere dalla figura 3.6 la curva di luce della SN 2016bkv ha due caratteristiche che la contraddistinguono dalle altre: la prima riguarda la fase di plateau ( $> 140$  giorni dopo l'esplosione) che risulta più tardiva rispetto alle altre supernovae. La seconda è il pronunciato picco di magnitudine nelle prime fasi. Nella curva di luce si osserva infatti un picco a circa 7 giorni dopo l'esplosione.

### 3.2.3 Caratteristiche spettrali SN 2016bkv

Analizzando e modellando i primi dati fotosferici della SN 2016 e stimando che il tempo di esplosione  $t_{\text{exp}}$  sia circa 1.2 giorni dopo la scoperta, la curva di luce presenta un picco alla magnitudine  $M_v = -16$  mag, luminosità circa  $L \sim 4 \times 10^{41} \text{ergs}^{-1}$ . Subito dopo si ha una lunga fase di *plateau* ( $\sim 140$  giorni) e un breve declino della coda radioattiva. Misurando la luminosità durante il decadimento radioattivo la massa di  $^{56}\text{Ni}$  stimata secondo differenti metodi di analisi si aggira tra  $0.01 - 0.02 M_{\odot}$ .

Il primo spettro di SN 2016bkv è stato ottenuto tra i primi  $5 \approx 8$  giorni dalla esplosione. Fino a 20 giorni esso è dominato da un continuo blu e dalla presenza di linee di emissione strette tipiche di oggetti che interagiscono con il materiale circumstellare. Gli ejecta della supernova hanno velocità di circa  $2000 \text{Kms}^{-1}$  la quale è stata stimata osservando la riga dell' $\text{H}_{\alpha} = 6562, 81 \text{\AA}$  durante quest'ultima fase.



**Figure 3.8:** Evoluzione spettrale di SN 2016bkv. L'epoca (giorni dopo l'esplosione) sono dati per ogni spettro (Nakaoka et al.2018 )

### Metodo

Per modellare lo spettro SN 2016bkv è stato utilizzato un metodo di analisi analitico del trasporto radiativo (**CMFGEN**). Sono state pertanto risolte le equazioni idrodinamiche in condizioni di equilibrio termodinamico non locale. Così come per SN 1997D e 1999br, le due supernovae discusse in precedenza, anche qui viene assunta la condizione di simmetria sferica e stazionarietà.

Il codice si basa su diverse variabili in gioco: la luminosità  $L_{\text{SN}}$ , il tasso di perdita di massa del progenitore  $\dot{M}$ , la velocità terminale del vento stellare  $v_{\infty}$  e le abbondanze di ciascuna specie chimica attraverso il materiale circumstellare come H, He, C, N e O. Se si ipotizza che la fotosfera è localizzata nel CSM, le abbondanze chimiche che si derivano riflettono anche quelle che caratterizzano la superficie del progenitore poco prima della esplosione dal momento che la massa del CSM è relativamente



piccola ( $\ll 1M_{\odot}$ ). Questa è una realistica approssimazione per un progenitore RSG (Red Supergiant) con involucro convettivo.

Viene anche specificato il raggio di estensione del limite inferiore (regione più interna)  $R_{in}$  che rappresenta quanta strada hanno percorso gli ejecta attraverso il mezzo interstellare a un dato tempo  $t$  dopo l'esplosione. La velocità di espulsione degli ejecta è stata assunta costante ( $\sim 2000\text{Kms}^{-1}$ ) anche se ci si aspetta ovviamente una decelerazione dovuta all'interazione con il materiale.

Per formulare il modello con cui studiare e paragonare i dati osservati della SN 2026bkv, la densità del CSM è stata derivata dalla equazione di continuità di massa

$$\dot{M}(r) = 4\pi r^2 \rho(r)v(r) \quad (3.5)$$

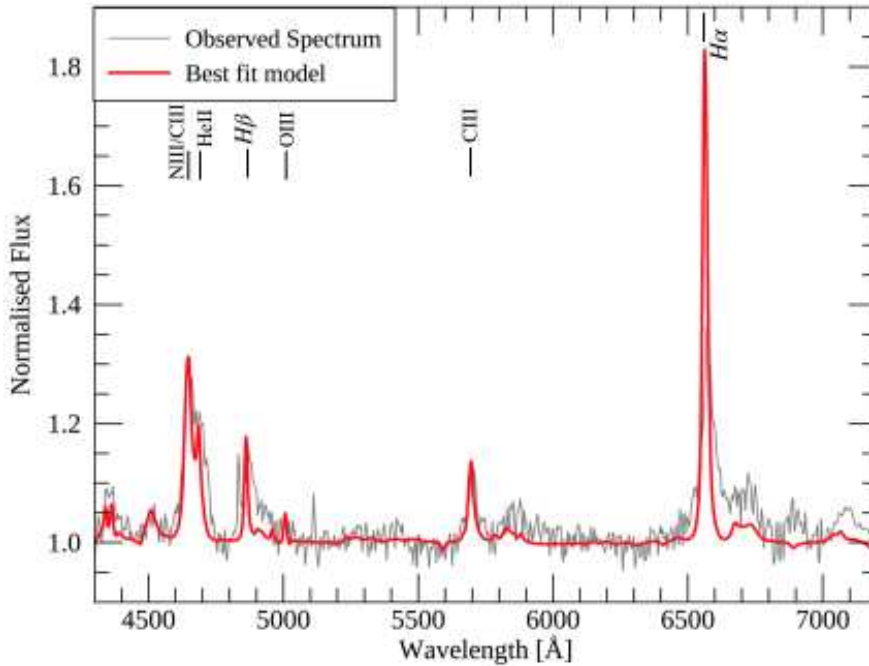
e la velocità terminale del vento stellare, responsabile della larghezza delle linee spettrali è di  $150\text{Kms}^{-1}$ .

### 3.2.4 Analisi dei risultati

Per prima cosa si determinano i parametri di *best-fitting*: inizialmente si paragona il modello spettrale del continuo normalizzato (CMFGEN), allo spettro ottico normalizzato osservato, in modo da vincolare la temperatura alla base del materiale circumstellare ( $T_{\tau=10}$ ), la quale influenza la struttura di ionizzazione del CSM,  $\dot{M}$  per quanto concerne la forza delle linee spettrali e le abbondanze alla superficie.

Secondariamente si è paragonato il flusso assoluto allo scopo di determinare la luminosità bolometrica della supernova SN 2016bkv assumendo che questa si trovi ad una distanza di  $14.4 \pm 0.3\text{Mpc}$ .

I risultati dell'analisi tra il modello ipotizzato e le osservazioni è raffigurato nel sottostante spettro:



**Figure 3.9:** In grigio lo spettro osservato di SN 2016bkv a 4.1 giorni dopo l'esplosione. In rosso il modello CMFGEN di best-fitting. Entrambi gli spettri sono stati normalizzati e le linee spettrali più evidenti sono state etichettate. (M.Deckers et al.2020)

### 3.2.5 Proprietà della stella progenitrice

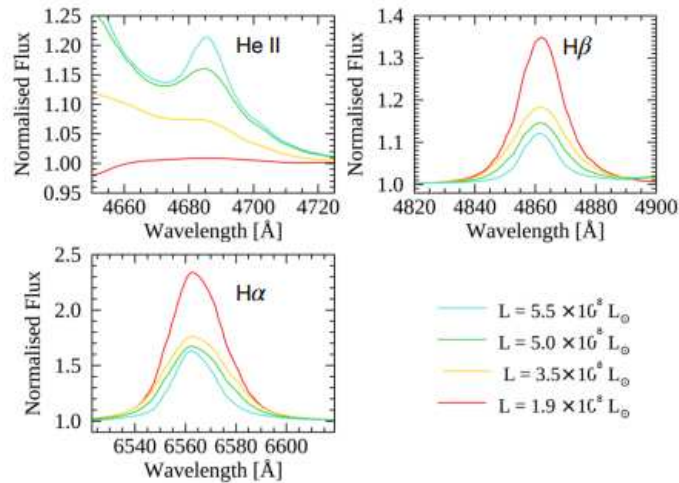
Le proprietà dei progenitori di SN 2016bkv non sono ancora totalmente chiare. Comparando il suo spettro e modellandolo attraverso la teoria, quello che si è ipotizzato inizialmente è che essa sia più probabilmente il risultato di una supernova a cattura elettronica originatasi da un progenitore di massa piccola ( $9M_{\odot}$ ). Altri però sostengono che utilizzando il modello analitico tipico per la descrizione della curva di luce di una SN II-P, si deriva così un progenitore di raggio tra  $180\text{-}1080 R_{\odot}$ .

Per i vari parametri scelti, le caratteristiche della stella progenitrice che sono state derivate dal modello di trasporto radiativo utilizzato, sono raccolte nella tabella sottostante.

Parametri	Valori modello best-fit
SN luminosità	$(5.5 \pm 0.5) \times 10^8 L_{\odot}$
Temperatura base CMS	26100K
Raggio limite interno	$(8.0 \pm 2.0) \times 10^{13} \text{cm}$
Tasso perdita massa (per $v_{\infty} = 150 \text{Kms}^{-1}$ )	$(6.0 \pm 2.0) \times 10^{-4} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$
Velocità vento progenitore	$\leq 800 \text{Kms}^{-1}$
Specie chimiche	Frazione in massa
Elio	$0.28 \pm 0.05$
Carbone	$0.003 \pm 0.001$
Azoto	$0.0011 \pm 0.0007$
Ossigeno	$0.0010 \pm 0.0003$

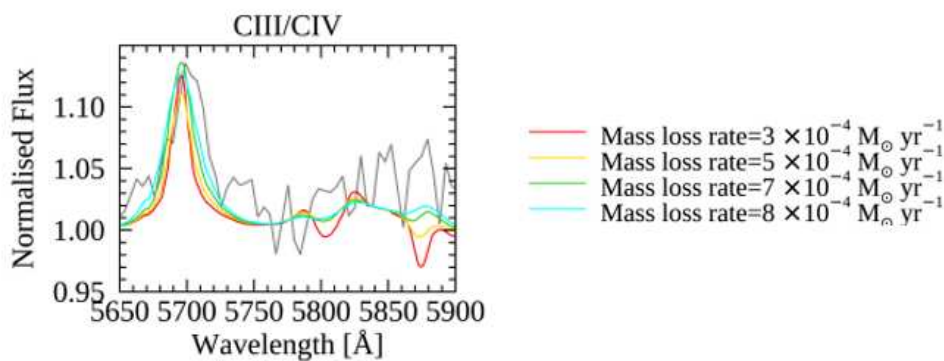
**Table 3.2:** Proprietà del modello di best-fitting CMFGEN paragonato allo spettro osservato a 4.1 giorni di 2016bkv (M.Deckers et al.2020)

Come si può notare i primi due parametri espressi nella 3.2 confermano la natura di bassa luminosità della supernova SN 2016bkv. Per ottenere la temperatura e di conseguenza anche la luminosità, gli studiosi si sono basati sul rapporto tra le righe spettrali del  $C_{III}$  e  $C_{IV}$  a  $5960$  e  $5801\text{\AA}$  rispettivamente. Infatti variazioni della struttura di ionizzazione sono dettati da cambiamenti della temperatura con conseguenze anche su  $L_{SN}$ . Un aumento di quest'ultima, implica che il tasso di ionizzazione aumenta e il rapporto tra le due righe sopra citate diminuisce, mentre dall'altra parte aumenta l'intensità della riga  $H\alpha$  come si vede dalla figura 3.10. Ciò accade poiché il coefficiente di ricombinazione è inversamente proporzionale alla temperatura,  $\alpha(H) \propto T^{-1/2}$  in questo regime.



**Figure 3.10:** Modello CMFGEN per diversi  $L_{SN}$  dello spettro. Gli altri parametri sono mantenuti costanti. Sono raffigurate le linee  $HeII$  ( $\lambda = 4686\text{\AA}$ ),  $H\beta$ ,  $H\alpha$ .

Secondo questo modello il materiale circumstellare alla SN 2016bkv sarebbe composto da materiale espulso da un progenitore avente  $\dot{M} = 6.0 \pm 2.0 \times 10^{-4}$  poco prima della esplosione. Questo valore spiega perché nello spettro, le righe di emissione osservate sono deboli. Inoltre impiegando come punto di riferimento la riga C<sub>III</sub>, si possono ottenere i valori per l'estensione ( $r_{\text{CSM}} \geq 10R_{\text{in}}$ ) e la massa del CSM ( $M_{\text{CSM}} \geq 0.00085M_{\odot}$ ). L'analisi dettagliata della morfologia delle righe spettrali è fondamentale per sapere a posteriori quale sia la perdita di massa dovuta al vento stellare della stella progenitrice e per risalire a posteriori alla sua massa iniziale. Tuttavia è molto difficile conoscere con esattezza i valori di questi parametri, ma quello che si fa è stabilire dei limiti inferiori e superiori che danno l'idea di un range di massa in cui il progenitore di SN 2016bkv possa collocarsi. Pertanto si modella lo spettro osservato sulla base di diversi modelli di best-fitting per differenti valori del tasso di perdita della massa ( fig. 3.11) Le abbondanze chimiche che si trovano nella superficie della supernova, sono



**Figure 3.11:** Modelli CMFGEN che raffigurano differenti spettri post esplosione per diversi valori di tasso di perdita di massa del progenitore. In grigio lo spettro osservato di SN 2016bkv (M.Deckers et al.2020)

compatibili con quelle di tipo solare (tab. 3.2). Questo fatto è abbastanza sorprendente se si considera che stelle massicce tipicamente evolvono come SN core-collapse e pertanto espongono esternamente gli elementi sintetizzati dal ciclo CNO, come alta abbondanza di N. Vi deve essere dunque una qualche motivazione per cui questa supernova presenti tali caratteristiche e che possa anche spiegare la bassa luminosità tipica di una Faint-supernova come quella analizzata qui. Una probabile spiegazione può essere fornita da diversi scenari di formazione e da come la stella si sia poi evoluta.

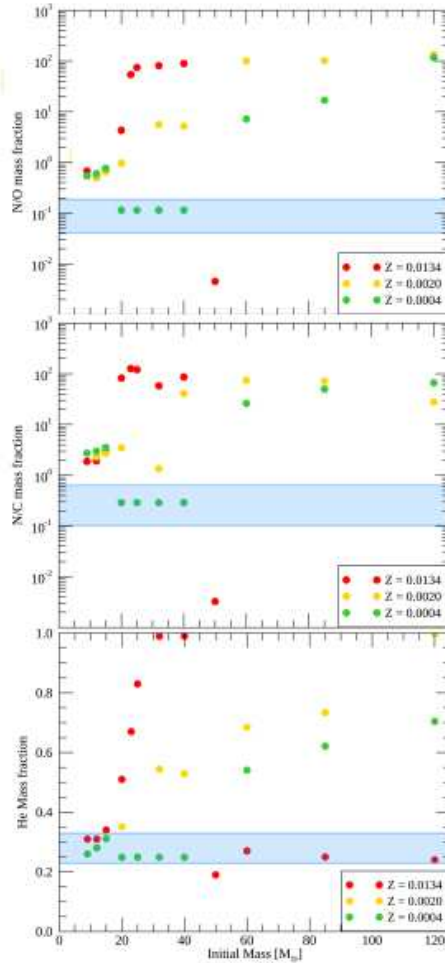
### 3.2.6 Origine da una stella singola

Le abbondanze chimiche di He, N, C e O sono state messe a paragone con modelli di evoluzione stellare a diverse metallicità (**Z**). Come si può osservare dalla figura sottostante fig. 3.12, i rapporti tra le diverse abbondanze N/O, N/C e He sono in generale troppo alti rispetto a quelli dedotti dalle osservazioni (banda blu).

Se si considerasse la fascia compresa tra  $40 - 50M_{\odot}$  la stella iniziale corrisponderebbe ad una *Variabile Blu Luminosa* (LVB) o ad una *Wolf-Rayet*, ma se così fosse l'involuppo di idrogeno avrebbe una massa troppo piccola e incompatibile per spiegare la lunga fase di plateau tipica delle SN II-P come quella di SN 2016bkv.

D'altra parte se si considera il modello di una Red Supergiants (RSG) tra  $9 - 15M_{\odot}$  a metallicità solari, si nota che la abbondanza di He è in accordo con quella osservata e questo spiegherebbe anche la presenza di un involuppo di H spesso. Tuttavia le altre abbondanze sono troppo alte.

Bisogna tener conto però, che questi modelli evolutivi qui presentati dalla figura, sono *non rotazionali*



**Figure 3.12:** Abbondanze superficiali in frazione di massa di N/O, N/C e He rispettivamente nella fase di pre-SN. Rappresentate diverse metallicità per i modelli evolutivi. La banda blu corrisponde ai dati modellati dal CMFGEN per SN 2016bkv (M. Deckers et al.2020)

ossia non è presente un meccanismo efficiente di *mixing* ma piuttosto l'arricchimento di specie chimiche è dovuto al meccanismo di *dredge-up*. Quest'ultimo accade quando la parte inferiore dell'involucro convettivo di una RSG raggiunge gli strati più interni dove è presente il materiale processato dal CNO. Questo meccanismo di mixing porta in superficie le ceneri dei bruciamenti più interni.

Mentre il modello verde a bassa metallicità con  $Z=0.0004$  riproduce bene i dati per il rapporto tra N/O e N/C, esso però non lo fa per quanto riguarda le abbondanze assolute del C, N e O, che sono vicine a quelle solari.

E' chiaro dunque che per spiegare i dati osservati è necessario ipotizzare meccanismi e scenari diversi da quello che prevede la fase di dredge-up.

Un modo possibile per conciliare il modello che prevede come progenitore una singola stella, con i dati osservati, è ipotizzare che il progenitore non sia una RSG. In questa maniera verrebbe meno la presenza di uno strato convettivo che si estende in profondità (con conseguenza di un mancato dredge-up dei materiali processati dal ciclo CNO).

Un altro scenario plausibile è che il progenitore possa invece essere stato una RSG però per certi aspetti particolari, priva di strato convettivo profondo e pertanto non affetta da dredge-up.

Modelli più dettagliati sono richiesti in futuro per confermare o smentire questa ipotesi.

### 3.2.7 Origine da merger o da sistema binario di stelle

Molte stelle massicce osservate, si trovano in sistemi multipli. Le interazioni binarie possono influenzare e cambiare molto l'evoluzione di una stella, producendo così una diversità di supernovae. La SN 2016bkv non è arricchita in azoto, ha una evidente fase di plateau (tipica delle supernovae interagenti) e presenta un picco di luminosità già dopo qualche giorno dalla esplosione, come accennato nel 3.2.3. Il progenitore pertanto deve essere una stella sufficientemente calda per evitare il dredge-up e poter così spiegare la mancanza di arricchimento di azoto sulla superficie della supernova.

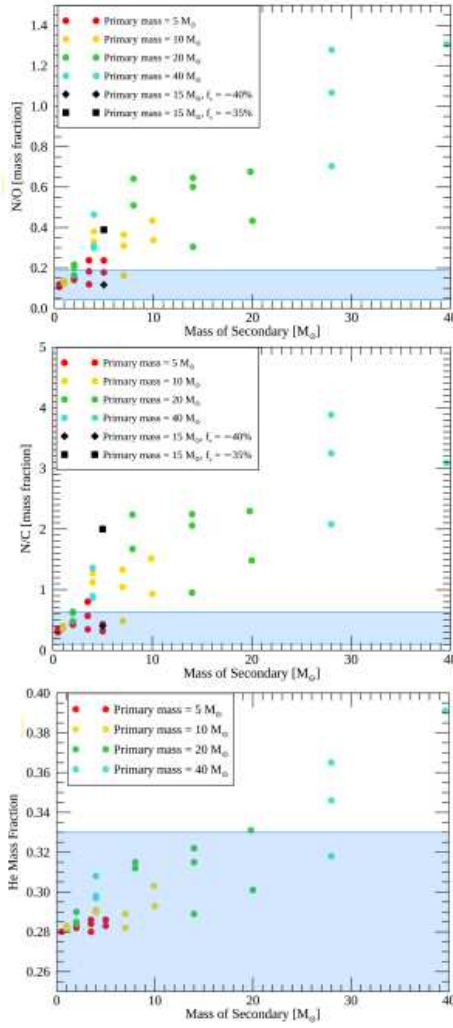
In un scenario di **trasferimento di massa**, il progenitore dovrebbe essersi accresciuto dal materiale stellare non processato proveniente da una stella compagna. In questo modo si spiegherebbe la piccola abbondanza di N sulla superficie.

Anche il tasso di perdita di massa durante gli ultimi stadi evolutivi della stella progenitrice deve essere basso; così facendo, parte del materiale è trattenuto almeno fino al momento del collasso del core.

Se si ipotizza invece un evento di **fusione tra due stelle** come possibile scenario di origine, bisogna tener conto che questo può portare a un vasto range di risultati, i quali dipendono dalla fase evolutiva in cui il merger è avvenuto.

#### Post-Main Sequence + Main Sequence scenario

Nel caso di stelle di questo tipo, si viene a creare un forte gradiente di peso molecolare ancora prima della fusione tra le due, e ciò può prevenire significativamente una mescolanza rotazionale. In pratica questo può favorire una bassa concentrazione di N sulla superficie come osservato nel progenitore di SN 2016bkv. Tenendo a mente lo scenario di fusione, nella figura 3.13 vengono comparati i diversi rapporti di specie chimiche del progenitore della supernova in questione, con modelli evolutivi. Questi modelli simulano una violenta fusione tra due stelle di diversa massa a diversi fasi della loro evoluzione. Questi modelli predicono le abbondanze chimiche di He, C, O immediatamente dopo la fusione, una volta che la circolazione termalina (circolazione delle masse con densità diverse dovute alla temperatura) le ha modificate sulla superficie. Ciò avviene nelle prime fasi evolutive (fusione dell'elio), ciò nonostante si può assumere che questo modello fornisce dei limiti inferiori per N/C e N/O negli stadi precedenti alla struttura pre-SN. Infatti bisogna tener conto poi dell'effetto che il mixing e la convezione causano aumentando sulla superficie la quantità totale di materiale processato dal CNO (N/C e N/O aumentano) in una stella dotata di inviluppo di idrogeno.



**Figure 3.13:** Dall'alto verso il basso, rapporti in frazione di massa dell'abbondanza superficiale di N/O e N/C e He in funzione della massa secondaria per il modello di fusione stellare. Il rosso, il giallo, il verde e il ciano corrispondono al prodotto di modelli di fusione una volta l'equilibrio è stato stabilito all'inizio della combustione di He (Deckers et al.2020). Il diamante e le forme nere quadrate rappresentano i dati di Menon & Heger (2017) e rappresentano le abbondanze pre-SN

Gli studiosi teorici hanno infine trovato 4 scenari di fusione diversi in cui le stelle (primaria e secondaria) abbiano un nucleo di He abbastanza massiccio per dare luogo ad una esplosione di supernova e contemporaneamente possano spiegare le abbondanze chimiche osservate in SN 2016bbkv. I risultati sono sintetizzati di seguito:

$M_1$ ( $M_\odot$ )	$M_2$ ( $M_\odot$ )	$M_{merger}$ ( $M_\odot$ )	$M_{He}$ ( $M_\odot$ )	Fase in cui è avvenuta la fusione
10.0	1.0	10.81	2.49	Esaustione core di H
10.0	1.0	10.83	2.43	Fine Main Sequence
10.0	7.0	16.00	4.24	Prima metà Main Sequence
20.0	2.0	21.04	6.49	Esaustione core di H

**Table 3.3:** Tabella che mostra i diversi scenari di fusione.  $M_1$  è la massa primaria,  $M_2$  è quella secondaria,  $M_{merger}$  è la massa totale prodotta dalla fusione e infine  $M_{He}$  è quella del core di He all'inizio del suo innescamento. La fase di evoluzione è riferita alla stella primaria.

Il prodotto della fusione più coerente con il progenitore di SN 2016bkv deve avere un nucleo massiccio di He se paragonato a una singola stella della stessa massa che evolve come RSG. Data la relativa debolezza dell'intensità della riga [O I] nello spettro della supernova (Hosseinzadeh et al.2018) il modello con più piccolo nucleo di He viene in questo caso favorito, ossia viene visto come più probabile lo scenario in cui la stella primaria ha  $10M_{\odot}$ .

Per concludere, questa analisi dettagliata ha reso possibile definire dei limiti inferiori per le diverse caratteristiche della stella progenitrice, che sono riassunte nella tabella 3.3. Inoltre ciò ha permesso di vincolare il più plausibile scenario di origine per la SN 2016bkv mettendo dunque in risalto come il modello di evoluzione da una singola stella è sfavorito rispetto al modello di fusione o di interazione in sistema binario.

### 3.3 Cattura elettronica da core degenerare di O+Mg+Ne in un progenitore super-AGB

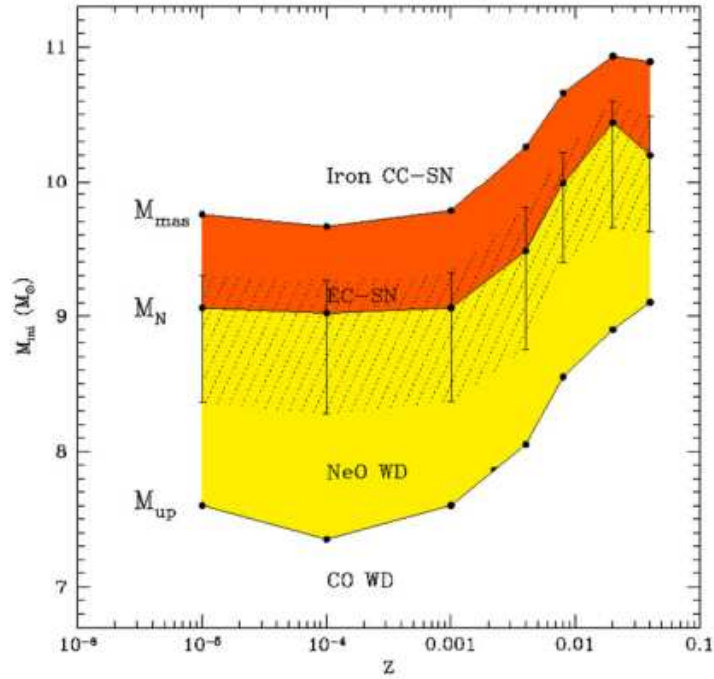
L'ultimo scenario ipotizzato per la formazione delle Faint-supernovae prevede che esse siano supernovae a cattura elettronica (ECSN) da un nucleo degenerare di O+Mg+Ne originatesi in un progenitore super-AGB. Le ECSN presentano tre caratteristiche fondamentali che le contraddistinguono come classe particolare di SN:

- possono produrre esplosione a bassa energia pertanto producono poca massa di  $^{56}\text{Ni}$  durante l'esplosione. Inoltre possono essere caratterizzate da basse luminosità della curva di luce prodotta dal decadimento degli isotopi di  $^{56}\text{Ni}$  e di  $^{56}\text{Co}$ ;
- il progenitore è affetto da un tasso di perdita di massa molto alto, tanto che nello spettro delle ECSN ci sono evidenze di una interazione con il materiale circumstellare. Questo è stato osservato dalle linee spettrali dell'idrogeno e dalla brillante e duratura curva luce di luce;
- i progenitori sono estremamente brillanti con luminosità dell'ordine di  $10^5 L_{\odot}$ .

Alcune di queste caratteristiche sono infatti ricorrenti in alcuni esempi di supernova già analizzati come la SN 1997D e anche nella SN 2016bkv come accennato in precedenza e proprio per questo motivo si pensa che le supernovae ECSN possano spiegare l'origine e i processi fisici dietro le Faint-supernovae.

Attuali studi sull'evoluzione stellare rivelano l'esistenza di due masse critiche iniziali:  $M_{\text{up}}$ , definita come la massa minima iniziale al di sopra della quale ha avvio la fusione del carbonio, e la  $M_{\text{mas}}$  corrispondente alla massa iniziale necessaria affinché la stella compia tutte le reazioni nucleari e dia avvio al processo di core-collapse. Tra queste due categorie di stelle, si trovano le cosiddette stelle **super-AGB** (super-asymptotic giant branch) che come si può osservare dalla figura 3.14 riempiono lo spazio tra  $M_{\text{up}}$  e  $M_{\text{mas}}$  collocato circa in un intervallo di massa  $8 \sim 10M_{\odot}$  e possiedono un nucleo di massa sufficiente per dare avvio alla fusione del carbonio in modo quiescente, formandone così uno di ossigeno e neon (ONe).





**Figure 3.14:** Transizione di massa  $M_{up}$ ,  $M_N$  e  $M_{mas}$  in funzione della metallicità iniziale  $Z$ . Le barre di errore e l'area tratteggiata indicano il possibile intervallo di variazione di  $M_N$  dovuto a indeterminazioni nel tasso di perdita di massa e nel tasso di crescita del nucleo. Sono qui riportati anche i diversi risultati finali dell'evoluzione stellare: CO WD per stelle con  $M < M_{up}$ , Neo WD per stelle con  $M_{up} < M < M_N$  (parte gialla), EC-SN per  $M_N < M < M_{mas}$  (parte arancione) e infine CC-SN per masse  $M > M_{mas}$ . (Pumo et al.2006)

### 3.3.1 Evoluzione e destino finale di una stella S-AGB

Dopo la fusione centrale dell'elio, le stelle S-AGB sviluppano un nucleo parzialmente degenere di carbonio e ossigeno (CO) sufficiente massiccio per eccedere il valore limite per l'innesco della fusione del carbonio, la quale trasforma infine il nucleo in una miscela degenere di NeO.

L'energia gravitazionale rilasciata dalla contrazione del nucleo, dopo l'esaurimento del He nella zona centrale, induce al fenomeno del secondo **dredge-up** ossia la penetrazione dell'involuppo esterno negli strati più interni ricchi di He con conseguente suo arricchimento di tale specie chimica per una frazione in massa pari a  $Y \sim 0.38$ .

Quando la fusione del carbonio si arresta nel nucleo, le principali specie chimiche prodotte in esso sono  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  e  $^{24}\text{Mg}$ . Durante questa fase le condizioni fisiche non sono adatte all'innesco del neon (Ne) e la struttura della super-AGB presenta un nucleo inerte sorretto da shell di He e H brucianti. A questo punto la shell di elio può incorrere in episodi di instabilità termica chiamati **pulsi termici**. In questa situazione la massa del nucleo di CO continua a crescere e se questa raggiunge la  $M_{Ch} = 1.37M_{\odot}$ , le reazioni a cattura elettronica si attivano prima su  $^{24}\text{Mg}$  e  $^{24}\text{Na}$  e poi su  $^{20}\text{Ne}$  e  $^{20}\text{F}$  dando così luogo a una supernova a cattura elettronica (ECSN). Poiché queste reazioni hanno effetti irreversibili in quanto:

- diminuiscono la pressione degenere dovuta agli elettroni;
- diminuiscono il numero molecolare medio degli elettroni che favorisce un decremento della massa di Chandrasekhar (da  $1.46M_{\odot}$  a  $1.37M_{\odot}$  secondo l'equazione 2.3);
- producono e rilasciano entropia

dopo che il nucleo si sia accresciuto fino ad avere una massa prossima a quella di Chandrasekhar, vengono indotti simultaneamente sia l'innesco della fusione dell'ossigeno sia il core collapse e così quando la



densità centrale raggiunge  $2.5 \times 10^{10} \text{ g cm}^{-3}$  si assiste alla formazione di un fronte di deflagrazione. Tuttavia la deflagrazione dell'ossigeno è troppo debole per inibire il collasso e così esso procede fino a densità tipiche di una stella a neutroni. Infatti questo meccanismo, da come risultato finale una stella a neutroni.

In generale nelle stelle progenitrici di massa circa  $8 - 12M_{\odot}$ , la cattura elettronica domina sulla deflagrazione dell'ossigeno: così la stella collassa e diventa una stella a neutroni. Questo fenomeno è riconoscibile attraverso caratteristiche ben precise come la bassa energia di esplosione  $\sim 10^{50} \text{ erg}$ , grande rapporto  $\text{Ni/Fe} \sim 1 - 2$  e una espulsione di una piccola quantità di  $^{56}\text{Ni}$ .

La debolezza dell'esplosione e la piccola quantità di  $^{56}\text{Ni}$  sintetizzato, rafforzano l'ipotesi di una ECSN come una ovvia spiegazione per le supernovae core-collapse a bassa luminosità ed energia con insolite proprietà che sono correlate agli episodi di perdita di massa dei loro progenitori super-AGB e/o alla conseguente interazione con gli ejecta o con il materiale circumstellare. Tuttavia è stato anche suggerito che le catture elettroniche possono essere il canale attraverso il quale si formano e osservano supernovae "normali" di tipo II caratterizzate da bassa luminosità, sempre piccola quantità di  $^{56}\text{Ni}$ , estese fasi di plateau e basse velocità di espansione, caratteristiche concordi e tipiche delle Fain-supernovae. Questo è una ulteriore prova che conferma le ECSN come possibile origine di questa particolare categoria.

E' di rilevante importanza notare che la possibilità che il nucleo raggiunga o meno il valore soglia  $M_{\text{Ch}}$  necessario per innescare la supernova a cattura elettronica (EC-SN), dipende dall'interazione tra dall'effettiva crescita del nucleo e il tasso di perdita di massa di cui la stella soffre. Più grande è questo più breve sarà la fase di S-AGB, e così più piccolo sarà in range di massa favorevole per la formazione di una ECSN. Più il nucleo è prossimo alla massa di Chandrasekhar più è alta la probabilità di avere una ECSN. Secondo questo modello, stelle con un nucleo di elio  $2 - 2.5M_{\odot}$  formano un core di ONe ed esplodono in ECSN, lasciando come residuo una stella neutroni di massa circa  $1.3M_{\odot}$ .

Alcuni studiosi hanno tentato di caratterizzare quali stelle potessero concludere la loro evoluzione come ECSN e, assumendo di mantenere un tasso di perdita costante di massa della stella S-AGB, il candidato perfetto che ne risulta è un prototipo stellare di massa pari a  $11M_{\odot}$ . Altre stelle descritte da differenti modelli perderebbero il loro involucro prima che il core sia cresciuto sufficientemente e così il loro destino sfocia in una nana bianca di ossigeno e neon.

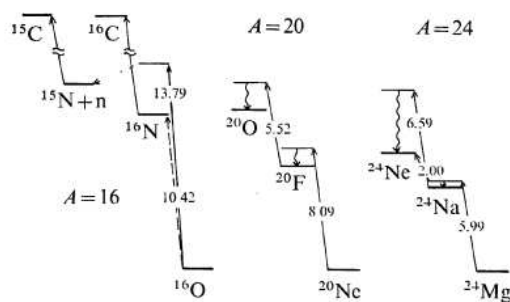
### Cattura elettronica su $^{24}\text{Mg}$ e $^{24}\text{Na}$ , formazione del nucleo convettivo

Nel momento in cui la densità centrale raggiunge il valore di  $\rho_c = 2 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3}$  le catture elettroniche su  $^{24}\text{Mg}$  sono ancora trascurabili poiché la densità non ha raggiunto ancora la soglia richiesta affinché ciò avvenga. Successivamente la temperatura cresce tanto che può venire a formarsi un nucleo convettivo. La seguente evoluzione del profilo di densità e temperatura della stella, è determinata dalla competizione tra i due effetti dovuti alle catture elettroniche: l'aumento della temperatura dovuto alla entropia prodotta da esse e la contrazione gravitazionale del core dovuta al diminuire della pressione elettronica.

Nella regione centrale del nucleo convettivo il  $^{24}\text{Mg}$  cattura un elettrone per formare  $^{24}\text{Na}$  ad un stato eccitato. Da qui l'isomero subisce un decadimento  $\beta$  verso il *ground-state* emettendo un fotone con tempo di vita medio 0.02 secondi. Successivamente anche il nucleo di  $^{24}\text{Na}$  cattura a sua volta un elettrone creando così  $^{24}\text{Ne}$  con tempo di vita medio di 0.01 secondi.

Le specie chimiche risultanti di questo processo di catture elettroniche sono  $^{24}\text{Na}$  e  $^{24}\text{Ne}$  nel loro ground-state ossia in uno stato di quiete e vengono trasportati in zone a più bassa densità tramite mixing della convezione. Dunque la concentrazione del magnesio decresce velocemente in quanto viene trasformato. Quindi poiché il nucleo convettivo nel frattempo continua a espandersi, nuovo magnesio viene mescolato in esso dando avvio ancora alla catena di catture elettroniche. Man mano che la densità di elettroni diminuisce la contrazione del nucleo diventa sempre più veloce. La temperatura diventa super-adiabatica e inizia a crescere nella regione nucleare centrale fino a raggiungere e superare quella necessaria per innescare la fusione dell'ossigeno che dunque prende avvio.

A questo punto il nucleo continua a contrarsi fin tanto che raggiunge la densità prossima a quella



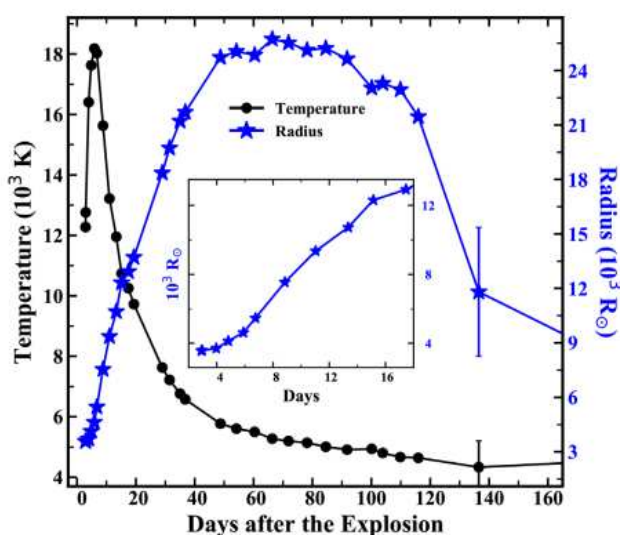
**Figure 3.15:** Schema transizioni a cattura elettronica delle diverse specie chimiche descritte. Per il caso del  $O^{16}$  l'unica transizione proibita è rappresentata con un a linea tratteggiata (Shigeeki et al.1980)

di una stella di neutroni, producendo un'onda di rimbalzo nel caso di un core di ferro massiccio; ne consegue un'espulsione apprezzabile di materiale.

### 3.3.2 SN 2018zd:una probabile Faint-supernova a cattura elettronica

La supernova di tipo IIIn 2018zd è stata scoperta nella galassia NGC 2146. Lo spettro presenta un brillante picco di magnitudine susseguito da un declino lineare della curva di luce (SN IIL). Tuttavia dopo  $t \sim 115$  giorni dall'esplosione si nota un ulteriore declino del flusso nella banda ottica, il quale è tipico delle supernovae con una fase di plateau, nel momento in cui la ricombinazione dell'idrogeno nell'involuppo termina. La SN 2018zd pertanto si colloca a metà tra due classi diverse: una SNe IIL per quanto riguarda il declino iniziale lineare e SN IIP per la diminuzione della curva di luce dalla fase di plateau ( $t=125$  giorni), alla coda radiativa.

La temperatura di SN 2018zd è stata derivata dal fitting di un modello a corpo nero della SED (spectral-energy distribution). Quello che si nota è un aumento della temperatura da  $\sim 12.000K$  a  $\sim 18.000K$  nella prima settimana dopo l'esplosione come si può osservare dalla figura 3.16.



**Figure 3.16:** Evoluzione temporale della temperatura e del raggio fotosferico di SN 2018zd. L'insero raffigura uno zoom dell'andamento per  $t \gg 18$  giorni. Le incertezze sono del 20 % per la temperatura mentre per il raggio 30%

Questo comportamento può essere spiegato da una possibile interazione con il materiale circumstellare nelle prime fasi. Infatti nei momenti appena successivi all'esplosione, l'onda d'urto accelera

verso l'esterno andando a riscaldare il materiale o vento stellare circostante e viceversa quest'ultimo in qualche modo scalda gli strati esterni degli ejecta. Lo stesso aumento di temperatura è stato osservato nella SN 2016bkv di cui si è accennato nei capitoli precedenti con però un grado non trascurabile di incertezza dovuta alla mancanza di dati nel vicino UV.

Dopo circa 45 giorni, la supernova raggiunge il massimo di estensione del raggio fotosferico il quale rimane poi invariato per le fasi successive: così durante questo periodo la ricombinazione fornisce la maggior fonte di energia a una temperatura di  $t \sim 6000\text{K}$  mentre gli ejecta sono costituiti di idrogeno ed elio. Quando la ricombinazione finisce, il raggio decresce e l'involuppo diventa trasparente.

Durante la fase nebular, lo spettro evolve più similmente a una supernova con fase di plateau (SN IIP), ed è dominato dall'emissione di linea  $[\text{O I}]$ ,  $\text{H}\alpha$ ,  $[\text{Fe II}]$ ,  $[\text{Ca II}]$  e  $\text{Ca II}$ . Comparando l'intensità e la forza delle linee tra i dati osservati e il modello di analisi assunto, è stato suggerito che la massa del progenitore di SN 2018zd possa con alta probabilità trovarsi nella fascia di stelle a massa tra  $12 - 15M_{\odot}$ .

Per quanto riguarda la velocità di espansione, essa accelera fino a raggiungere il massimo valore di  $8000 \text{Kms}^{-1}$  a circa  $t \sim 8.8$  nel momento corrispondente al picco della curva bolometrica a  $L_{\text{max}} = (1.86 \pm 0.63) \times 10^{43} \text{erg}$ . Successivamente si ha una decrescita fino al valore  $v \sim 3300 \text{Kms}^{-1}$  che caratterizza la fase di plateau in cui la magnitudine della supernova decresce di circa  $\sim 3.8$  mag. L'accelerazione iniziale dedotta dall'espansione del raggio fotometrico può essere influenzata dalla densità di struttura circostante della supernova. Una nube di materiale circumstellare con un profilo di densità crescente verso l'esterno potrebbe assorbire progressivamente più energia dall'onda d'urto con il netto risultato di un veloce aumento nella curva di luminosità che potrebbe dunque imitare l'andamento dell'espansione accelerata della fotosfera. La notevole accelerazione è visibile dalla velocità derivata dalla linea di emissione  $\text{H}\alpha$  e  $\text{H}\beta$  della SN 2018zd a  $t \lesssim 20$  giorni (tra l'altro anche la SN 2016bkv analizzata in precedenza mostra un andamento simile).

Per produrre una luminosità di  $L_{\text{max}} = (1.86 \pm 0.63) \times 10^{43} \text{erg}$ , una considerevole quantità di energia cinetica è stata trasformata in energia termica tramite l'interazione tra il CSM e il massivo vento stellare  $(0.18 + (0.05; -0.10))M_{\odot}$ , in accordo con l'aumento di temperatura osservato.

### 3.3.3 Discussione risultati

La temperatura tipica del CSM e degli ejecta dopo il passaggio dell'onda d'urto sono rispettivamente  $T_{\text{CSM}} \sim 10^9 \text{K}$  e  $T_{\text{e}} \geq \text{K}$  ed entrambe le componenti irradiano nel dominio spettrale X-ray. I fotoni appartenenti alla banda X-ray ionizzano gli atomi della circostante nube di materiale stellare o atomi del vento stellare, i quali a loro volta producono strette linee di emissione nella banda tra l'ottico e l'UV.

Ci si aspetta quindi di rilevare il segnale X-ray emesso dalla SN II nel caso in cui la radiazione non sia fortemente assorbita dal materiale che non ha subito lo shock. Tuttavia il telescopio Swift utilizzato per questa tipologia di rilevazione di dati osservati, non ha raccolto nessun segnale diretto di emissione. Quello che invece è stato computato è solamente un limite superiore per la luminosità della SN 2018zd nella banda X-ray di circa  $\sim 2.88 \times 10^{39} \text{ergs}^{-1}$ . Se si ipotizza che i fotoni prodotti dalla supernova vengano del tutto assorbiti dal CSM per poi produrre linee di emissione più intense, allora si potrebbe spiegare la debolezza del segnale proveniente dalla banda X-ray. Un'altra spiegazione però è stata formulata: la brillante luminosità della supernova sia nella banda ottica che in quella debole X-ray possono trovare fondamento se si considera un scenario in cui SN 2018zd sia precisamente una supernova a cattura elettronica (ECSN) che si è originata da una stella super-AGB.

Infatti questo tipo di stelle già descritte nella sezione 3.3 presentano un ambiente circumstellare denso e massiccio dovuto alla loro consistente perdita di massa correlata al forte vento stellare il quale può creare strette linee di emissione durante l'esplosione della supernova, come si è visto in questo caso. ECSNe possono essere così luminose come le supernovae core collapse durante la fase del picco per l'estensione maggiore del raggio della stella progenitrice ma per quanto concerne la coda della curva

di luce, essa è debole a causa della bassa intrinseca energia di esplosione e della piccola quantità di  $^{56}\text{Ni}$  prodotta. Nel caso di SN 2018zd quest'ultima è relativamente limitata rispetto alla luminosità. Pertanto dato la debole radiazione nel dominio X-ray, il forte vento stellare, il denso ambiente circumstellare e la piccola quantità di  $^{56}\text{Ni}$  sintetizzata ( $0.013 - 0.035M_{\odot}$ ), una supernova a cattura elettronica è un possibile scenario per SN2018zd.

# Bibliography

- [1] Zampieri L. et al. 2003, *Peculiar, low luminosity Type II supernovae: low energy explosion in massive progenitors?*.
- [2] Deckers M. et al. 2020, *The origins of low supernovae: the case of SN 2016bkv*.
- [3] Nakaoka T. et al. 2018, *The Low-luminosity Type IIP Supernova 2016bkv with Early-phase Circumstellar Interaction*.
- [4] S. Miyaji et al. 1980, *Supernova Triggered by Electron Capture*.
- [5] Luc Dessart and D. John Hillier, *Supernovae from blue supergiant progenitors: What a mess!*, 2019.
- [6] Zhang J. et al. 2020, *SN 2018zd: an unusual stellar explosion as part of the diverse Type II Supernova landscape*.
- [7] Hiramatsu D. et al. 2021, *The electron-capture origin of supernova 2018zd*. The electron-capture origin of supernova 2018zd
- [8] Milone L.A et al. *An estimation of the energy radiated by supernova 1987 A*, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, Córdoba (1987).
- [9] Milone L.A et al., *Supernova 1987A light-curve*, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, Córdoba (1987).
- [10] Marigo P., *Theoretical Astrophysics lecture notes*, Università di Padova.
- [11] M.L. Pumo et al. 2009, *EC-SN from super-asymptotic giant branch progenitors: theoretical models versus observation*

# Ringraziamenti

Ringrazio di cuore i miei genitori, per aver gioito e pianto con me, nei momenti felici così come in quelli bui e difficili, e avermi supportato fino in fondo in questo percorso di crescita personale, dandomi la forza e il coraggio di non arrendermi mai e di portare a termine i miei progetti.

Un sentito ringraziamento alla mia relatrice, Professoressa Paola Marigo, per avermi trasmesso, attraverso il suo insegnamento, la passione per questa materia rivelatasi affascinante e per avermi accompagnata e seguita durante tutto il percorso.