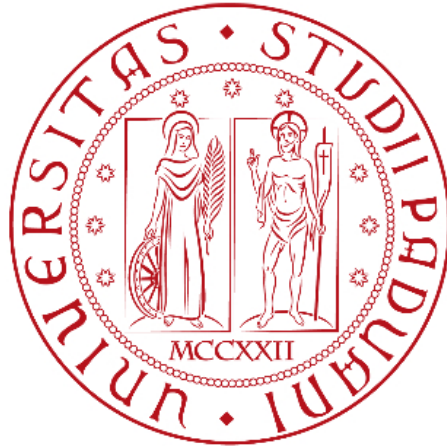


Università degli studi di Padova



Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea Triennale in Astronomia

Supernovae di tipo Ia: progenitori e nucleosintesi

Relatrice:
Professoressa Paola Marigo

Laureando:
Giorgio Valerin

So much universe and so little time.
Terry Pratchett

Indice

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Riassunto | 5 |
| 2 | Introduzione | 6 |
| 3 | Origine delle nane bianche | 8 |
| 4 | Scenario <i>Single degenerate</i> | 12 |
| 4.1 | Il modello W7 | 12 |
| 4.2 | Transizione da deflagrazione a detonazione | 23 |
| 4.3 | Modelli tridimensionali | 28 |
| 5 | Scenario <i>Double degenerate</i> | 35 |
| 5.1 | Fusione di due nane bianche di massa $\sim 0.9M_{\odot}$ | 36 |
| 5.2 | Fusione di due nane bianche di massa $1.1M_{\odot}$ e $0.9M_{\odot}$ | 40 |
| 5.3 | Osservazioni della supernova 2010lp | 43 |
| 6 | Necessità di progenitori di massa $\sim M_{Ch}$ | 47 |
| 6.1 | Abbondanza del manganese nei dintorni solari | 47 |
| 6.2 | Osservazioni di SNR 3C 397 | 50 |
| 7 | Conclusioni | 53 |

1 Riassunto

È ormai ampiamente condivisa l'idea che le supernovae di tipo Ia abbiano origine dal bruciamento nucleare esplosivo di una nana bianca in un sistema binario, ma ci sono ancora molte incertezze sulla natura della sua compagna. Uno dei modelli più diffusi per simulare l'esplosione della stella e la seguente nucleosintesi è il W7 [10, Nomoto et al, 1984], che prevede l'accrescimento su una nana bianca composta da carbonio e ossigeno di idrogeno proveniente dagli strati più esterni di una stella in sequenza principale. Poco prima di raggiungere la massa di Chandrasekhar (M_{Ch}), nel centro della stella viene innescata una deflagrazione che al proprio passaggio causa il bruciamento nucleare dei vari strati della nana bianca.

Tale meccanismo di esplosione è stato affinato aggiungendo una transizione da deflagrazione a detonazione [4, Iwamoto et al, 1999] ed utilizzando calcoli tridimensionali [18, Seitenzahl et al, 2013]: questo modello *delayed detonation* è attualmente il più usato per descrivere lo scenario *Single degenerate*. Tuttavia, diverse osservazioni sperimentali non sono ben riprodotte da questo canale di produzione di supernovae: come alternativa sono stati quindi proposti modelli di impatto e fusione tra due nane bianche [11, 12, Pakmor et al, 2010; Pakmor et al, 2012]. Tale violento scontro può avere origine da un sistema binario che perde momento angolare a causa dell'emissione di onde gravitazionali: questo scenario viene definito *Double degenerate*, in quanto entrambe le stelle coinvolte sono sostenute dalla pressione di degenerazione degli elettroni. Sfruttando recenti misure sperimentali [8, 23, Kromer et al, 2013; Yamaguchi et al, 2015] si giunge alla conclusione che è necessaria la presenza di entrambi i tipi di progenitori per riuscire a giustificare i dati raccolti.

2 Introduzione

Le supernovae di tipo Ia, dette anche supernovae termonucleari, sono delle nane bianche composte principalmente da carbonio ed ossigeno che esplodono a causa di reazioni nucleari rapide e violente (*thermonuclear runaway*). L'energia necessaria per causare l'esplosione della stella viene prodotta dalla fusione nucleare di ^{12}C e di ^{16}O in elementi più pesanti, come ^{56}Ni e ^{28}Si , i quali hanno una maggior energia di legame o, equivalentemente, un maggior difetto di massa. In condizioni di elevata densità, per esempio nel nucleo di nane bianche di massa $\sim M_{Ch}$, la fusione nucleare può dare origine ad elementi con un eccesso di neutroni a causa delle catture elettroniche. Per questo motivo le supernovae termonucleari hanno un ruolo fondamentale nell'arricchire il mezzo interstellare di metalli ed isotopi con una sovrabbondanza di neutroni [7, Kobayashi et al, 2006]. Uno dei principali prodotti dell'esplosione è il ^{56}Ni , il cui decadimento determina la luminosità della supernova. Per questo motivo le misure di luminosità effettuate sulle supernovae costituiscono un importante vincolo, attraverso la regola di Arnett [19, Seitenzahl et al, 2017], sulla massa di ^{56}Ni sintetizzata. Un altro aspetto di fondamentale importanza nell'astrofisica è l'utilizzo delle supernovae Ia come candele standard [14, Phillips, 1993]. La magnitudine assoluta al picco dell'evento risulta essere molto simile per tutte le supernovae Ia, con dipendenza dalla velocità di declino della curva di luce in banda B. Una volta calibrata questa relazione è possibile ricavare la magnitudine assoluta e la distanza di una supernova termonucleare a partire da osservazioni della sua curva di luce. Grazie alla loro notevole luminosità, che raggiunge anche valori di $10^{10} L_{\odot}$, e alla loro ridotta estensione superficiale è possibile rilevarle fino a *redshift* $z \sim 1$. Lo studio di oggetti così distanti ha portato alla scoperta dell'espansione accelerata dell'universo [3, Goldhaber & Perlmutter, 1998]. Studi ed osservazioni più recenti hanno però mostrato che le supernovae Ia non sono una classe omogenea come si riteneva in passato: sono in realtà presenti sensibili fluttuazioni nella magnitudine assoluta al picco e nella forma della curva di luce. In aggiunta a ciò, rimane tuttora aperto il dibattito sui progenitori delle supernovae Ia: infatti per poter innescare una reazione nucleare esplosiva, una nana bianca deve necessariamente interagire con una stella compagna, o strappando idrogeno ed elio dai suoi strati più esterni oppure scontrandosi con essa. I due canali di produzione più accreditati, ad oggi, sono i seguenti:

- Scenario *Single degenerate*: la nana bianca aumenta la propria massa sottraendo gas dagli strati più esterni di una stella della sequenza principale fino a che non si innesca il bruciamento nucleare esplosivo, in prossimità della massa di Chandrasekhar. Il trasferimento di gas può avvenire per interazione mareale, nel caso in cui gli strati più esterni della stella compagna superino il limite di Roche della nana bianca, oppure per perdita di massa dovuta a venti stellari (in questo caso sarebbe dunque favorito una compagna in fase AGB).
- Scenario *Double degenerate (violent merger)*: l'esplosione della stella viene innescata dalla violenta fusione tra due nane bianche, la cui orbita si restringe progressivamente a causa dell'emissione di onde gravitazionali.

L'obiettivo di questo lavoro è di presentare i principali modelli e relative nucleosintesi di entrambi gli scenari, per cercare infine di porre dei vincoli sui progenitori della supernovae Ia facendo uso di recenti dati sperimentali. Nella Sezione 3 verranno brevemente riprese l'origine e le più importanti caratteristiche delle nane bianche. Nelle Sezioni 4 e 5 si tratteranno i modelli più diffusi appartenenti ai canali di produzione *Single degenerate* e *Double degenerate*, con particolare attenzione ai prodotti della nucleosintesi. Nella Sezione 6 verrà esposta la necessità che almeno una parte delle supernovae termonucleari provenga dall'esplosione di stelle $\sim M_{Ch}$ per soddisfare i vincoli osservativi in nostro possesso. Infine, in Sezione 7 verranno presentate le conclusioni ed alcune prospettive di sviluppi futuri.

3 Origine delle nane bianche

Le nane bianche CO (ovvero composte principalmente da carbonio ed ossigeno) svolgono un ruolo fondamentale in ogni modello di esplosione delle supernovae Ia. È quindi utile riassumere brevemente l'origine ed alcune proprietà di queste stelle. Le nane bianche CO costituiscono l'ultimo stadio evolutivo per le stelle di massa piccola ed intermedia, quando la pressione degli elettroni degeneri riesce ad arrestare la contrazione della stella [Figura 1].

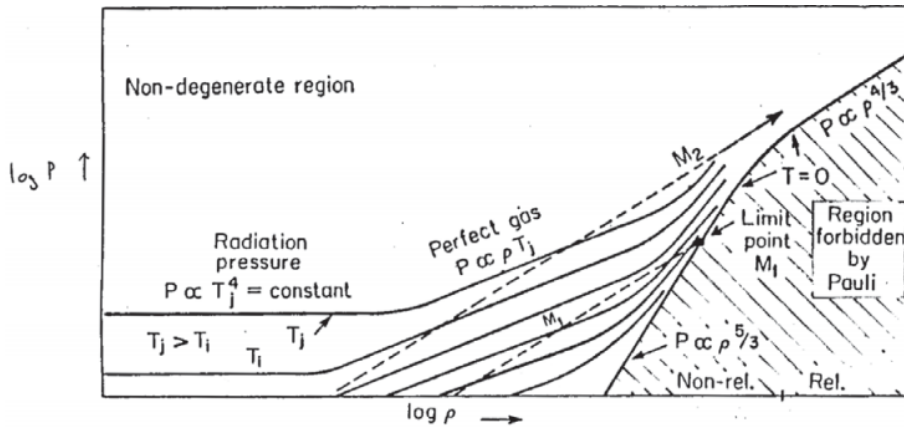
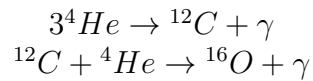


Figura 1: Evoluzione schematica di una stella nel piano $\text{Log}(P)$ - $\text{Log}(\rho)$. Le linee continue rappresentano le isoterme per l'equazione di stato, le linee tratteggiate indicano la contrazione omologa di due stelle di massa diversa. (Figura da [6, Kippenhahn et al, 2012]).

Quando questo avviene, nella stella non si possono innescare altri cicli di fusione nucleare: la contrazione ed il conseguente riscaldamento vengono impediti proprio dalla pressione degli elettroni degeneri. A questo punto la stella continua a perdere energia dalla superficie senza però avere una fonte di energia nucleare interna. Ciò che supporta la luminosità della stella in questa fase è l'energia termica degli ioni non degeneri: per questo le nane bianche si raffreddano con il passare del tempo [Figura 2].

Le stelle di massa intermedia ($2M_\odot < M < 8M_\odot$) raggiungono attraverso la contrazione temperature sufficienti ad innescare la fusione dell'elio, quindi ci aspettiamo che la nana bianca risultante sia composta principalmente da ^{12}C e ^{16}O , ottenuti dalle reazioni:



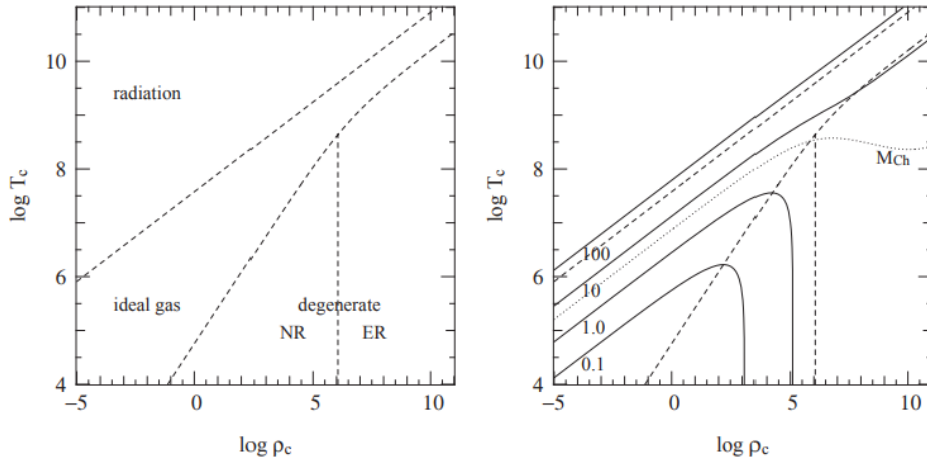


Figura 2: Nel piano $\text{Log}(T_c)\text{-Log}(\rho_c)$ risulta evidente il raffreddamento di una stella di piccola massa che entra nella regione di piano dominata dalla degenerazione degli elettroni in regime non relativistico.

Al contrario le stelle di piccola massa ($M < 2M_\odot$) raggiungono il regime di degenerazione non relativistica prima di innescare la fusione dell'elio. Tuttavia il risultato non è una nana bianca formata da ${}^4\text{He}$, perché grazie all'*hydrogen burning shell* il nucleo di elio della stella raggiunge una massa di circa $0.45 - 0.48M_\odot$, sufficiente ad innescare la fusione dell'elio in maniera instabile (*Helium flash*) [Figura 3].

L'ultimo stadio evolutivo di tutte le stelle di massa inferiore a $8M_\odot$ è quindi una nana bianca CO, che si raffredda sostenuta dalla pressione degli elettroni degeneri. È importante notare che le nane bianche non superano mai la massa di Chandrasekhar (M_{Ch}), ovvero la più grande massa che può essere sostenuta dalla pressione degli elettroni degeneri: è quindi evidente che durante la loro evoluzione le stelle debbano perdere massa. Nonostante il meccanismo non sia compreso appieno, sappiamo che tale perdita di massa avviene durante la fase AGB (*Asymptotic Giant Branch*), che risulta essere simile per tutte le stelle con $M < 8M_\odot$. I principali responsabili sono probabilmente la pressione di radiazione sulle particelle di polvere presenti nell'atmosfera e le pulsazioni della stella, tipiche nella fase del bruciamento di elio (si pensi alle Cefeidi o alle *RR Lyrae*). Nel diagramma HR è possibile osservare gli effetti della perdita di massa per una stella: la temperatura aumenta a luminosità costante, in quanto quest'ultima è legata alla massa del *core* della stella, che rimane invariato, mentre man mano che gli strati più esterni vengono rimossi osserviamo la stella ad una profondità maggiore, ovvero ad una T_{eff} maggiore [Figura 4].

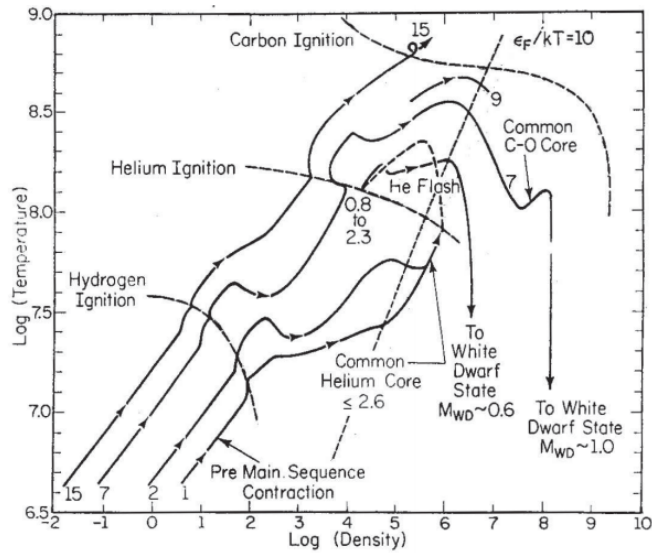


Figura 3: Qui vengono rappresentati gli stessi percorsi evolutivi mostrati in [Figura 2] in seguito a calcoli più dettagliati, con l'aggiunta delle regioni dove avvengono i bruciamenti nucleari. (Figura da [6, Kippenhahn et al, 2012]).

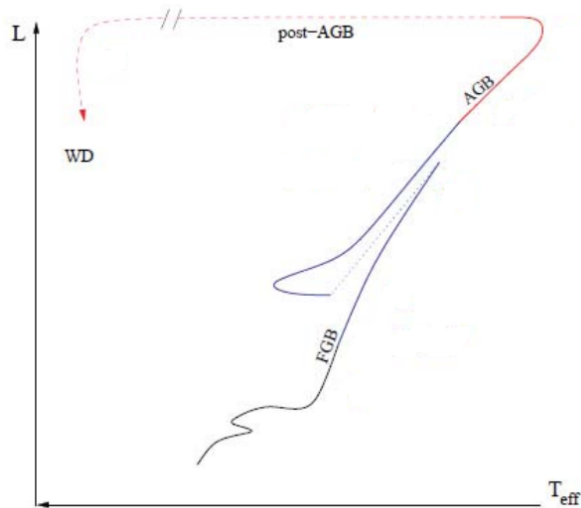


Figura 4: Evoluzione schematica di una stella di piccola massa nel diagramma HR. È interessante notare come la stella perda massa alla fine della fase AGB e si muova verso la zona occupata dalle nane bianche.

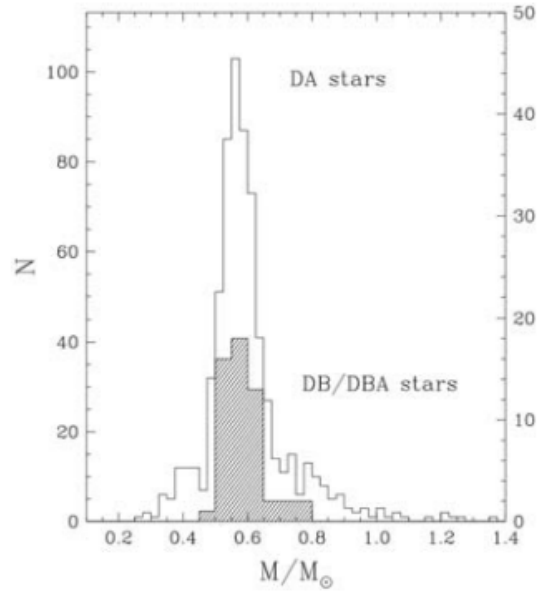


Figura 5: Distribuzione in massa di nane bianche di diverse classificazioni spettrali.(Figura da [1, Bergeron et al, 2007]).

In seguito al raffreddamento la stella perde anche luminosità, andando ad occupare la zona del diagramma HR tipica delle nane bianche (ovvero stelle calde ma poco luminose). La relazione tra la massa della stella iniziale e la massa della nana bianca rimanente è strettamente legata alla perdita di massa dopo la fase AGB, i cui dettagli non sono ancora chiari. Tuttavia ci aspettiamo che le stelle di piccola massa diano origine a nane bianche di $M_{WD} \sim 0.6M_{\odot}$, mentre per le stelle di massa intermedia $M_{WD} \sim 1M_{\odot}$. Le osservazioni mostrano un picco di nane bianche intorno alla massa $M_{WD} = 0.6M_{\odot}$, consistente con il fatto che le stelle di piccola massa siano decisamente più comuni [Figura 5].

4 Scenario *Single degenerate*

4.1 Il modello W7

Il modello W7 [10, Nomoto et al, 1984] rientra nello scenario *Single degenerate*, ovvero prevede che una nana bianca strappi gli strati più esterni e ricchi di idrogeno di una stella compagna, la quale può essere una gigante rossa o una stella in sequenza principale. L'accrescimento di materiale comporta un aumento di temperatura e densità nel centro della nana bianca fino all'innescò del bruciamento esplosivo del ^{12}C , che avviene in prossimità della massa di Chandrasekhar. Uno dei maggiori problemi di questo scenario risulta essere la velocità di accrescimento del gas. Infatti se la nana bianca guadagnasse massa troppo rapidamente si formerebbe uno strato esterno di idrogeno, che però non è presente negli spettri delle supernovae Ia (anzi, l'assenza di H è proprio una caratteristica delle supernovae Ia). Al contrario, un'accrescimento troppo lento del materiale porta a bruciamenti nucleari instabili vicino alla superficie della nana bianca che spazzano via il gas strappato alla compagna: la stella non riesce dunque ad aumentare di massa [Figura 6].

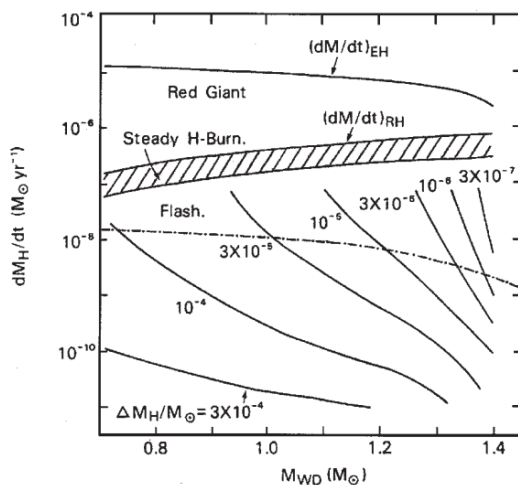


Figura 6: In questo grafico la zona evidenziata indica la combinazione di parametri necessaria per avere un bruciamento stabile dell'idrogeno. Nell'area al di sopra di essa avviene la formazione di uno strato di idrogeno, nell'area al di sotto di essa dei *flash* comportano l'espulsione del gas strappato alla compagna, impedendo l'accrescimento in massa della nana bianca. (Figura da [5, Kahabka & van den Heuvel, 1997]).

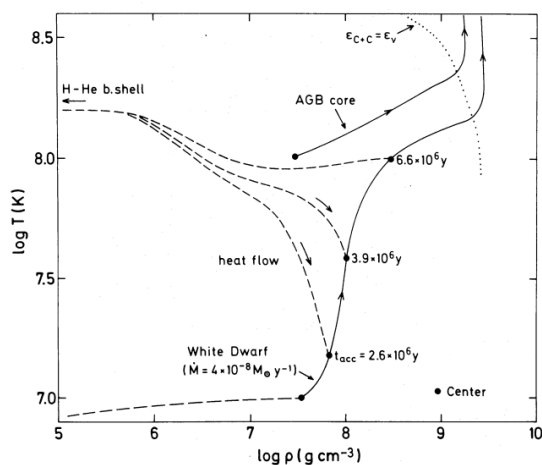


Figura 7: Nel piano $\text{Log}(T_c)\text{-Log}(\rho_c)$ si può osservare l'aumento di temperatura e densità nel centro della stella fino al punto in cui l'energia prodotta dal bruciamento del ^{12}C eguaglia quella dispersa dai neutrini (linea punteggiata in alto a destra). Le linee tratteggiate mostrano i valori di temperatura e densità nel resto della nana bianca. (Figura da [10, Nomoto et al, 1984]).

Il modello W7 prevede una nana bianca di massa $M = 1M_{\odot}$ che sta accrescendo idrogeno con una velocità $\dot{M} = 4 \times 10^8 \frac{M_{\odot}}{\text{yr}}$ della seguente composizione: $^{12}\text{C} = 47.5\%$, $^{16}\text{O} = 50\%$, $^{22}\text{Ne} = 2,5\%$. La presenza di ^{22}Ne serve a quantificare la metallicità iniziale della stella. Carbonio, azoto ed ossigeno sono i principali responsabili della metallicità alla nascita della stella e vengono tutti convertiti in ^{14}N durante il ciclo CNO. Successivamente l'azoto viene convertito in ^{22}Ne attraverso le reazioni $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$. La percentuale di ^{22}Ne nel modello W7 simula una metallicità solare. Si suppone che il l'idrogeno che viene strappato dalla stella compagna venga trasformato in ^{12}C e ^{16}O attraverso l' *hydrogen* e *helium burning shell* alla stessa velocità con cui viene assorbito dalla nana bianca. La temperatura e la densità nel centro della stella sono inizialmente $T_c = 10^7 \text{K}$ e $\rho_c = 2.6 \times 10^9 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$. Durante l'accrescimento di materiale la densità e la temperatura nel centro della nana bianca aumentano sia per compressione sia per il calore proveniente per conduzione dall' *helium burnig shell*, più calda del nucleo della stella [Figura 7].

Non appena l'energia prodotta dalla fusione del carbonio eguaglia l'energia persa a causa dei neutrini, nel centro della stella viene innescata una fusione del carbonio incontrollata: l'energia prodotta dalle reazioni nucleari che non viene "dissipata" in neutrini causa un aumento della temperatura ed

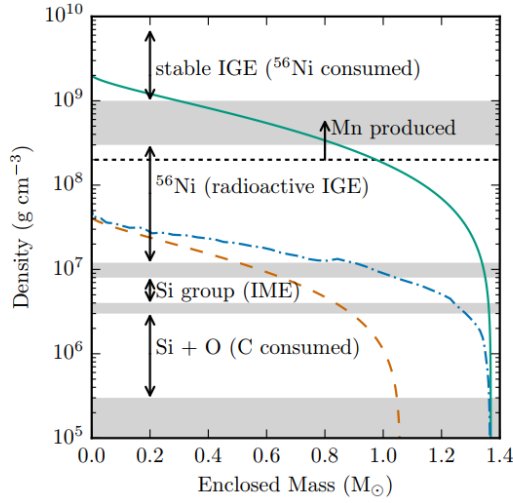


Figura 8: Prodotti del bruciamento nucleare in funzione della densità del materiale che viene processato. Si può già notare che ad alte densità i prodotti sono elementi del gruppo del ferro, a densità minori domina il ^{56}Ni e a densità ancora più basse vengono sintetizzati elementi di massa intermedia come il ^{28}Si . La linea verde indica il profilo di densità di una nana bianca di massa $\sim M_{Ch}$, la linea arancione una nana bianca di massa $1.05M_{\odot}$. La linea blu descrive un modello in cui avviene una detonazione ritardata, meccanismo che verrà approfondito in seguito. (Figura da [19, Seitenzahl et al, 2017]).

un conseguente aumento del tasso delle reazioni nucleari, che incrementano ulteriormente la temperatura e così via. Nelle stelle dominate dall'equazione di stato corrispondente al gas ideale un aumento della temperatura comporta l'espansione ed il raffreddamento della stella per effetto del Teorema del Viriale, ma a causa della forte degenerazione degli elettroni questo non avviene nelle nane bianche: è quindi inevitabile che si sviluppi un bruciamento nucleare incontrollato. Una volta raggiunta la temperatura $T_c \sim 8 \times 10^8 K$ la convezione non è sufficiente a trasportare tutta l'energia prodotta ed il tempo di aumento della temperatura nel centro della stella è inferiore al tempo di modifica della struttura stellare (*dynamical timescale*). A questo punto il materiale nel centro della stella viene trasformato rapidamente in una composizione di NSE (Nuclear Statistical Equilibrium), ovvero tutto il materiale viene fuso in elementi che hanno la maggior energia di legame possibile alla densità a cui avviene il bruciamento. In [Figura 8] vengono mostrati i prodotti del bruciamento nucleare completo in funzione della densità del materiale.

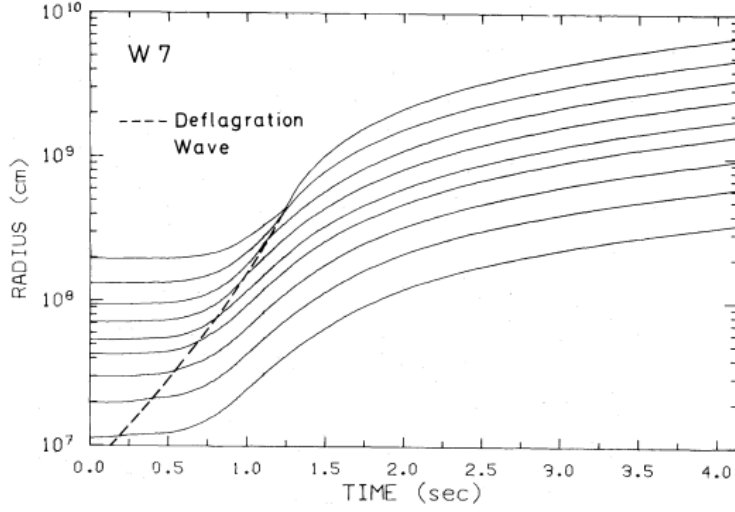


Figura 9: La linea tratteggiata mostra la propagazione della deflagrazione, mentre le linee continue mostrano l'espansione dei vari strati della stella. Rispettivamente, dall'interno all'esterno, le linee indicano $\frac{M_r}{M_\odot} = 0.007, 0.03, 0.10, 0.25, 0.41, 0.70, 1.00, 1.28, 1.378$. Si può notare che negli strati più esterni l'espansione comincia prima del passaggio della deflagrazione. (Figura da [10, Nomoto et al, 1984]).

Il fronte di bruciamento esplosivo del carbonio si sposta quindi dal centro verso gli strati più esterni della stella nel tempo scala tipico della convezione. Un fronte che si propaga a velocità inferiore a quella del suono (come in questo caso) viene detto deflagrazione, in contrasto alla detonazione che invece si propaga più rapidamente del suono. Per simulare la propagazione di questa deflagrazione è necessario appoggiarsi alla *mixing length theory* della convezione. Per questo modello è stato utilizzato un parametro $\alpha = 0.7$, da cui il nome W(hite Dwarf)7. La deflagrazione si propaga piuttosto lentamente, con una velocità iniziale di $v_{DF} \sim 0.08v_{sound}$ che cresce fino a $v_{DF} \sim 0.3v_{sound}$ negli strati più esterni. Per raggiungere la superficie, la deflagrazione impiega circa $1.2s$, dando il tempo agli strati più superficiali di espandersi [Figura 9] e diminuire la propria temperatura e densità [Figure 10 e 11].

L'espansione della stella precedentemente al passaggio dell'onda di bruciamento esplosivo comporta una graduale riduzione delle reazioni nucleari a causa della ridotta temperatura e densità degli strati più esterni: quando la deflagrazione raggiunge $M_r \sim 1.3M_\odot$ la fusione del carbonio si arresta. Questo modello è unidimensionale e trascura il mescolamento tra i vari strati della stella.

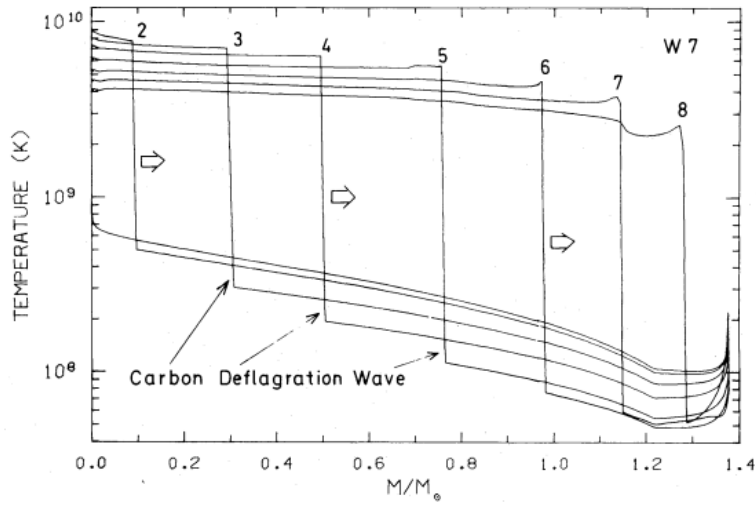


Figura 10: Evoluzione nella distribuzione di temperatura all'interno della nana bianca durante il passaggio della deflagrazione. I numeri da 1 a 9 corrispondono alla stella considerata ai tempi: $t(\text{s}) = 0.0$ (1), 0.6 (2), 0.79 (3), 0.91 (4), 1.03 (5), 1.12 (6), 1.18 (7), 1.24 (8), 3.22 (9). (Figura da [10, Nomoto et al, 1984]).

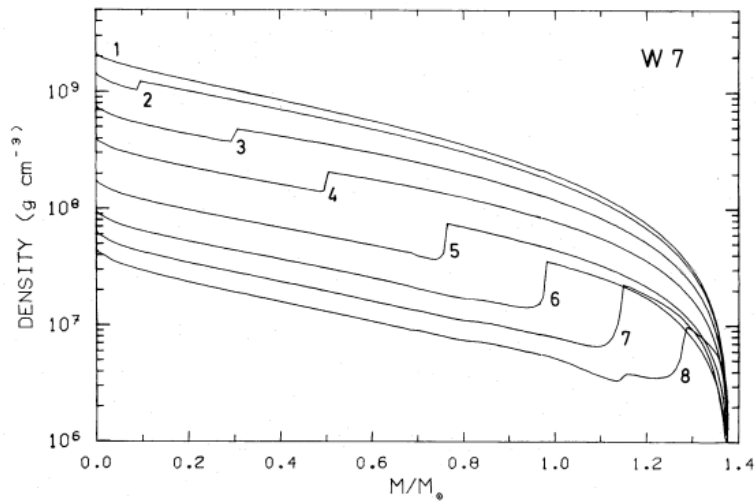


Figura 11: Evoluzione della densità all'interno della stella durante il passaggio della deflagrazione. I numeri hanno lo stesso significato che hanno in figura 10. (Figura da [10, Nomoto et al, 1984]).

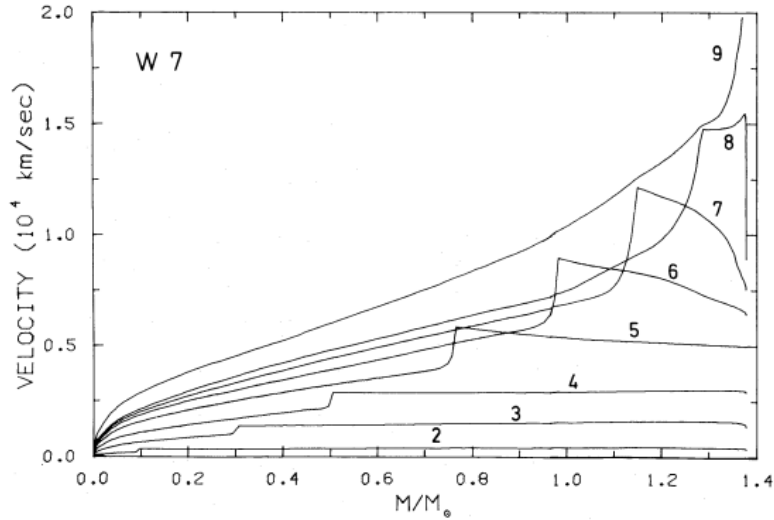


Figura 12: Evoluzione della velocità di espansione dei vari strati all'interno della stella durante il passaggio della deflagrazione. I numeri hanno lo stesso significato che hanno in figura 10. (Figura da [10, Nomoto et al, 1984]).

È interessante notare che all'aumentare del parametro α della *mixing length theory* la deflagrazione diventa più rapida, processa una maggior quantità di materiale e conseguentemente viene rilasciata più energia. L'energia totale rilasciata dal modello W7 è di $E_{nuc} = 1.8 \times 10^{51} \text{erg}$, mentre le perdite dovute ai neutrini sono dell'ordine di $E_\nu \sim 10^{49} \text{erg}$; l'energia liberata dalle reazioni nucleari supera l'energia di legame (*binding energy*) dell'intera stella, dunque l'esplosione non lascia alcun residuo compatto, come invece avviene per le *core collapse* supernovae. La distribuzione di velocità dei vari strati della stella al passaggio della deflagrazione viene mostrata in [Figura 12]. Alcuni spettri di supernovae Ia analizzati vicino al momento di picco presentano materiale che si muove con velocità di espansione di $v_{exp} \sim 10000 - 14000 \frac{\text{km}}{\text{s}}$, che in questo modello corrispondono agli strati $M_r \sim 0.9 - 1.2 M_\odot$. Il modello W7 riproduce quindi, in prima approssimazione, le velocità di espansione osservate (ulteriori dettagli verranno forniti nelle seguenti sezioni). Al passaggio della deflagrazione, il materiale presente subisce il bruciamento esplosivo di carbonio, neon, ossigeno e silicio. I prodotti di tali reazioni dipendono principalmente dalla temperatura di picco T_p e dalla corrispondente densità ρ_p nel luogo della fusione [Figura 13].

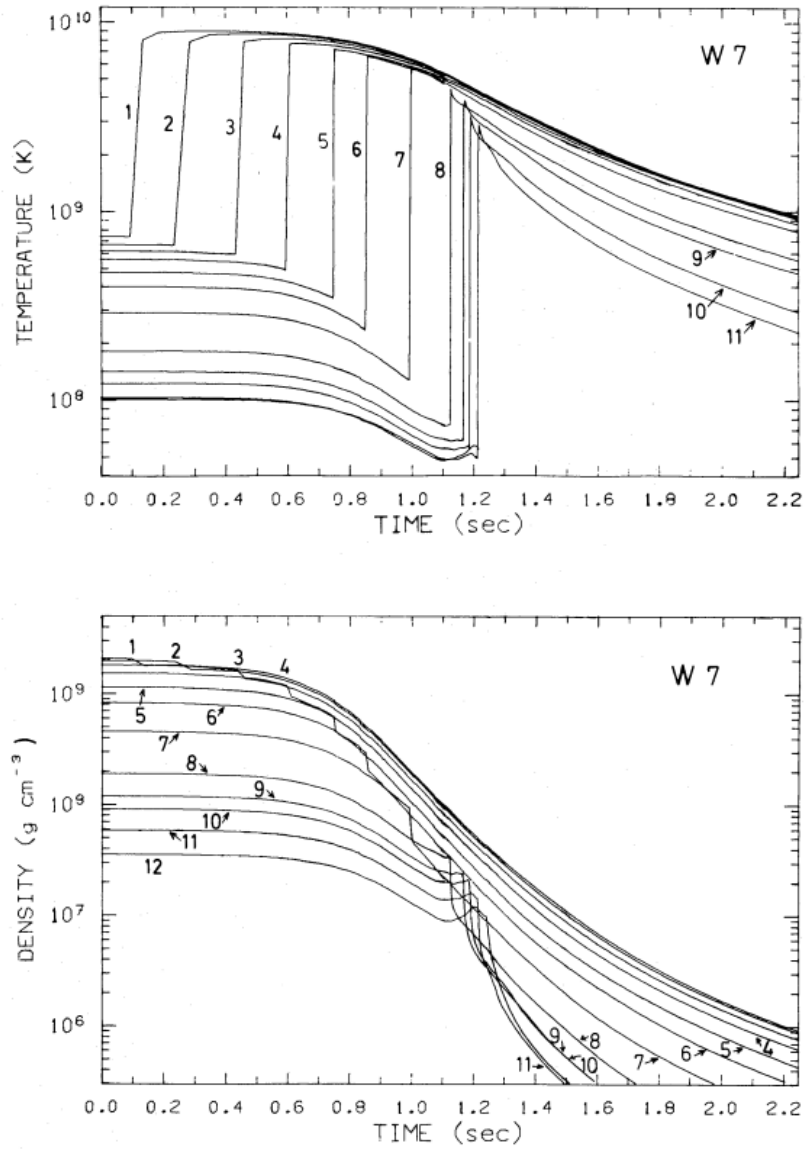


Figura 13: Variazioni di temperatura (sopra) e densità (sotto) al passaggio della deflagrazione in funzione del tempo. I numeri da 1 a 12 corrispondono agli strati $\frac{M_r}{M_\odot} = 0.0011, 0.009, 0.036, 0.10, 0.25, 0.41, 0.70, 1.00, 1.12, 1.17, 1.23, 1.29$. (Figura da [10, Nomoto et al, 1984]).

Per gli strati più interni, ovvero per $M < 0.7M_\odot$, si ha $\rho_p > 9 \times 10^7 \frac{g}{cm^3}$ e $T_p > 6 \times 10^9 K$: le reazioni nucleari sono abbastanza rapide da incenerire il materiale quasi nella composizione di NSE. Mentre la nana bianca si espande, la temperatura e la densità diminuiscono, dunque cambiano anche i prodotti del bruciamento nucleare. Negli strati centrali dominano elementi ricchi di neutroni come ^{56}Fe , ^{54}Fe e ^{56}Ni a causa delle numerose catture elettroniche che avvengono ad alta densità. Il numero di elettroni per barione è definito come $Y_e = \sum_i \frac{X_i Z_i}{A_i}$, dove Z è il numero atomico, A è il numero di massa e X è la frazione di massa dell'isotopo i rispetto alla massa totale. Nel centro della stella si ha $Y_e = 0.46$, ma questo valore aumenta per $M_r > 0.1M_\odot$ e ^{56}Ni diventa il principale prodotto della fusione. Quando, dopo circa un secondo, la deflagrazione raggiunge gli strati più esterni ($0.7M_\odot < M_r < 0.9M_\odot$) la temperatura è compresa tra $5 \times 10^9 K < T_p < 6 \times 10^9 K$ e la densità ha valori compresi tra $4 \times 10^7 \frac{g}{cm^3} < \rho_p < 9 \times 10^7 \frac{g}{cm^3}$. Le reazioni nucleari in questa zona, nonostante siano ancora esplosive, non sono abbastanza rapide da incenerire il materiale in una composizione di NSE: questi strati subiscono un parziale bruciamento del silicio, i cui prodotti sono ^{28}Si , ^{32}S , ^{36}Ar , ^{40}Ca , ^{54}Fe e ^{56}Ni . Negli strati $0.9M_\odot < M_r < 1.1M_\odot$ temperatura e densità valgono $4 \times 10^9 K < T_p < 5 \times 10^9 K$ e $2.5 \times 10^7 \frac{g}{cm^3} < \rho_p < 4 \times 10^7 \frac{g}{cm^3}$: il bruciamento esplosivo di carbonio e ossigeno produce ^{28}Si , ^{32}S , ^{36}Ar , ma non procede oltre per via della temperatura troppo bassa. Questo strato è quindi ricco di elementi del picco del silicio. Per $1.1M_\odot < M_r < 1.25M_\odot$ la temperatura è compresa tra $3 \times 10^9 K < T_p < 4 \times 10^9 K$: questo strato subisce un bruciamento esplosivo di carbonio e neon, producendo ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si . Infine, negli strati $1.25M_\odot < M_r < 1.3M_\odot$ appaiono solo i prodotti del bruciamento del carbonio, mentre oltre $1.3M_\odot$ il materiale rimane inalterato (dunque principalmente ^{12}C , ^{16}O). Tali risultati sono riassunti in [Figura 14].

La produzione totale di nichel è $^{56}Ni \sim 0.58M_\odot$. Il nichel è il principale responsabile dell'andamento della curva di luce delle supernovae Ia attraverso il decadimento:



La massa di nichel prodotta ben riproduce l'andamento della curva di luce atteso per una supernova Ia [Figura 15] e la luminosità bolometrica di picco attesa ($1.3 \times 10^{43} \frac{erg}{s}$) è consistente, entro i margini di errore, con i valori misurati ($2 \times 10^{43} \frac{erg}{s}$) [22, Wheeler et al, 1980].

Per finire, visto che le supernovae Ia svolgono un ruolo fondamentale nell'arricchire il mezzo interstellare di elementi pesanti, è utile confrontare l'abbondanza degli elementi prodotti con l'abbondanza di tali elementi presenti nel Sole. Per fare ciò si utilizza il rapporto $[\frac{X}{X(^{56}Fe)}] / [\frac{X}{X(^{56}Fe)}]_\odot$, cioè si confronta l'abbondanza di un certo elemento rispetto all'abbondanza

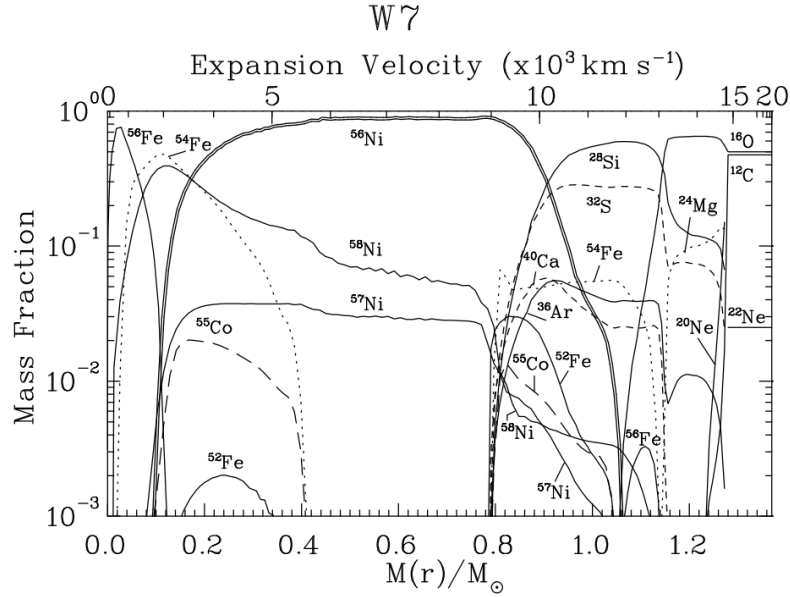


Figura 14: Composizione dei vari strati della nana bianca dopo la nucleosintesi esplosiva: si può notare come il ^{56}Ni sia il prodotto dominante. Nel nucleo sono presenti elementi ricchi di neutroni, mentre negli strati $0.9M_{\odot} < M_r < 1.2M_{\odot}$ sono sintetizzati elementi di massa intermedia come il ^{28}Si . In superficie si ha la composizione iniziale di ^{12}C , ^{16}O e ^{22}Ne . (Figura da [4, Iwamoto et al, 1999]).

di ^{56}Fe nella supernova con lo stesso rapporto misurato nel Sole. Idealmente, se l'accordo fosse perfetto tutti i valori dovrebbero essere uguali ad 1. Ovviamente non è ciò che ci si aspetta: se nelle supernovae Ia non viene prodotto a sufficienza un particolare elemento, questo potrebbe essere sintetizzato dalle supernovae II o dalle stelle AGB. È importante tuttavia che non ci sia un significativo eccesso di un determinato elemento, perché in quel caso ne dovremmo osservare un eccesso anche nel Sole. Le supernovae Ia producono circa $0.8M_{\odot}$ di elementi del gruppo del ferro, mentre le supernovae di tipo II ne producono solo $0.1M_{\odot}$. Considerando che le supernovae Ia compongono tra il 15% ed il 27% delle supernovae nella nostra galassia, esse sono responsabili della produzione di oltre il 55% del ^{56}Fe presente nel Sole. Inoltre le supernovae di tipo II non producono grandi abbondanze di specie ricche di neutroni [4, Iwamoto et al, 1999], quindi le abbondanze relative al ^{56}Fe di elementi con un eccesso di neutroni non dovrebbero superare quelle del Sole di un fattore maggiore di 2. Il modello W7 presenta un'eccessiva produzione di cromo e nichel [Figura 16].

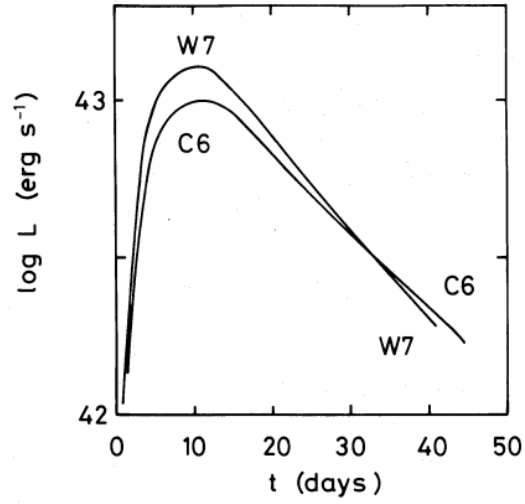


Figura 15: Curve di luce dovute al decadimento di ^{56}Ni e ^{56}Co per i modelli W7 e C6 (in cui si considera il *core* di una stella AGB al posto di una nana bianca ed un parametro $\alpha = 0.6$). (Figura da [10, Nomoto et al, 1984]).

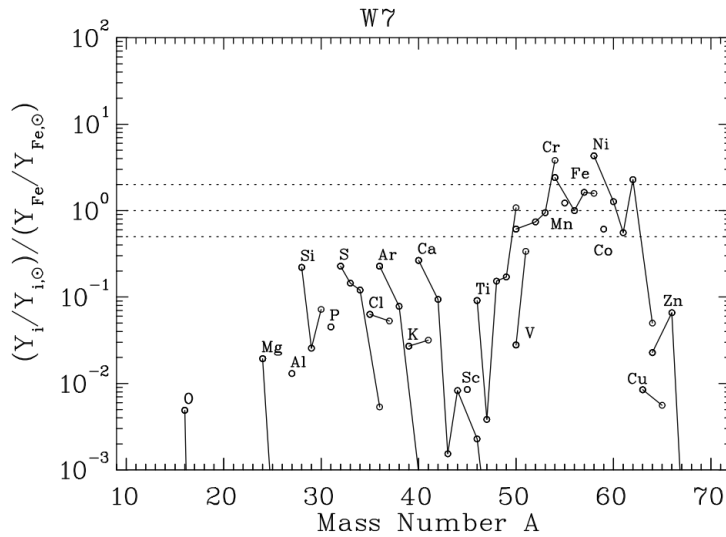


Figura 16: Abbondanze degli isotopi stabili prodotti dalla nucleosintesi rispetto alle abbondanze solari. I rapporti sono normalizzati rispetto al ^{56}Fe . (Figura da [4, Iwamoto et al, 1999]).

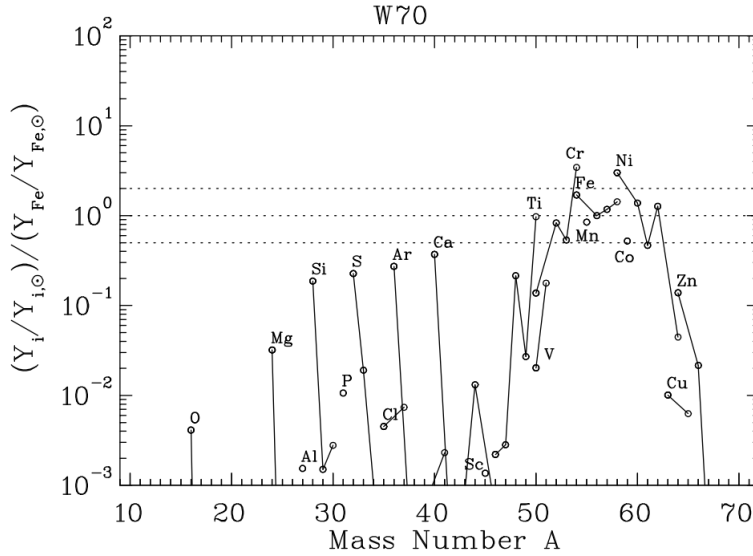


Figura 17: Abbondanza degli elementi prodotti dal modello W70 rispetto al Sole. I rapporti sono normalizzati rispetto al ^{56}Fe . Si può notare come la produzione in eccesso di ^{54}Cr e ^{58}Ni sia diminuita, ma non sotto la soglia critica. (Figura da [4, Iwamoto et al, 1999]).

Come si può notare, infatti, i rapporti $^{54}\text{Cr}/^{56}\text{Fe}$ e $^{58}\text{Ni}/^{56}\text{Fe}$ risultano in eccesso di un fattore 4 rispetto alle abbondanze solari. Per risolvere il problema si può provare a modificare la metallicità iniziale: il modello W70 ha le stesse caratteristiche del modello W7, con l'eccezione della composizione. Questa viene considerata $^{12}\text{C} = 50\%$ e $^{16}\text{O} = 50\%$, eliminando il ^{22}Ne . Il modello W70 corrisponde quindi al modello W7 con metallicità iniziale nulla. A causa del maggior numero di elettroni per barione nella composizione iniziale ($Y_e = 0.5$), ci aspettiamo che nel modello W70 venga prodotto più ^{56}Ni rispetto al modello W7, in quanto nelle zone più esterne, dove non avvengono catture elettroniche, verrà sintetizzato principalmente ^{56}Ni e non altre specie ricche di neutroni (poiché non c'è eccesso di neutroni nel materiale iniziale). Il modello W70 migliora effettivamente la situazione, ma non a sufficienza: elementi come il ^{54}Cr ed il ^{58}Ni vengono prodotti nel centro della stella per catture elettroniche, senza il bisogno di un eccesso di neutroni in partenza [Figura 17].

Una causa per questo eccesso di isotopi ricchi di neutroni è la lentezza nella propagazione della deflagrazione: una deflagrazione più veloce darebbe meno tempo ai protoni degli elementi nel *core* della stella di catturare elettro-

ni, riducendo così l'abbondanza di elementi con eccesso di neutroni sintetizzati. Queste considerazioni hanno spinto a studiare con attenzione la velocità di propagazione del fronte di bruciamento nucleare esplosivo, arrivando ad ipotizzare una transizione da deflagrazione a detonazione, meccanismo che viene discusso nel dettaglio nella prossima sezione [4, Iwamoto et al, 1999].

4.2 Transizione da deflagrazione a detonazione

Per valutare gli effetti della velocità di propagazione della deflagrazione sul modello W7 sono stati considerati due modelli con le stesse caratteristiche iniziali, ma con velocità di propagazione della deflagrazione $v_s/v_s = 0.015$ e $v_s/v_s = 0.03$, denominati rispettivamente WS15 e WS30 (la S sta per *slow* ed indica la propagazione lenta della deflagrazione). Una propagazione così lenta del fronte di bruciamento nucleare dà però alla stella il tempo di espandersi molto, prima che la deflagrazione raggiunga gli strati intermedi: in questo modo la fusione nucleare si estingue molto presto, causando solo l'espansione della stella e non la sua esplosione. Nella successiva contrazione viene innescato un nuovo bruciamento incontrollato che causa l'esplosione della nana bianca. Tuttavia l'energia totale liberata ($5 \times 10^{49} \text{ erg}$) e la massa di nichel prodotta (${}^{56}\text{Ni} \sim 0.15 M_\odot$) sono troppo piccole per spiegare una supernova Ia "standard", pertanto questa eventualità viene esclusa. Dalla trattazione precedente sappiamo che la velocità di propagazione del fronte di bruciamento nucleare aumenta man mano che ci si sposta in zone a densità minore: se le condizioni sono adatte, può anche verificarsi una transizione da deflagrazione a detonazione, ovvero un fronte di bruciamento nucleare che si propaga più velocemente della velocità del suono. Se il gradiente di temperatura è basso, è possibile che la deflagrazione induca bruciamenti spontanei negli strati vicini prima ancora di attraversarli.

Se c'è abbastanza materiale che ha tale basso gradiente di temperatura allora la deflagrazione può indurre una detonazione. Per questo motivo si assume che la deflagrazione si trasformi in detonazione quando la densità di fronte alla fiamma diminuisce fino a 3.0, 2.2, e $1.7 \times 10^7 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$: queste tre diverse densità di transizione corrispondono rispettivamente ai modelli WS15DD3, WS15DD2 e WS15DD1 (dove DD sta per *delayed detonation*). In [Figura 18] si possono osservare gli effetti della detonazione sui profili di temperatura e densità della stella. Il bruciamento nucleare di materiale a bassa densità non porta al completo incenerimento in metalli pesanti, dunque più è bassa la densità del materiale che viene attraversato dalla detonazione e meno ${}^{56}\text{Ni}$ verrà prodotto. Il modello WS15DD1 prevede che la detonazione si inneschi a bassa densità, ovvero quando la deflagrazione si trova in strati più esterni: la stella ha più tempo per espandersi e diminuire di densità.

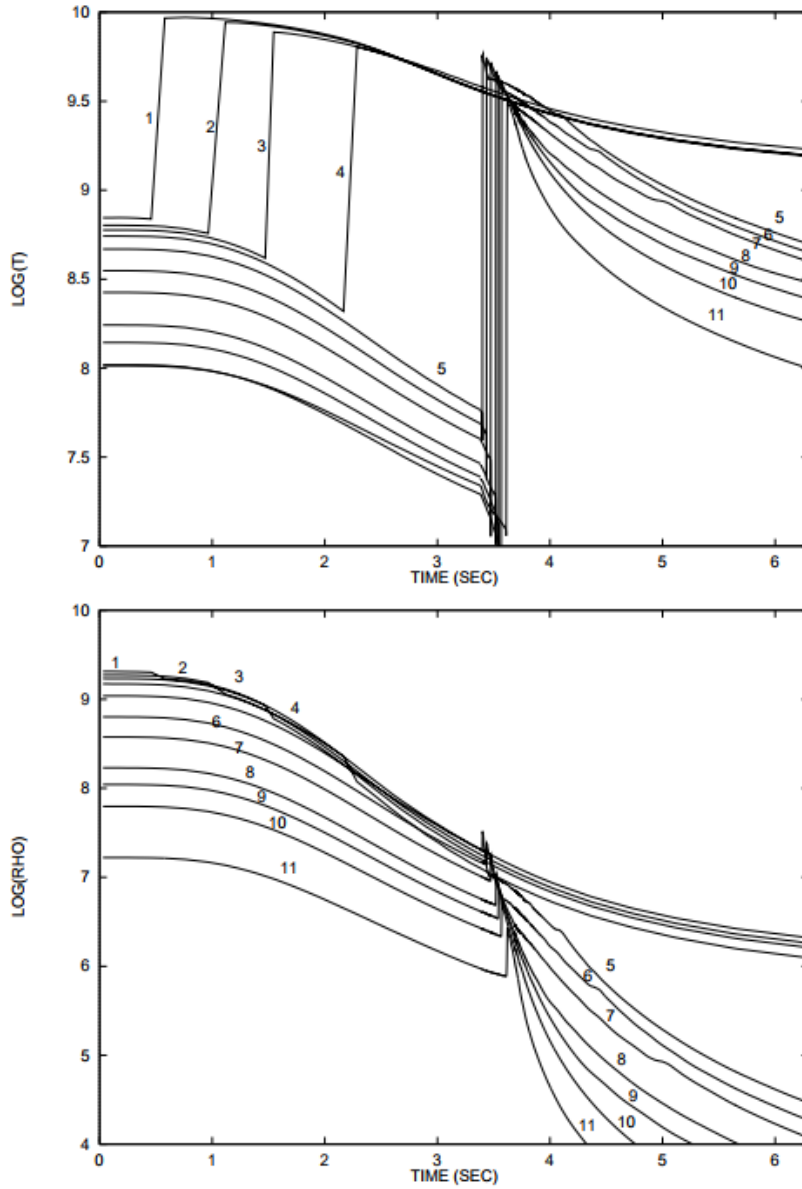


Figura 18: Distribuzione di temperatura (sopra) e densità (sotto) in funzione del tempo nel modello WS15DD1. I vari numeri indicano differenti strati (dall'interno verso l'esterno): dallo strato 5 in poi si può osservare l'effetto della detonazione, che si propaga rapidamente e causa un aumento di temperatura e densità più repentino rispetto alla deflagrazione. (Figura da [4, Iwamoto et al, 1999]).

| Model | Mass | Energy | ^{56}Ni Mass |
|---------|------------------|----------------------------|-----------------------|
| W7 | 1.38 M_{\odot} | 1.3×10^{51} ergs | 0.59 M_{\odot} |
| W70 | 1.38 M_{\odot} | 1.3×10^{51} ergs | 0.64 M_{\odot} |
| WS15DD1 | 1.38 M_{\odot} | 1.33×10^{51} ergs | 0.56 M_{\odot} |
| WS15DD2 | 1.38 M_{\odot} | 1.40×10^{51} ergs | 0.69 M_{\odot} |
| WS15DD3 | 1.38 M_{\odot} | 1.43×10^{51} ergs | 0.77 M_{\odot} |

Figura 19: Energia emessa e massa di ^{56}Ni prodotta nei diversi modelli considerati. (Figura da [4, Iwamoto et al, 1999]).

Dunque ci aspettiamo che il modello WS15DD1 produca meno ^{56}Ni dei modelli WS15DD2 e WS15DD3. Tali risultati sono riportati in [Figura 19]. Entrambi i modelli WS hanno densità simili al modello W7, ma raggiungono temperature più elevate: più è lenta la deflagrazione (WS15) più sono alte le temperature raggiunte nel centro della stella. Questo comporta un aumento delle catture di elettroni da parte dei nuclei atomici, riducendo quindi il numero di elettroni per barione nella *core*. L'andamento di Y_e è significativo per determinare la nucleosintesi di elementi ricchi di neutroni e viene mostrato in [Figura 20].

Si nota chiaramente che, al diminuire della velocità di propagazione della deflagrazione il valore di Y_e non solo diminuisce di più al centro, ma ha anche un gradiente più ripido: questo è dovuto al fatto che una deflagrazione lenta dà il tempo alla stella di espandersi, dunque il bruciamento nucleare negli strati più esterni avverrà a densità minori, riducendo il numero di catture elettroniche (quindi Y_e aumenta più rapidamente). Il modello W7, in cui la deflagrazione si propaga più velocemente, ha un gradiente di Y_e piuttosto piatto. Questo comporta sostanziali differenze nei prodotti della nucleosintesi:

- $0.47 < Y_e < 0.485 \rightarrow ^{54}\text{Fe}$ e ^{58}Ni
- $0.46 < Y_e < 0.47 \rightarrow ^{56}\text{Fe}$
- $Y_e < 0.45 \rightarrow ^{58}\text{Fe}$, ^{54}Cr , ^{50}Ti e $^{62,64}\text{N}$
- $Y_e < 0.43 \rightarrow ^{48}\text{Ca}$

Osservando la [Figura 20] si può notare che, a causa del gradiente di Y_e piatto, il modello W7 produce molti più elementi nel range $0.47 < Y_e < 0.485$ rispetto ai modelli con deflagrazione più lenta. In [Figura 21] vengono mostrati i risultati della nucleosintesi per i modelli WS15 e WS30, ovvero la

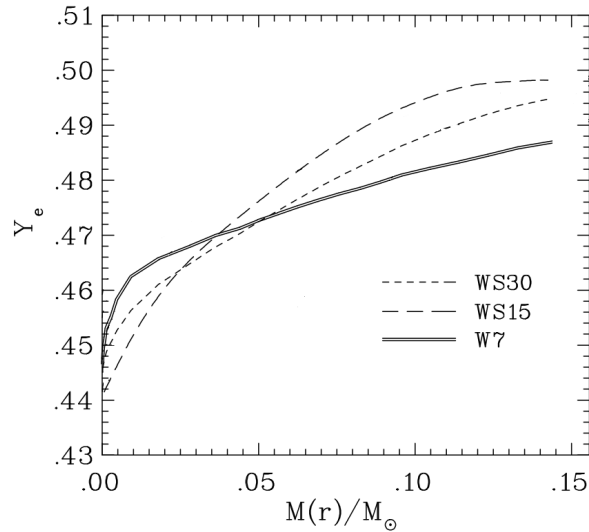


Figura 20: Andamento di Y_e nel nucleo della stella per i tre modelli considerati. Poiché il modello WS15 raggiunge temperature più alte nel centro a causa della lentezza della deflagrazione, le catture di elettroni aumentano ed il numero di elettroni liberi per barione diminuisce. (Figura da [4, Iwamoto et al, 1999]).

nucleosintesi negli strati più interni della stella, dovuta solo alla deflagrazione prima della transizione a detonazione.

Poiché il ^{58}Ni viene prodotto nella zona $0.47 < Y_e < 0.485$ i modelli con una detonazione ritardata riducono sensibilmente la sua produzione rispetto al modello W7 grazie al gradiente più ripido di Y_e . Tuttavia le alte temperature raggiunte nel centro causano un aumento delle catture elettroniche, portando ad un'eccessiva produzione di ^{54}Cr e ^{50}Ti . In [Figura 22] vengono riportate le abbondanze prodotte dai modelli WS15DD1 e WS15DD2 rispetto alle abbondanze solari, com'era stato fatto in precedenza per il modello W7. Infine, in [Figura 23] sono mostrati i principali prodotti della nucleosintesi per il modelli WS15DD1 e WS15DD2. Nonostante il buon accordo con diversi dati sperimentali (primo fra tutti l'abbondanza di ^{56}Ni), altri dati suggeriscono che questi modelli abbiano bisogno di essere migliorati ulteriormente: oltre alla produzione eccessiva di ^{54}Cr e ^{50}Ti , molte supernovae la mostrano ^{16}O con velocità di espansione di $10000 \frac{\text{km}}{\text{s}}$, mentre nei modelli W15DD la velocità dell' ^{16}O scende a malapena sotto i $15000 \frac{\text{km}}{\text{s}}$.

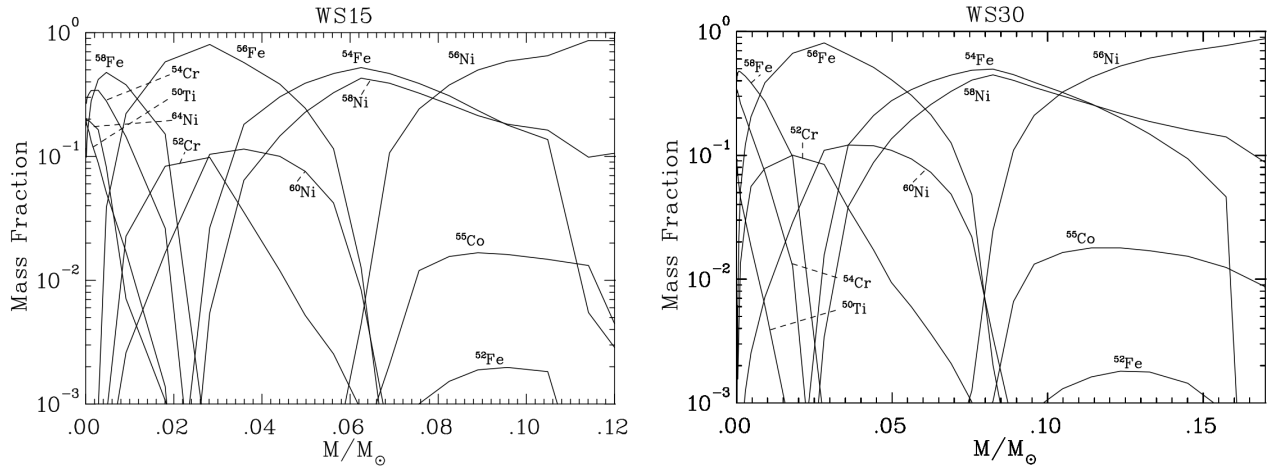


Figura 21: Nucleosintesi per gli strati influenzati dalla pura detonazione, modelli WS15 e WS30. (Figure da [4, Iwamoto et al, 1999]).

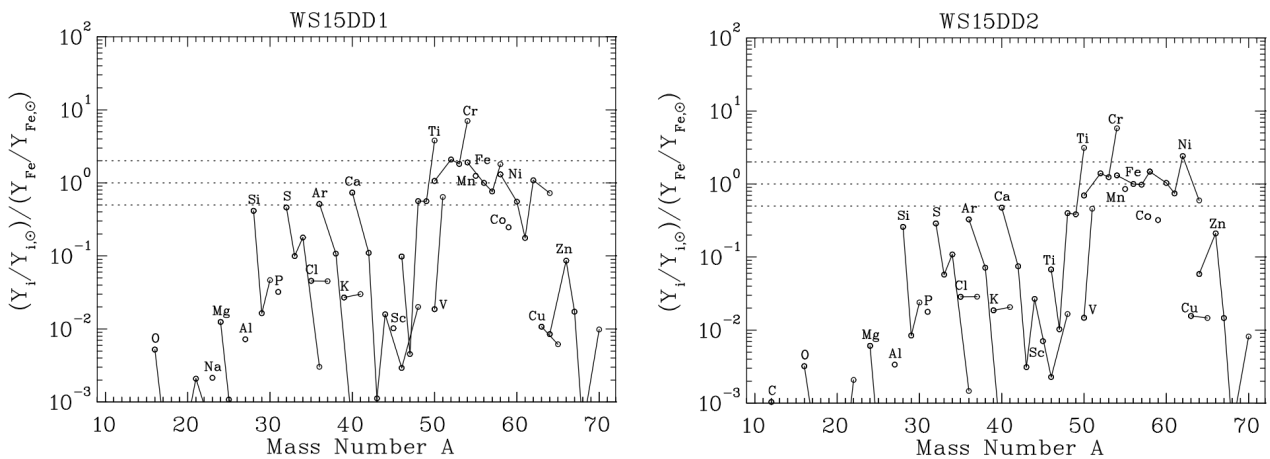


Figura 22: Abbondanza degli elementi prodotti dai modelli WS15DD1 e WS15DD2 rispetto al Sole. I rapporti sono normalizzati rispetto a ^{56}Fe . Si può notare come la produzione in eccesso di ^{58}Ni sia migliorata. Gli elementi ^{54}Cr e ^{50}Ti sono tuttavia prodotti in eccesso. (Figure da [4, Iwamoto et al, 1999]).

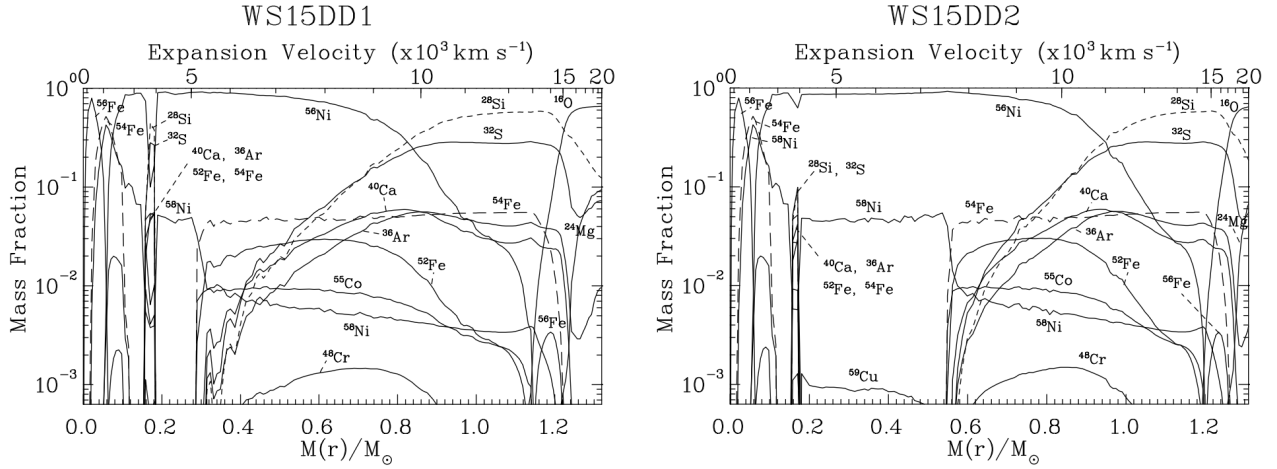


Figura 23: Nucleosintesi dei modelli WS15DD1 e WS15DD2. In alto è possibile osservare la velocità di espansione dei prodotti della fusione. (Figura da [4, Iwamoto et al, 1999]).

4.3 Modelli tridimensionali

I modelli citati nei precedenti paragrafi sono tutti unidimensionali: questa semplificazione comporta necessariamente un certo grado di approssimazione. Nella presente sezione verranno presentati i primi risultati ottenuti per la nucleosintesi in un modello tridimensionale che prevede la transizione da deflagrazione a detonazione appena discussa [18, Seitenzahl et al, 2013a]. Con questo accorgimento sarà possibile risolvere i problemi citati nella conclusione della precedente sezione. I vari modelli qui considerati hanno una densità centrale $\rho_c = 2.9 \times 10^9 \frac{g}{cm^3}$, temperatura $T = 5 \times 10^5 K$ e massa $M = 1.4M_\odot$. Per tener conto degli effetti della densità centrale si considereranno anche gli stessi modelli ma con densità $\rho_c = 1.0 \times 10^9 \frac{g}{cm^3}$ (di massa $M = 1.361M_\odot$) e $\rho_c = 5.5 \times 10^9 \frac{g}{cm^3}$ (di massa $M = 1.416M_\odot$). La composizione chimica è costituita da ^{12}C e ^{16}O in parti uguali, e da ^{22}Ne per il 2.5% in massa ($Y_e = 0.49886$), indice della metallicità iniziale.

La velocità della deflagrazione dipende dalla forza di galleggiamento e dai moti turbolenti del gas: per una trattazione dettagliata si rimanda al lavoro [16, Schmidt et al, 2006]. Si assume che la deflagrazione si trasformi in una detonazione quando la densità raggiunge valori $\rho \sim 0.7 \times 10^7 \frac{g}{cm^3}$. Infine vengono considerati diversi modelli in cui la deflagrazione si innesca in un numero variabile di punti vicino al centro della stella. Maggiore è il numero delle "scintille" (ovvero dei punti di innesco della deflagrazione) maggiore è l'intensità della deflagrazione stessa. I modelli con poche scintille

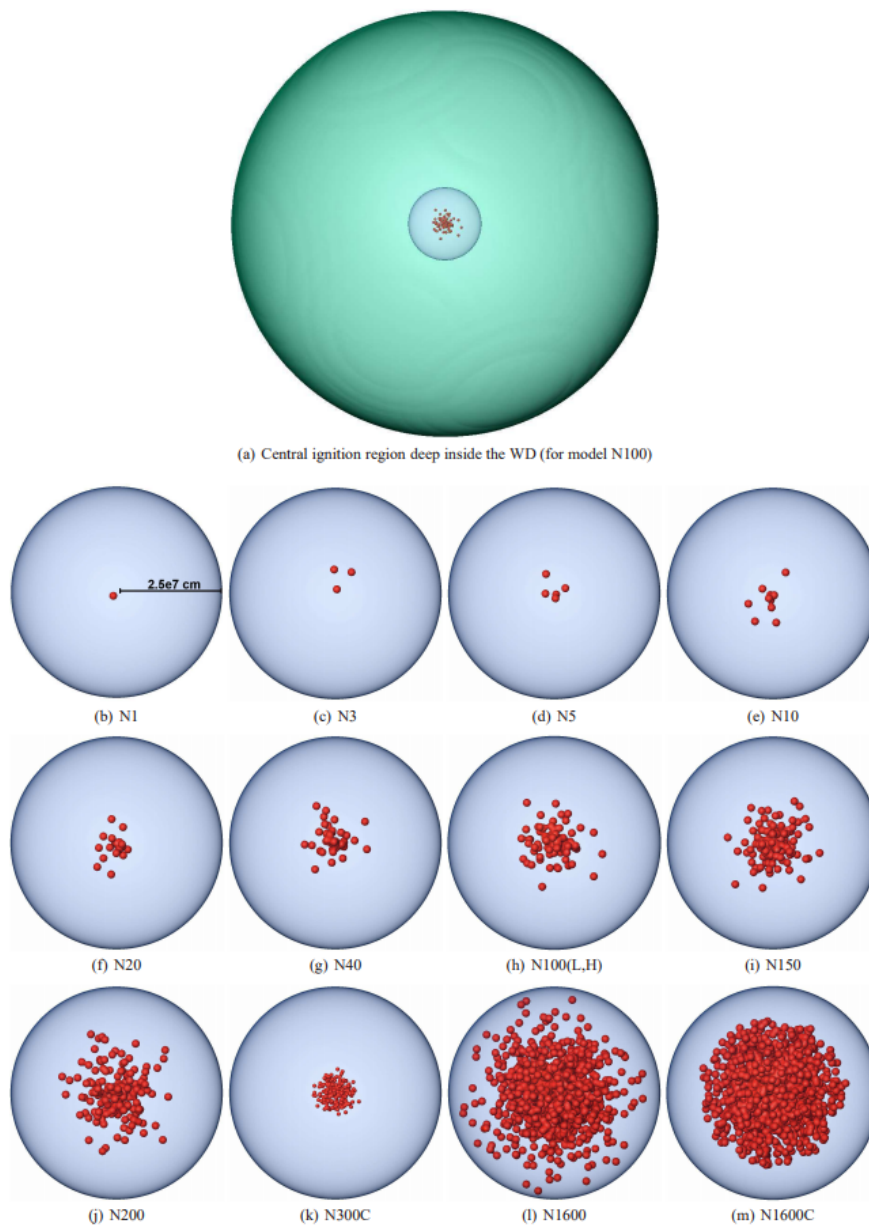


Figura 24: Vari modelli con i relativi punti di innesco della deflagrazione. In alto viene mostrata la dimensione della stella rispetto al nucleo in cui sono distribuite le scintille. I modelli denominati con la lettera C indicano una distribuzione più compatta dei nuclei di accensione. (Figura da [18, Seitenzahl et al, 2013]).

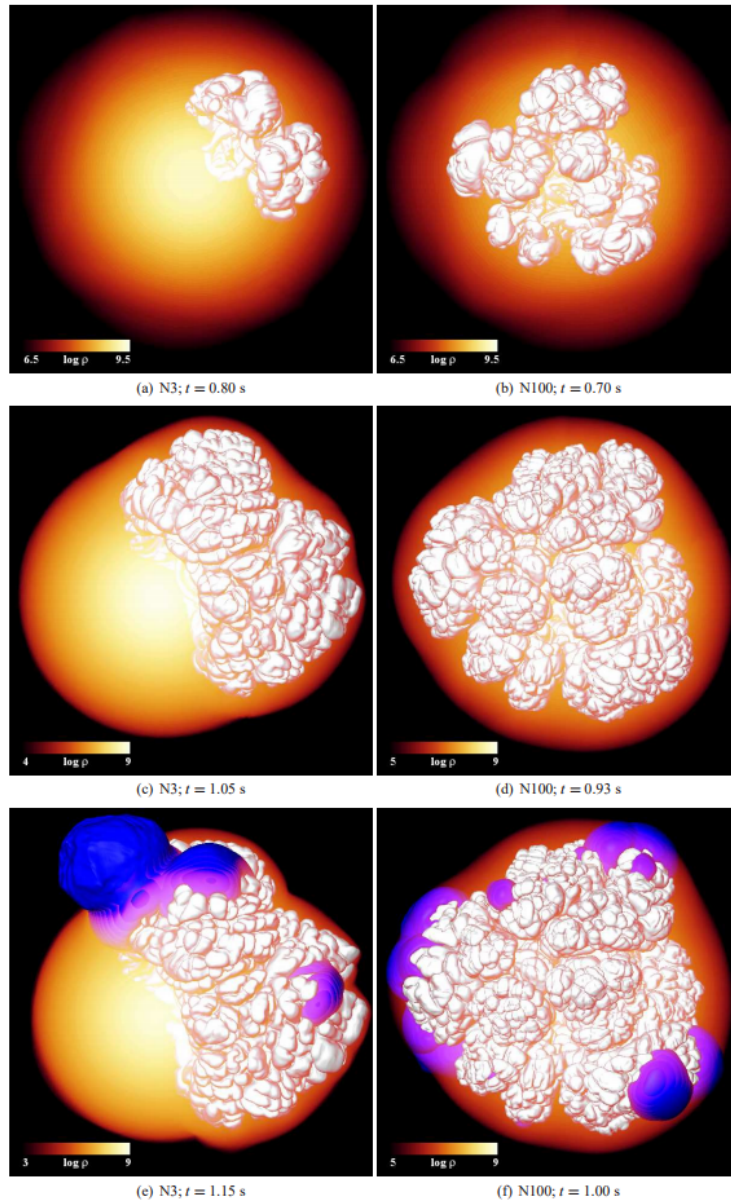


Figura 25: A sinistra, l'esplosione altamente asimmetrica del modello N3, ovvero con tre nuclei di innesco della deflagrazione. A destra il modello N100, evidentemente più simmetrico. La propagazione della deflagrazione viene mostrata attraverso le variazioni di densità: il colore bianco indica infatti una densità superiore rispetto al colore rosso circostante. Il colore blu indica il propagarsi della detonazione. (Figura da [18, Seitenzahl et al, 2013]).

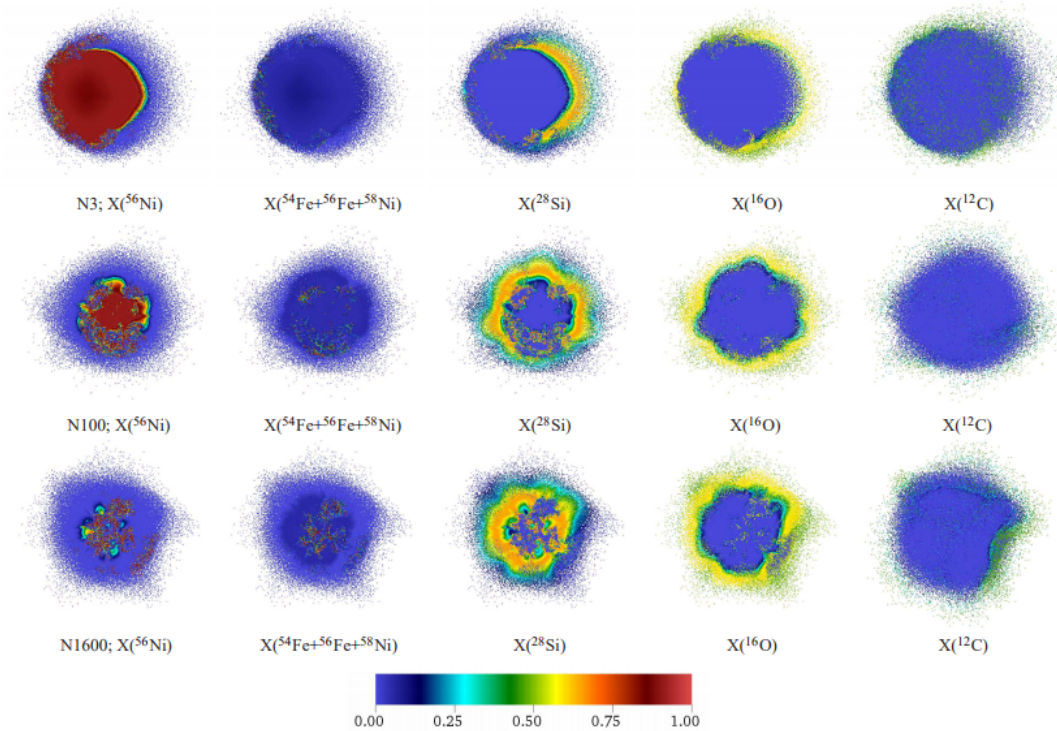


Figura 26: Abbondanze di diversi elementi nei modelli N3, N100 ed N1600. Si può osservare come i modelli con più nuclei di deflagrazione siano più simmetrici e producano meno ^{56}Ni e più elementi intermedi come ^{28}Si . (Figura da [18, Seitenzahl et al, 2013]).

risultano essere altamente asimmetrici [Figura 24], cosa che si riflette direttamente sulla dinamica dell'esplosione (e quindi sulla nucleosintesi) [Figura 25]. L'abbondanza di ^{56}Ni prodotta diminuisce all'aumentare dei nuclei di deflagrazione: da $1.11M_{\odot}$ per il modello N1 fino a $0.32M_{\odot}$ per il modello N1600. Al contrario, gli elementi di massa intermedia (IME, ovvero *Intermediate Mass Elements*) come ^{28}Si e ^{32}Si aumentano all'aumentare dei nuclei di deflagrazione. Ciò può essere compreso ricordando che una deflagrazione debole (ovvero originata da poche scintille d'innesco) causerà solo una lieve espansione della stella, dunque la detonazione che segue brucerà la maggior parte del materiale fino a formare metalli pesanti (principalmente ^{56}Ni). Al contrario, una forte deflagrazione (ovvero originata da molti nuclei d'innesco) causerà una notevole espansione della stella prima del passaggio della detonazione, dunque durante la fusione si formano nuclei di massa intermedia. Alcuni esempi di quanto appena descritto sono riportati in [Figura 26].

Nonostante la massa di ^{56}Ni sintetizzata possa variare molto da un evento all'altro, le supernovae Ia standard ne producono $\sim 0.6M_{\odot}$. Il modello che più si adatta a questa previsione è il modello N100: per questo motivo si confrontano le abbondanze prodotte da N100, N100L (bassa densità) ed N100H (alta densità) con le abbondanze solari, come fatto in precedenza per i modelli W7, W70, WS15DD1 e WS15DD2. L'unico elemento di cui si riscontra un netto eccesso è il ^{54}Cr prodotto da N100H, per cui il rapporto con l'abbondanza solare è superiore a 3. Questo può essere un indicatore del fatto che è raro che una supernova Ia descritta da una detonazione ritardata abbia una densità iniziale superiore a $\rho_c = 5.5 \times 10^9 \frac{g}{cm^3}$. Poiché un'alta densità comporta maggiori catture elettroniche e quindi un maggior eccesso di neutroni, il modello N100H produce più efficacemente degli altri scenari elementi pesanti e ricchi di neutroni come ^{58}Fe , ^{64}Ni e, come già accennato, ^{54}Cr [Figura 26, sinistra].

La scarsa produzione di elementi come ^{58}Fe e ^{64}Ni non deve preoccupare, in quanto questi possono essere sintetizzati dal processo-s nelle stelle dell'AGB. Altri elementi come ^{59}Co , ^{60}Ni , ^{61}Ni e ^{62}Ni ricevono contributi significativi dalle supernovae *core collapse*. Un interessante andamento che si riscontra è la produzione di ^{56}Ni , che aumenta all'aumentare della densità centrale. Un altro parametro da studiare è la metallicità: sono stati pertanto considerati modelli con il 50%, 10% ed 1% della metallicità iniziale (ovvero una massa del 2.5% di ^{22}Ne). Come atteso, la produzione di ^{56}Ni aumenta al diminuire della metallicità (e all'aumentare di Y_e) a scapito di elementi ricchi di neutroni come ^{58}Ni e ^{54}Fe . Poiché l'abbondanza di elementi come ^{56}Fe proviene principalmente da supernovae la cui metallicità era inferiore a quella solare i risultati di questo modello a detonazione ritardata sono in buon accordo con le abbondanze solari [Figura 27, destra]. Infine, in [Figura 28] vengono mostrati i profili delle abbondanze di diversi elementi in funzione della velocità di espansione: per fare ciò è necessario mediare i risultati tridimensionali in modo da avere un profilo unidimensionale, perdendo quindi le informazioni su disomogeneità ed asimmetrie. La presenza di due elementi alla stessa velocità non implica quindi la loro coesistenza spaziale. Osservando i grafici relativi a N100L, N100 e N100H si può notare come una maggiore densità iniziale porti ad una maggior produzione di elementi pesanti come ^{56}Ni , ^{58}Ni e ^{56}Fe a scapito degli IME (*Intermediate Mass Elements*) e di ^{16}O e ^{12}C . Anche da questi grafici possiamo apprezzare la progressiva riduzione della produzione di ^{56}Ni all'aumentare dei nuclei di innesco della deflagrazione, nonché un aumento della produzione di elementi di massa intermedia.

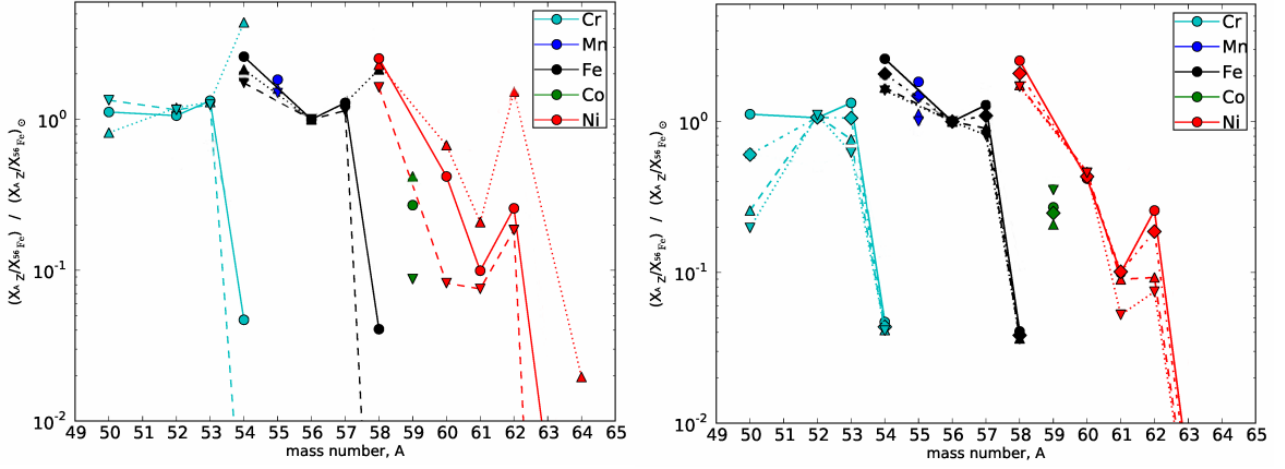


Figura 27: Abbondanze di diversi elementi rispetto al Sole, normalizzati rispetto al ^{56}Fe . A sinistra ∇ indica il modello N100L, \bullet N100 e \triangle N100H. A destra invece \bullet indica il modello N100, \diamond N100_Z0.5, \triangle N100Z_0.1 e ∇ N100_Z0.01 (Figura da [18, Seitenzahl et al, 2013]).

A causa della violenta deflagrazione, nel modello 1600C troviamo elementi leggeri come ^{16}O e ^{12}C anche a basse velocità. Ciò è dovuto alla notevole espansione degli strati della stella ed al conseguente bruciamento nucleare a basse densità. In generale tutti i modelli sono consistenti con la presenza di ^{16}O anche a velocità inferiori ai $10000 \frac{\text{km}}{\text{s}}$, rendendo quindi il modello a detonazione ritardata un ottimo strumento per riprodurre le esplosioni standard delle supernovae Ia. Per concludere, è interessante notare che per spiegare la luminosità di una supernova Ia standard è stato necessario scegliere il modello N100, che è piuttosto simmetrico: solo questa configurazione consente un'espansione sufficiente degli strati più esterni, in modo da evitare che la detonazione produca un eccesso di ^{56}Ni . I modelli più asimmetrici qui considerati, come ad esempio N3, potrebbero spiegare solo le supernovae più luminose.

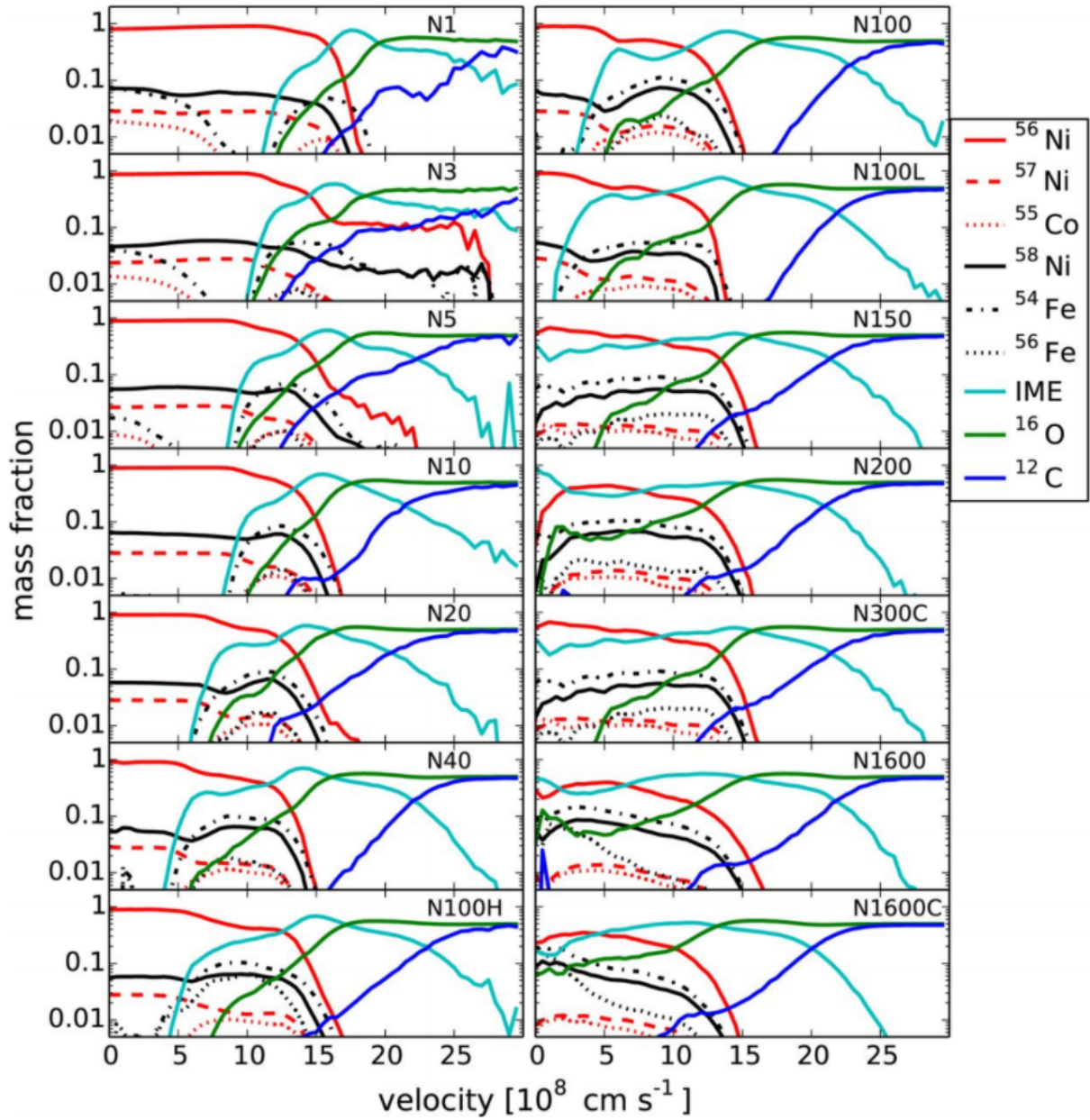


Figura 28: Distribuzione dei prodotti della nucleosintesi in funzione della velocità di espansione, ovvero della loro coordinata radiale. Si può notare che tutti i modelli sono consistenti con le osservazioni che indicano la presenza di ^{16}O anche a basse velocità. (Figura da [18, Seitenzahl et al, 2013]).

5 Scenario *Double degenerate*

La trattazione presentata finora consente di spiegare una grande varietà di caratteristiche delle supernovae Ia, ma non è esente da problemi [20, 13, Kerkwijk, 2012; Pakmor et al, 2013]. Per prima cosa, gli stretti vincoli sulla velocità di accrezione fanno sì che il numero di progenitori attesi per questo modello ($2.1 \times 10^{-3} \text{yr}^{-1}$ [21, Wang et al, 2010]) sia troppo basso per spiegare la frequenza di supernovae Ia osservata ($3 - 4 \times 10^{-3} \text{yr}^{-1}$). Inoltre per la supernova Ia 2011fe non è stata rilevata la presenza di una stella compagna, che nello scenario *Single degenerate* dovrebbe sopravvivere all'esplosione, né alcuna traccia di idrogeno, che dovrebbe essere presente almeno in piccola parte a causa della fase di accrezione. In aggiunta a ciò i modelli che prevedono una transizione da deflagrazione a detonazione assumono che questa avvenga ad una determinata densità, poiché non è ancora stata formulata una trattazione dettagliata di questo fenomeno. Anche se ciò è plausibile, non si è tuttora certi che in natura avvenga spontaneamente tale transizione ed è quindi un'assunzione *ad hoc* necessaria per riprodurre i dati sperimentali. Per finire, il modello *delayed detonation* non spiega come mai ci sia una tendenza ad osservare supernovae Ia più luminose all'interno di popolazioni stellari più giovani. Per ovviare a questi problemi è stato proposto lo scenario *Double degenerate*: un sistema composto da due nane bianche che perdono momento angolare a seguito dell'emissione di onde gravitazionali fino a fondersi, causando quindi l'innesco delle reazioni nucleari incontrollate e la conseguente esplosione. Un primo fattore interessante è che la frequenza di tali sistemi binari è significativamente più alta ($2.9 \times 10^{-3} \text{yr}^{-1}$, [21, Wang et al, 2010]) rispetto a quella prevista per lo scenario *Single degenerate*. Inoltre una pura detonazione in una nana bianca di massa $0.9M_{\odot} < M < 1.2M_{\odot}$ è sufficiente a produrre le quantità di ^{56}Ni che si osservano nelle supernovae Ia, dunque il modello si semplifica sensibilmente rispetto alla detonazione ritardata. In aggiunta a ciò, le stelle più massive sono meno longeve, dunque popolazioni stellari più giovani ospitano le nane bianche più massive, che danno vita ad esplosioni più luminose. Si spiega così anche il legame tra luminosità delle esplosioni e l'età della popolazione stellare in cui queste avvengono. Infine, minore è la massa di una nana bianca e minore è la sua densità centrale, quindi durante il bruciamento nucleare di nane bianche sub- M_{Ch} non vengono sintetizzate grandi quantità di elementi pesanti e ricchi di neutroni. In [Figura 29] si può notare come una fusione di due nane bianche di massa $M = 0.6M_{\odot}$ causi un innesco di reazioni nucleari incontrollate a densità molto più basse rispetto allo scenario *Single degenerate*.

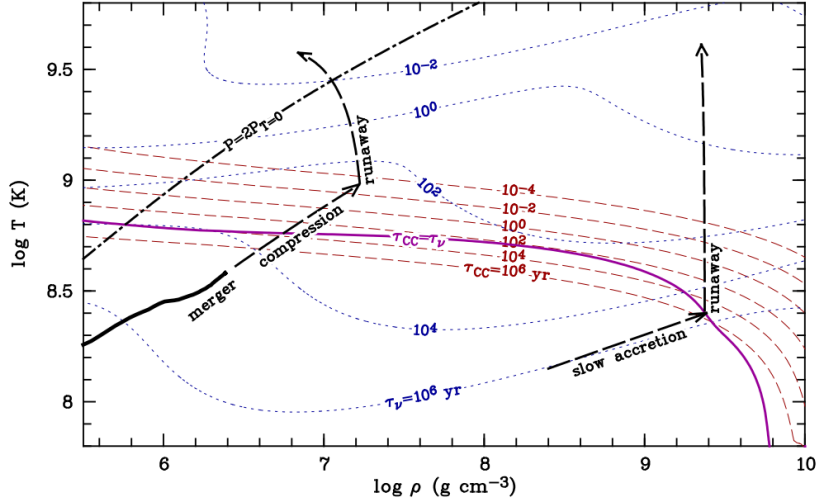


Figura 29: Evoluzione nel piano $\text{Log}(T)\text{-Log}(\rho)$ di un *merger* di due nane bianche di massa $M = 0.6M_{\odot}$ rispetto ad una lenta accrezione fino a M_{Ch} . Le linee punteggiate rappresentano un tempo di raffreddamento costante, dettato dalla perdita energetica dovuta ai neutrini. Il modello con due nane bianche evolve rapidamente, dunque densità e temperatura non sono definite dall'emissione di neutrini. (Figura da [20, Kerkwijk 2012]).

5.1 Fusione di due nane bianche di massa $\sim 0.9M_{\odot}$

Questo modello [11, Pakmor et al, 2010] nasce con l'intento di riprodurre le caratteristiche della supernova 1991bg e di tutte le supernovae simili. La luminosità di 1991bg è infatti così bassa che indica la presenza di $0.1M_{\odot}$ di ^{56}Ni , decisamente al di sotto di quelle considerate nei modelli a detonazione ritardata. Inoltre l'analisi spettrale della supernova SN 2005bl, appartenente alla stessa classe sub-luminosa di 1991bg, consente di individuare la presenza di silicio molto vicino al centro della stella, altra caratteristica peculiare ed inspiegabile attraverso il precedente scenario. Per questi motivi si opta per la fusione di due nane bianche di densità $1.4 \times 10^7 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$, massa $M = 0.89M_{\odot}$, temperatura iniziale di $5 \times 10^5 K$ e composizione di ^{12}C e ^{16}O presenti in parti uguali. Il sistema considerato ha un periodo iniziale di 28s: le due stelle sono abbastanza vicine da far sì che le forze mareali rendano il sistema instabile.

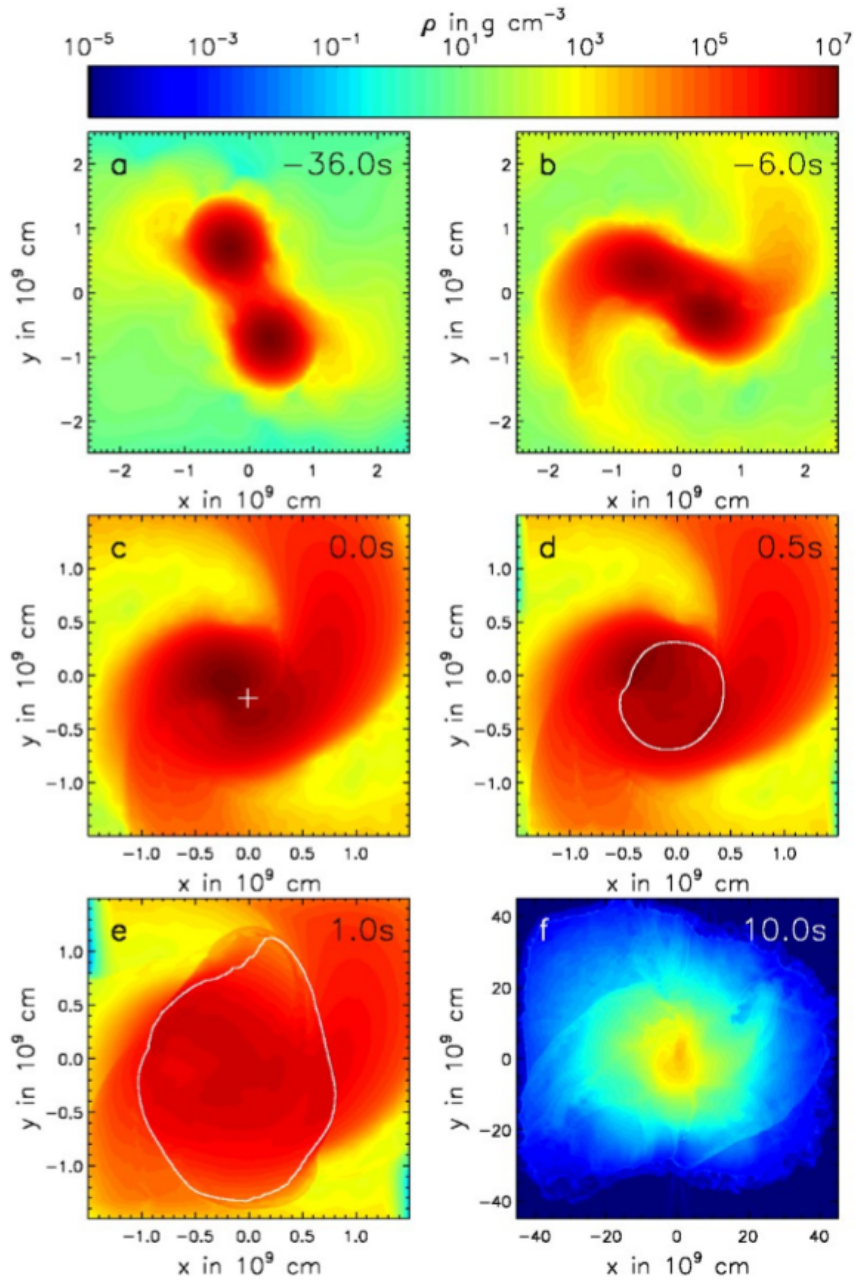


Figura 30: Nel pannello (a) le due stelle sono in un'orbita quasi stabile. In (b) le forze mareali causano la distruzione di una delle due nane bianche. In (c) viene innescata la detonazione, indicata con la croce bianca, di cui viene mostrata la propagazione in (d) ed (e). In (f) l'oggetto non è più gravitazionalmente legato. (Figura da [11, Pakmor et al, 2010]).

Final yields of the 25 most abundant elements of our model

| Isotope | Mass | Isotope | Mass | Isotope | Mass | Isotope | Mass |
|------------------|----------------------|------------------|----------------------|------------------|----------------------|------------------|----------------------|
| ^{28}Si | 0.56 | ^{36}Ar | 3.1×10^{-2} | ^{29}Si | 3.0×10^{-4} | ^{53}Fe | 3.7×10^{-5} |
| ^{16}O | 0.49 | ^{40}Ca | 2.5×10^{-2} | ^{31}P | 2.8×10^{-4} | ^{58}Ni | 2.9×10^{-5} |
| ^{32}S | 0.19 | ^{52}Fe | 6.1×10^{-3} | ^{23}Na | 2.1×10^{-4} | ^{52}Mn | 2.4×10^{-5} |
| ^{24}Mg | 0.16 | ^{27}Al | 7.3×10^{-4} | ^{30}Si | 1.3×10^{-4} | ^{53}Mn | 2.3×10^{-5} |
| ^{56}Ni | 0.12 | ^{57}Ni | 3.5×10^{-4} | ^{33}S | 1.2×10^{-4} | ^{54}Fe | 1.7×10^{-5} |
| ^{12}C | 0.10 | ^{48}Cr | 3.4×10^{-4} | ^{55}Co | 5.2×10^{-5} | ^{44}Ti | 1.1×10^{-5} |
| ^{20}Ne | 4.2×10^{-2} | | | | | | |

Figura 31: Prodotti della nucleosintesi nel modello $0.89M_{\odot} + 0.89M_{\odot}$. (Figura da [11, Pakmor et al, 2010]).

La violenta fusione delle due stelle causa l'aumento della temperatura e l'innesco della fusione del ^{12}C , dando il via al bruciamento nucleare incontrollato. Quando il materiale raggiunge una temperatura di $2.9 \times 10^9 K$ e una densità di $3.8 \times 10^6 \frac{g}{cm^3}$ viene innescata una detonazione. La fusione nucleare che segue la detonazione rilascia un'energia di $1.3 \times 10^{51} erg$, sufficiente a distruggere il sistema.

La fusione delle due nane bianche viene mostrata in [Figura 30]. Nonostante abbiano la stessa massa, le due stelle non evolvono in maniera identica a causa di alcune asimmetrie introdotte deliberatamente nelle condizioni iniziali. Nonostante l'energia rilasciata sia tipica per una supernova Ia di luminosità standard, la massa espulsa è di $\sim 1.8M_{\odot}$ invece che di $\sim 1.4M_{\odot}$: per questo le velocità di espansione dei prodotti risultano inferiori rispetto ai modelli precedentemente trattati. A causa della bassa densità del materiale, la nucleosintesi a seguito della detonazione procede nel regime di bruciamento incompleto del ^{28}Si : vengono sintetizzate $0.1M_{\odot}$ di ^{56}Ni , $1.1M_{\odot}$ di elementi intermedi e $0.5M_{\odot}$ di ^{16}O . I prodotti della nucleosintesi vengono riportati in dettaglio in [Figura 31]. A partire dalle abbondanze di elementi sintetizzati si può ricostruire la curva di luce relativa a questo modello: in [Figura 32] le curve di luce in diverse bande fotometriche vengono confrontate con le curve di luce osservate sia di supernovae sub-luminose sia di supernovae standard. L'accordo è piuttosto buono, se si considera che non ci sono stati parametri appositamente modificati in modo da avere un *fit* perfetto.

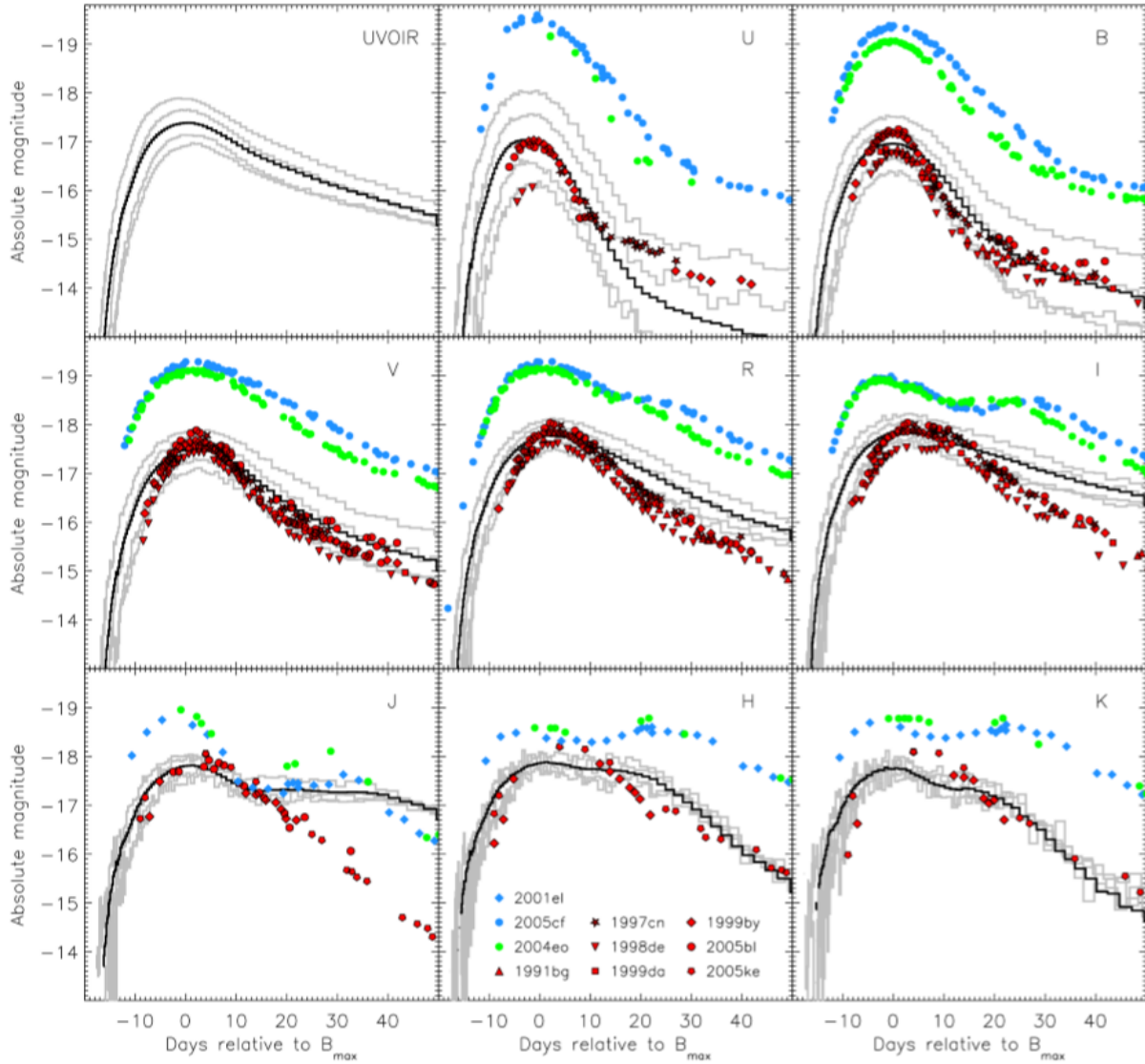


Figura 32: Le curve grigie indicano le curve di luce relative al modello $0.89M_{\odot} + 0.89M_{\odot}$ osservato a diverse angolazioni (il modello non è infatti a simmetria sferica). La curva nera consiste in una media fra i valori ottenuti per i vari angoli di osservazione. I punti rossi sono relativi ad osservazioni di supernovae Ia sub-luminose, i punti blu sono relativi alle supernovae Ia standard mentre quelli verdi vengono da osservazioni di una delle supernovae standard tra le più deboli osservate. L'accordo del modello con i dati sperimentali è senza dubbio promettente, con l'esclusione di alcune bande fotometriche. (Figura da [11, Pakmor et al, 2010]).

Per verificare la dipendenza dei risultati dalla massa delle stelle coinvolte, sono stati studiati anche i modelli in cui la prima nana bianca ha una massa sempre pari a $0.89M_{\odot}$, mentre la seconda ha masse di $0.87M_{\odot}$, $0.85M_{\odot}$ e $0.83M_{\odot}$. In tutti questi modelli viene innescata la fusione del ^{12}C , ma la densità centrale raggiunta diminuisce al diminuire della massa della stella secondaria, fino ad un minimo di 3×10^6 per la massa di $0.83M_{\odot}$. Non solo il bruciamento del ^{28}Si risulta sempre più parziale, ma sotto una certa densità non viene nemmeno innescata una detonazione, non dando quindi luogo ad una supernova Ia. Il sistema meno massivo in cui si ottiene una detonazione durante la fusione delle due stelle è composto da due nane bianche di massa $0.9M_{\odot}$ e $0.76M_{\odot}$.

5.2 Fusione di due nane bianche di massa $1.1M_{\odot}$ e $0.9M_{\odot}$

Il lavoro esposto in questa sezione cerca di ottenere risultati compatibili con le supernovae Ia di luminosità standard attraverso la fusione di due nane bianche di masse $1.1M_{\odot}$ e $0.9M_{\odot}$ [12, Pakmor et al, 2012], inizialmente in orbita con un periodo di $35s$.

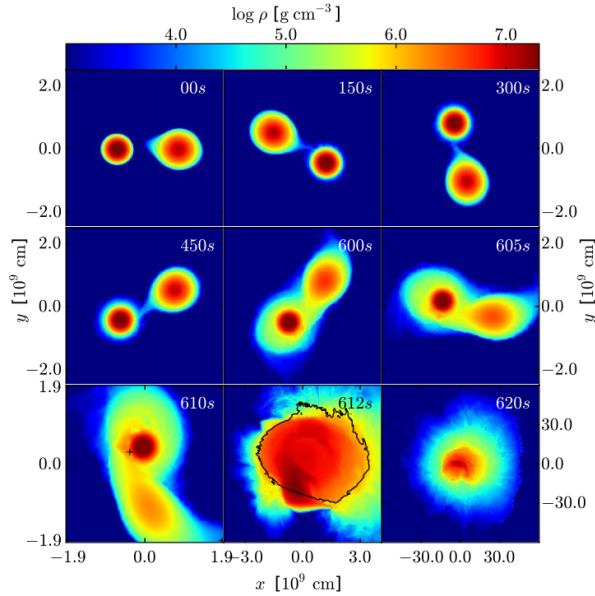


Figura 33: Fusione di due nane bianche di massa $1.1M_{\odot}$ e $0.9M_{\odot}$. La croce nera indica l'innescio della detonazione, il contorno nero indica la sua propagazione. (Figura da [12, Pakmor et al, 2012]).

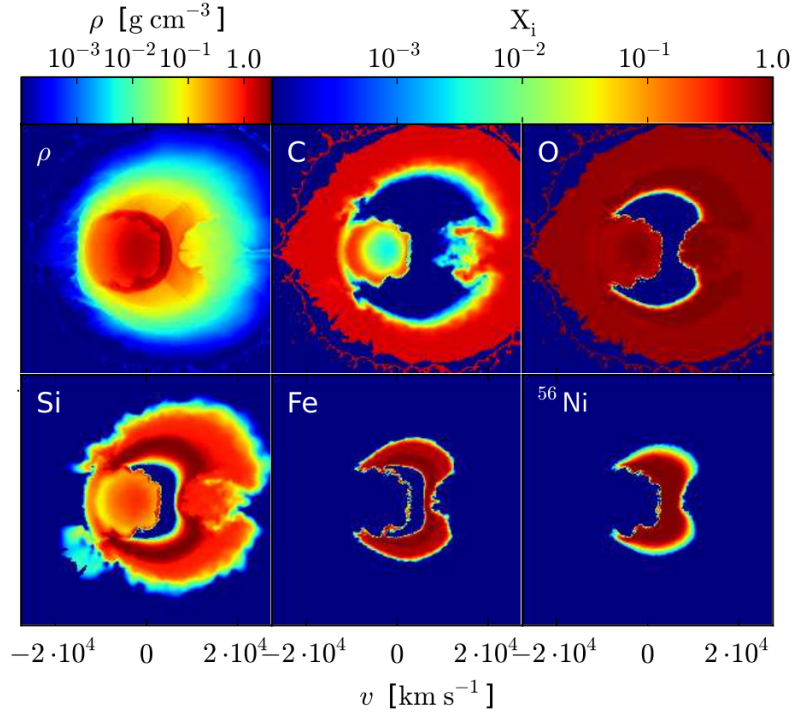


Figura 34: Densità e composizione finale dei prodotti 100s dopo l'esplosione. È interessante notare come l'asimmetria dell'esplosione consenta di trovare ^{16}O e ^{12}C anche a basse velocità, ovvero vicino al centro. (Figura da [12, Pakmor et al, 2012]).

In [Figura 33] si può notare come la stella meno massiva sia anche meno densa e risenta quindi maggiormente della forza mareale esercitata dalla sua compagna: osserviamo un'asimmetria molto più marcata rispetto al caso precedente. La composizione iniziale delle due stelle è per il 47.5 % ^{12}C , per il 50% ^{16}O e per il 2.5% ^{22}Ne , necessario per simulare una metallicità solare. Durante l'esplosione vengono sintetizzate $0.7M_{\odot}$ di elementi del gruppo del ferro, di cui $0.61M_{\odot}$ di ^{56}Ni , $0.03M_{\odot}$ di ^{58}Ni e $0.02M_{\odot}$ di ^{54}Fe . Durante la fusione vengono prodotte anche $0.5M_{\odot}$ di elementi di massa intermedia, mentre $0.5M_{\odot}$ di ^{16}O e $0.15M_{\odot}$ di ^{12}C non subiscono il bruciamento nucleare. In totale viene liberata un'energia di $1.7 \times 10^{51} \text{erg}$, superiore al caso precedente e sufficiente a vincere il legame gravitazionale fra le due stelle. In [Figura 34] vengono mostrati, durante la fase di espansione omologa, i prodotti della nucleosintesi.

La struttura finale dei materiali sintetizzati dipende dal profilo di densità degli oggetti fusi insieme nel momento in cui la detonazione viene innescata.

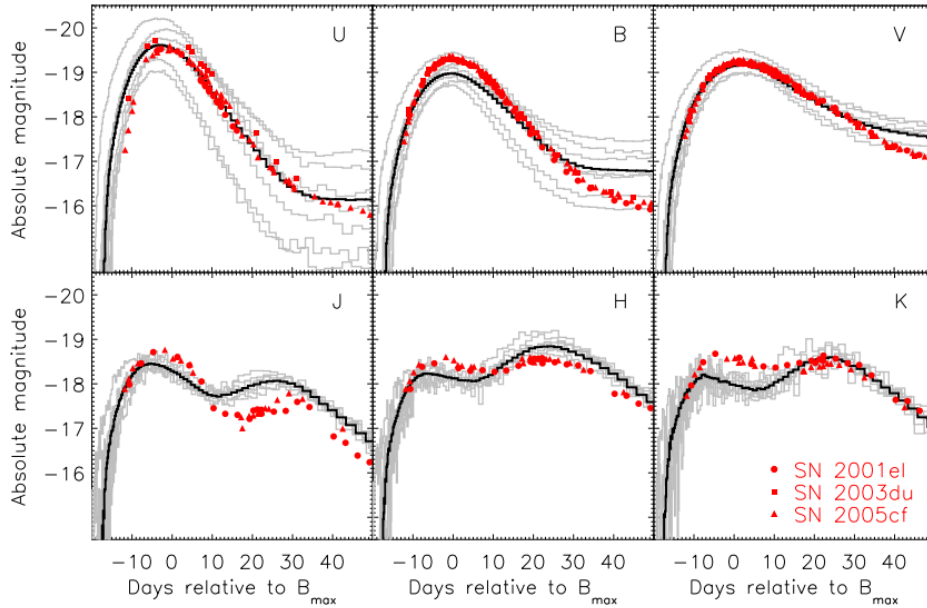


Figura 35: Le linee grigie indicano le curve di luce per il modello $1.1M_{\odot} + 0.9M_{\odot}$ osservato a diverse angolazioni. La curva nera rappresenta una media di queste ultime, mentre i simboli rossi indicano osservazioni sperimentali di tre diverse supernovae. (Figura da [12, Pakmor et al, 2012]).

La detonazione si propaga più velocemente a densità maggiori, quindi la nana bianca più massiva viene bruciata più in fretta. I prodotti di questo bruciamento si espandono prima di quanto non facciano i prodotti delle reazioni nucleari nella stella secondaria, quindi le "ceneri" della stella più massiva avvolgono la stella secondaria che sta ancora subendo il bruciamento nucleare. Di conseguenza gli elementi sintetizzati nella stella meno massiva dominano nella parte centrale del materiale espulso. Come già fatto in precedenza, è interessante confrontare con le osservazioni sperimentali le curve di luce calcolate per questo modello in diverse bande fotometriche [Figura 35]. Possiamo anche notare un buon accordo tra lo spettro di 2003du e lo spettro atteso per il presente modello [Figura 36]. Come è evidente dalla [Figura 33], la stella più massiva risente poco della forza mareale della compagna: per questo motivo la quantità di ^{56}Ni sintetizzata dipende in prima approssimazione solo dal profilo di densità della stella primaria, ovvero dalla sua massa. Parametri di secondaria importanza sono la massa della stella secondaria e la metallicità del sistema. Questo modello mostra che è possibile riprodurre in maniera efficace l'esplosione di una supernova Ia di luminosità standard attraverso la fusione di due nane bianche CO.

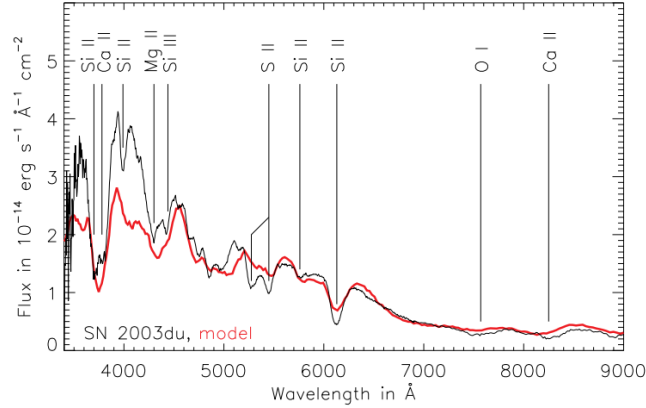


Figura 36: Spettro del modello $1.1M_{\odot} + 0.9M_{\odot}$ nel momento di massima luminosità in banda B. La linea nera indica lo spettro osservato della supernova 2003du. (Figura da [12, Pakmor et al, 2012]).

5.3 Osservazioni della supernova 2010lp

2010lp è una supernova sub-luminosa all'interno di NGC 1137. Essendo sub-luminosa, appartiene alla stessa classe di 1991bg, dunque è ragionevole utilizzare un modello che prevede la fusione di due nane bianche di piccola massa per riprodurre le caratteristiche. La particolarità di questa supernova è la presenza di strette righe di emissione dell' [OI] vicino al centro del materiale espulso. La presenza di queste righe non può essere spiegata da nessun modello all'interno dello scenario *Single degenerate*: infatti non solo è necessario che ci sia ^{16}O vicino al centro della supernova, ma per avere delle righe strette non devono essere presenti elementi del gruppo del ferro nella stessa posizione, poiché causerebbero un allargamento delle righe. Nel modello $1.1M_{\odot} + 0.9M_{\odot}$ si può trovare ^{16}O anche nei punti più centrali del materiale espulso, senza che sia mescolato con elementi del gruppo del ferro [Figura 34]. Tuttavia il modello citato nella precedente sezione [12, Pakmor et al, 2012] risulta essere troppo luminoso per descrivere 2010lp. È stato quindi proposto un nuovo sistema [8, Kromer et al, 2013]: la fusione di due nane bianche CO di masse $0.9M_{\odot}$ e $0.76M_{\odot}$, che è il sistema con massa minore per cui si verifica l'innesco di una detonazione. Il sistema iniziale ha un periodo di $36s$ ed evolve verso la fusione delle due stelle: come nel caso $1.1M_{\odot} + 0.9M_{\odot}$ la nana bianca di massa minore viene distrutta dalle forze mareali della compagna. La detonazione si innesca quando $T = 2.67 \times 10^9 K$ e $\rho = 1.91 \times 10^6 \frac{g}{cm^3}$, dopo $72s$ [Figura 37].

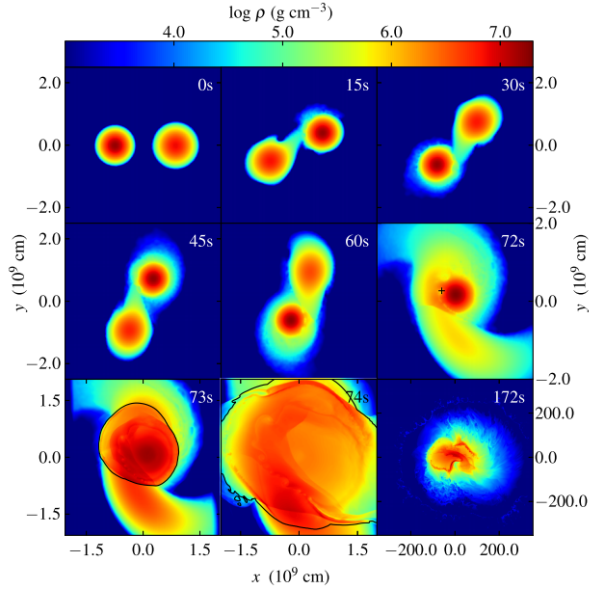


Figura 37: Sequenza della fusione di due nane bianche di massa $0.9M_{\odot}$ e $0.76M_{\odot}$. La croce nera indica l'innesco della detonazione, il contorno nero indica la sua propagazione. (Figura da [8, Kromer et al, 2013]).

Dopo due secondi dall'innesco dell'esplosione la maggior parte del materiale è stato bruciato, liberando un'energia totale di $1.4 \times 10^{51} \text{erg}$. La composizione iniziale è per il 48.29% ^{12}C , per il 50% ^{16}O e per l'1.71% ^{22}Ne . Dalla nucleosintesi vengono prodotte $0.18M_{\odot}$ di ^{56}Ni , $0.5M_{\odot}$ di ^{16}O , $0.37M_{\odot}$ di ^{28}Si , $0.14M_{\odot}$ di ^{32}S e $0.03M_{\odot}$ di elementi del gruppo del ferro. Proprio come nel modello precedente, la nana bianca di massa maggiore subisce un bruciamento nucleare più completo dovuto alla sua maggiore densità. Tuttavia, in questo modello i prodotti del bruciamento della stella primaria si espandono dentro (e non intorno) alla coda di marea lasciata dalla compagna, che subisce un bruciamento meno completo. Gli elementi sintetizzati nella stella primaria dominano nel centro del materiale espulso, ma grazie alla notevole asimmetria del sistema è possibile trovare ^{16}O vicino al centro di espansione [Figura 38]. In [Figura 39] vengono confrontate le curve di luce e lo spettro ottenuti per questo modello con le curve di luce e lo spettro di 2010lp: l'accordo è senza dubbio molto buono ed inoltre lo scenario $0.9M_{\odot} + 0.76M_{\odot}$ prevede la presenza di ^{16}O nelle regioni centrali [Figura 38], insieme alla carenza di elementi del gruppo del ferro necessaria per spiegare le strette righe dell'[OI] osservate.

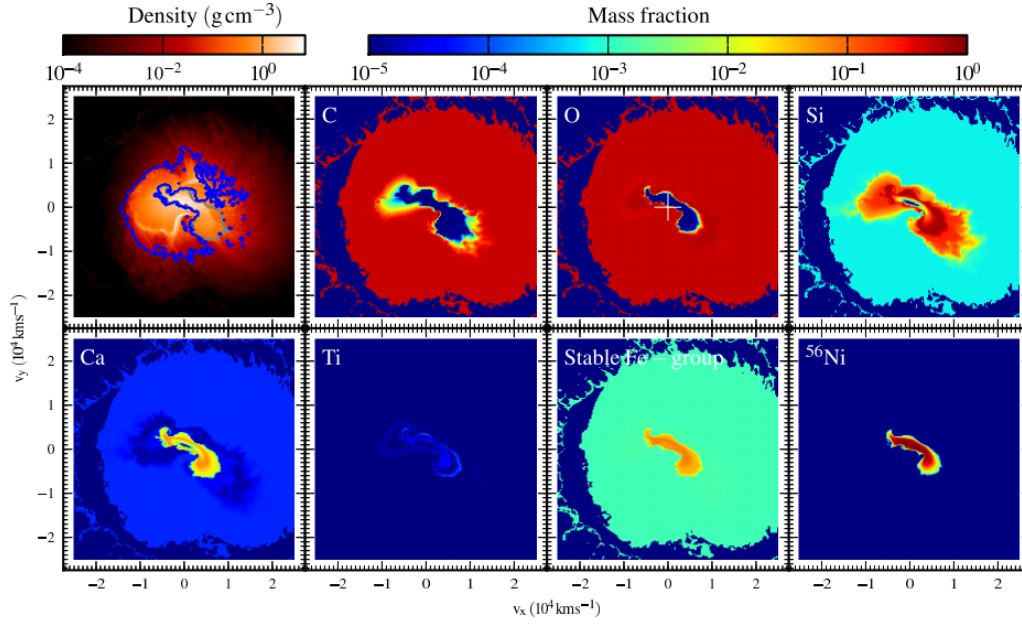


Figura 38: Densità e composizione finale dei prodotti 100s dopo l'esplosione. I contorni grigio e blu presenti nel primo pannello indicano che il 90% dei prodotti della stella primaria e secondaria (in quest'ordine) sono all'interno di quell'area. (Figura da [8, Kromer et al, 2013]).

In conclusione, il modello $0.9M_{\odot} + 0.76M_{\odot}$ descrive in maniera eccellente la supernova 2010lp: in generale, la fusione di due nane bianche CO ben si adatta a riprodurre supernovae sub-luminose. È interessante sottolineare che il presente modello produce più ^{56}Ni ed è quindi più luminoso del modello $0.89M_{\odot} + 0.89M_{\odot}$, nonostante la massa totale sia inferiore. Questo avviene perché quando le masse delle due stelle sono simili tra loro le interazioni mareaali causano un drastico stiramento di entrambe le nane bianche [Figura 30], riducendone la densità e compromettendo la produzione di elementi pesanti.

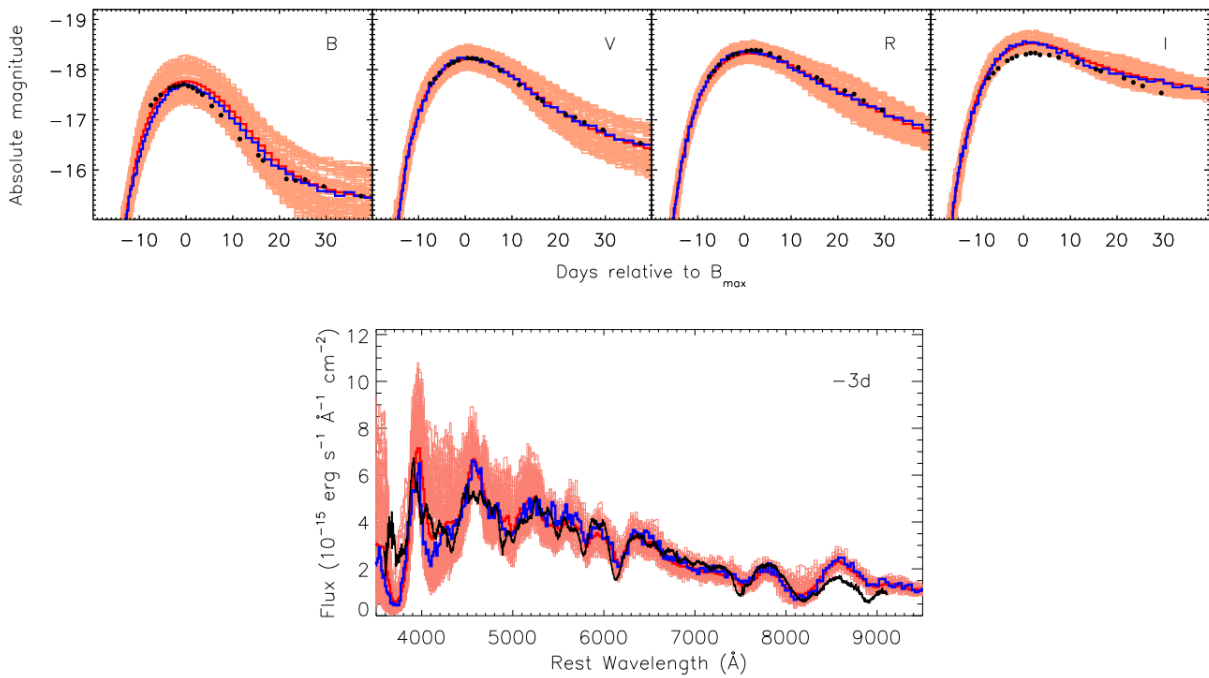


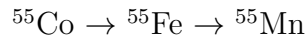
Figura 39: Curve di luce in bande B, V, R, I e spettro 3 giorni prima del picco. La supernova 2010lp è indicata con la linea nera, mentre le linee di colore rosso sbiadito indicano il modello osservato lungo differenti linee di vista. Una media per le 100 linee di vista considerate viene mostrata in rosso, mentre in blu viene mostrata una singola linea di vista che ben si adatta al profilo di 2010lp. (Figure da [8, Kromer et al, 2013]).

6 Necessità di progenitori di massa $\sim M_{Ch}$

Seguendo il filo logico della precedente trattazione, la necessità di avere dei progenitori provenienti dallo scenario *Double degenerate* è evidente: il numero stimato di sistemi che possono dare origine ad una supernova Ia è troppo basso per il caso *Single degenerate*, mentre risulta essere all'incirca sufficiente per lo scenario *Double degenerate* [21, Wang et al, 2010]. Inoltre attraverso la fusione di due nane bianche CO risulta naturale descrivere le supernovae Ia sub-luminose, ma è anche possibile riprodurre le luminosità di supernovae Ia standard (modello $1.1M_{\odot} + 0.9M_{\odot}$). Infine si risolvono anche i problemi legati alla transizione deflagrazione-detonazione e alla relazione luminosità-età della popolazione stellare. Nulla abbiamo detto, però, sulla necessità di avere progenitori provenienti dal canale *Single degenerate*. In questa sezione analizzeremo dunque delle osservazioni sul manganese nei dintorni solari [17, Seitenzahl et al, 2013b] e la presenza di elementi ricchi di neutroni in SNR 3C 397 [23, Yamaguchi et al, 2015]: per spiegare questi dati sperimentali è necessaria l'esplosione di nane bianche vicino alla massa di Chandrasekhar, evento che si può ottenere solo nello scenario *Single degenerate*.

6.1 Abbondanza del manganese nei dintorni solari

Il manganese ha un solo isotopo stabile, il ^{55}Mn . La maggior parte del manganese viene sintetizzata durante il bruciamento nucleare esplosivo come ^{55}Co , il quale decade attraverso la catena:



Il ^{55}Co viene prodotto anche durante il parziale bruciamento del ^{28}Si , ma la fonte principale di ^{55}Co è un "normal" freeze-out a partire da una composizione di NSE [Figura 8]. Nel caso di bruciamenti esplosivi, ciò equivale a richiedere alte densità durante la fusione nucleare ($\rho > 2 \times 10^8 \frac{g}{cm^3}$). A densità inferiori, il ^{55}Co viene distrutto attraverso la reazione $^{55}\text{Co}(p,\gamma)^{56}\text{Ni}$. Per ottenere una densità centrale di $2 \times 10^8 \frac{g}{cm^3}$ in una nana bianca "fredda" è necessario che questa abbia massa $1.22M_{\odot}$: risulta quindi evidente che la produzione di ^{55}Mn può avvenire solo in stelle che si avvicinano ad M_{Ch} . Degli scenari che abbiamo considerato nelle precedenti sezioni, solo i modelli *Single degenerate* prevedono l'esplosione di una stella di tale massa. In linea di principio è possibile sintetizzare direttamente ^{55}Mn in ambienti molto ricchi di neutroni. Tuttavia, affinché la forza di gravità causi un accumulo sufficiente di ^{22}Ne (principale isotopo ricco di neutroni presente nella composizione iniziale) nel centro della stella sono necessarie due condizioni: i)

| Model name | SN type | Masses | [Mn/Fe] |
|------------------|---------|-------------------------|---------|
| N100 | Ia | near- M_{Ch} | 0.33 |
| N5def | Ia | near- M_{Ch} | 0.36 |
| N150def | Ia | near- M_{Ch} | 0.42 |
| W7 | Ia | near- M_{Ch} | 0.15 |
| 1.1_0.9 | Ia | sub- M_{Ch} | -0.15 |
| 1.06 M_{\odot} | Ia | sub- M_{Ch} | -0.13 |
| WW95B | II | 11 < M/M_{\odot} < 40 | -0.15 |
| LC03D | II | 13 < M/M_{\odot} < 35 | -0.27 |
| N06 | II+HN | 13 < M/M_{\odot} < 40 | -0.31 |

Figura 40: Abbondanza di manganese prodotte da diversi modelli di supernovae Ia e II. Solo i modelli in cui la massa della nana bianca è $\sim M_{Ch}$ producono abbastanza manganese da spiegarne l’abbondanza nel Sole. (Figura da [17, Seitenzahl et al, 2013b]).

la nana bianca deve rimanere liquida e ii) deve passare abbastanza tempo. Per una nana bianca che non sta accrescendo materiale, il tempo di ”deposito” del ^{22}Ne è maggiore del tempo di cristallizzazione del nucleo. Inoltre i tempi scala di ”deposito” sarebbero troppo lunghi anche trascurando la cristallizzazione: per una stella di $M = 1.2M_{\odot}$ e $T = 10^6 K$ il tempo scala di sedimentazione è di $23 \times 10^9 yr$. Ci aspettiamo dunque che il ^{55}Mn non venga sintetizzato direttamente in ambienti ricchi di neutroni. Definiamo ora per comodità la quantità $[X/Y] \equiv \log_{10} \left(\frac{N_X}{N_Y} \right) - \log_{10} \left(\frac{N_X}{N_Y} \right)_{\odot}$, dove N_X ed N_Y corrispondono al numero di atomi per unità di volume della specie X o Y . Per le stelle dell’alone si ottiene un valore $[\text{Mn}/\text{Fe}] \sim -0.5$, il quale indica che le supernovae di tipo II producono un’abbondanza di Mn rispetto al Fe che è sub-solare. In [Figura 40] vengono mostrati i rapporti $[\text{Mn}/\text{Fe}]$ per diversi modelli di supernovae Ia, tra cui il modello N100 [18, Seitenzahl et al, 2013], il modello W7 [4, Iwamoto et al, 1999] e la fusione $1.1M_{\odot} + 0.9M_{\odot}$ [12, Pakmor et al, 2012]. Possiamo subito notare che solo i modelli *Single degenerate* producono $[\text{Mn}/\text{Fe}]$ positivo, ovvero una produzione di manganese super-solare.

Già da queste considerazioni possiamo affermare che almeno una frazione di supernovae Ia deve provenire da esplosioni di nane bianche vicino a M_{Ch} per poter produrre abbastanza ^{55}Mn da spiegare le abbondanze solari. Vengono considerati dunque diversi scenari:

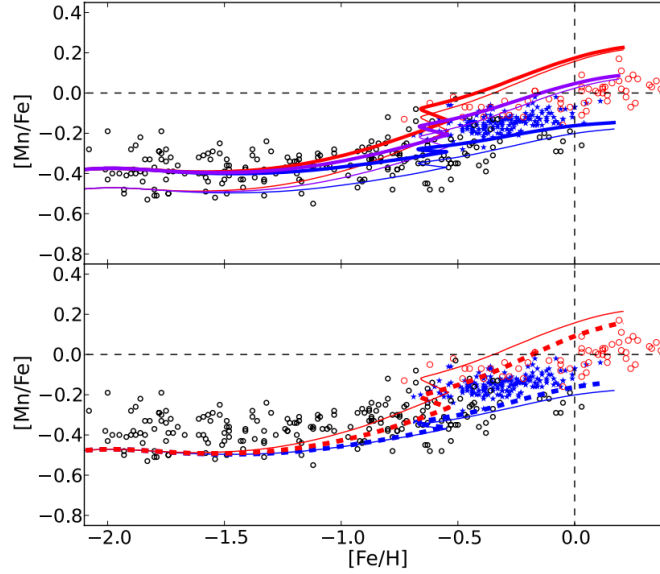


Figura 41: $[\text{Mn}/\text{Fe}]$ rispetto a $[\text{Fe}/\text{H}]$ nei dintorni solari. I cerchi e le stelle colorati in modo diverso indicano dati sperimentali provenienti da studi differenti. Sopra, la curva rossa indica il caso M_{Ch} , la curva blu il caso sub- M_{Ch} e la curva viola il caso mix. Le curve spesse rappresentano gli stessi casi con una produzione di Mn aumentata del 25%. Nel pannello inferiore, la curva tratteggiata rossa rappresenta il caso M_{Ch+} , la curva tratteggiata blu è invece relativa al caso sub- M_{Ch+} . (Figura da [17, Seitenzahl et al, 2013b])

- Caso M_{Ch} : la nucleosintesi di tutte le supernovae Ia viene descritta dal modello N100 (detonazione ritardata, $M \sim M_{Ch}$, scenario *Single degenerate*)
- Caso sub- M_{Ch} : la nucleosintesi di tutte le supernovae Ia viene descritta dal modello $1.1M_{\odot} + 0.9M_{\odot}$ (fusione di due nane bianche, scenario *Double degenerate*)
- Caso mix: il 50% delle supernovae Ia esplode secondo il modello N100 e il restante 50% secondo il modello $1.1M_{\odot} + 0.9M_{\odot}$.
- Caso M_{Ch+} : simile al caso M_{Ch} , ma considera la metallicità utilizzando i modelli N100, N100_Z0.1 e N100_Z0.01 trattati nella sezione "Modelli tridimensionali".
- Caso sub- M_{Ch+} : 20% delle supernovae Ia esplodono secondo il modello N5def, ovvero con pure deflagrazioni lasciando un oggetto compatto dopo l'esplosione, e 80% $1.1M_{\odot} + 0.9M_{\odot}$.

I risultati sono riportati in [Figura 41] e confrontati con i dati sperimentali. Si vede chiaramente che se tutte le supernovae Ia esplodessero secondo il modello N100, ovvero se provenissero dal canale *Single degenerate*, otterremmo un'eccessiva produzione di manganese, ma se tutte le esplosioni provenissero da nane bianche di massa sub- M_{Ch} ne avremmo invece una netta carenza. Nel caso $M_{Ch}+$ si può notare come la ridotta metallicità riduca anche la produzione di manganese, ma l'effetto è secondario. Per il caso sub- $M_{Ch}+$ risulta evidente che l'aggiunta del 20% di supernovae Ia che esplodono con una pura deflagrazione non è sufficiente a rendere plausibile il modello sub- M_{Ch} . Anche il modello che prevede che entrambi gli scenari contribuiscano per il 50% mostra un certo eccesso di ^{55}Mn , dunque possiamo stimare approssimativamente che la frazione delle supernovae Ia provenienti dallo scenario *Single degenerate* sia non trascurabile ma inferiore al 50% delle supernovae Ia totali.

6.2 Osservazioni di SNR 3C 397

Un'ulteriore conferma sperimentale della presenza di supernovae Ia provenienti dallo scenario *Single degenerate* viene dalle osservazioni dei resti di supernova SNR 3C 397 effettuate nella banda X dal satellite Suzaku [23, Yamaguchi et al, 2015]. Attraverso l'identificazione delle righe $K\alpha$ si può risalire alla presenza di ^{54}Cr , ^{55}Mn , ^{56}Fe e ^{58}Ni all'interno dei resti della supernova. In [Figura 42] viene mostrata un'immagine composta da osservazioni nell'infrarosso e nel dominio X di SNR 3C 397 (a sinistra) e lo spettro ottenuto dalle misure sperimentali nel dominio X (a destra).

I dati raccolti da *Chandra*, ad esempio i rapporti $(Fe/Mg) > 10(Fe/Mg)_{\odot}$ e $(Fe/Si) > 3(Fe/Si)_{\odot}$, insieme ad altre misure nell'infrarosso sono forti indicatori del fatto che SNR 3C 397 provenga da una supernova di tipo Ia. Come sottolineato nelle precedenti sezioni, i metalli pesanti ricchi di neutroni come ^{54}Cr , ^{55}Mn , ^{56}Fe e ^{58}Ni vengono sintetizzati soprattutto durante una fusione nucleare ad alte densità, poiché queste rendono possibili le catture di elettroni da parte dei protoni, andando a formare un eccesso di neutroni. Sappiamo che le supernovae che esplodono quando raggiungono $\sim M_{Ch}$ presentano densità centrali più elevate e producono quindi più elementi ricchi di neutroni. Tuttavia la metallicità (misurata dall'abbondanza di ^{22}Ne) può influenzare pesantemente i prodotti della nucleosintesi. Per questo motivo sono stati considerati diversi modelli di esplosione per riprodurre i dati raccolti:

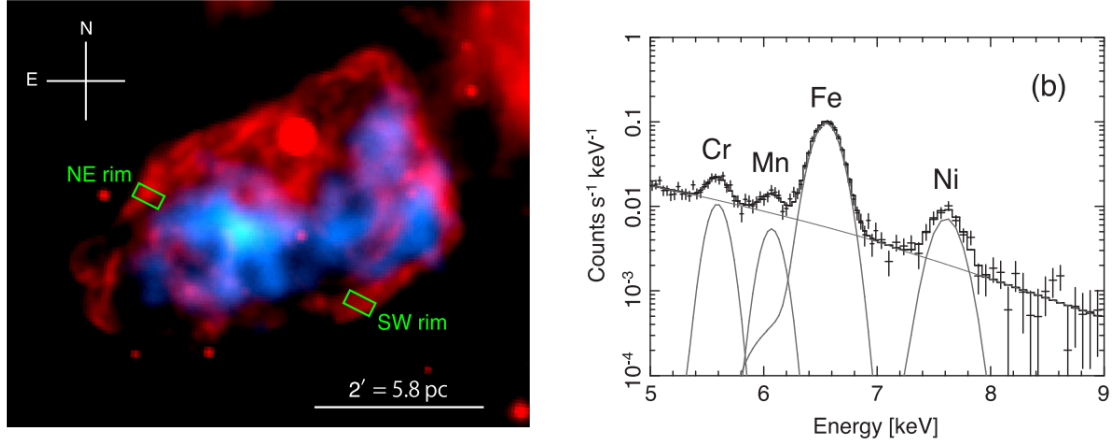


Figura 42: A sinistra viene riportata un'immagine di SNR 3C 397. Il colore blu rappresenta le misure in infrarosso ($24\mu m$) mentre il rosso indica le misure nel dominio X (5-9 keV). A destra osserviamo il confronto tra i dati sperimentali e lo spettro sintetico (indicato con linee grigie) composto da un continuo dovuto alla radiazione di frenamento termica e dalle righe di emissione di ^{54}Cr , ^{55}Mn , ^{56}Fe e ^{58}Ni . (Figure da [23, Yamaguchi et al, 2015]).

- Modelli con transizione da deflagrazione a detonazione e massa $M = 1.37M_{\odot} \sim M_{Ch}$ (simili ai modelli di accrezione considerati per lo scenario *Single degenerate*). La densità a cui avviene la transizione varia tra 3.9, 2.6, 1.3 e $1 \times 10^7 \frac{g}{cm^3}$.
- Modelli di pura detonazione e massa $M = 0.88, 0.97, 1.06$ e $1.15M_{\odot}$ (simili ai modelli di fusione di due nane bianche, appartenenti quindi allo scenario *Double degenerate*).

In entrambi i casi la metallicità viene variata tra $Z = 0.18, 0.72, 1.8,$ e $5.4Z_{\odot}$, che sono valori tipici per le stelle della Via Lattea. I risultati vengono mostrati in [Figura 43]. Dalla [Figura 43 (a)] si può vedere che i modelli sub- M_{Ch} non possono spiegare le abbondanze di manganese e nichel all'interno di SNR 3C 397, anche con la massima metallicità considerata. D'altro canto, pur essendo consistenti con le osservazioni, i modelli $\sim M_{Ch}$ necessitano di metallicità $Z > 5Z_{\odot}$, che risultano essere decisamente elevate. In [Figura 43 (b)] si può notare come la produzione di elementi ricchi di neutroni avvenga principalmente nelle $0.2M_{\odot}$ centrali della stella a causa delle abbondanti catture elettroniche.

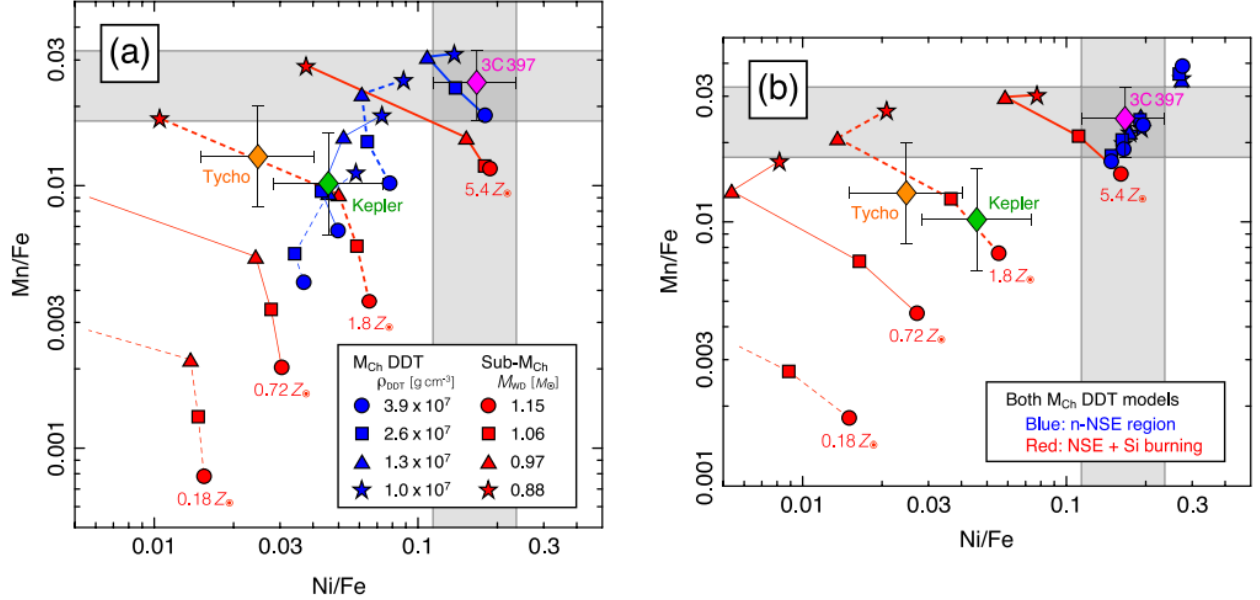


Figura 43: (a) Rapporti Mn/Fe e Ni/Fe per i vari modelli citati confrontati con i valori misurati per SNR 3C 397 (area grigia). Il tratteggio sottile unisce i modelli con metallicità $0.18Z_{\odot}$, la linea sottile i modelli con $0.72Z_{\odot}$, il tratteggio spesso i modelli con $1.8Z_{\odot}$ e la linea spessa i modelli con $5.4Z_{\odot}$. (b) Stessa notazione della figura precedente, ma stavolta tutti i punti corrispondono ai modelli M_{Ch} : i punti blu sono relativi ai prodotti sintetizzati nelle $0.2M_{\odot}$ più centrali della stella, dove dominano le catture di elettroni, mentre i punti rossi mostrano i prodotti del bruciamento nucleare nel resto della stella. (Figure da [23, Yamaguchi et al, 2015]).

Calcoli tridimensionali più recenti [2, Dave et al, 2017] mostrano come un modello a detonazione ritardata con una frazione $^{12}\text{C}/^{16}\text{O} = 3/7$, una densità iniziale $\rho_c = 6 \times 10^9 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ e una marcata asimmetria nell'esplosione (dovuta ad un innesco della deflagrazione non nel centro della stella) sia in eccellente accordo con i dati raccolti da SNR 3C 397 anche con una metallicità di $Z = 1.5Z_{\odot}$. In definitiva, questo studio corrobora ulteriormente l'idea che esistano progenitori di supernovae Ia provenienti dallo scenario *Single degenerate*.

7 Conclusioni

Dopo aver presentato lo scenario *Single degenerate*, in cui una nana bianca accresce gas dagli strati più esterni di una compagna fino all'esplosione (quando $M \sim M_{Ch}$), abbiamo notato che questo canale di produzione di supernovae è inconsistente con diversi dati sperimentali. Per prima cosa le frequenze attese di progenitori per questo scenario sono troppo basse per spiegare la frequenza di supernovae Ia osservate, a causa del ristretto intervallo di velocità di accrezione del gas consentito. In secondo luogo, sono stati individuati resti di supernova Ia senza una compagna, che invece nei modelli *Single degenerate* dovrebbe sopravvivere all'esplosione. Inoltre, la tendenza ad avere supernovae Ia più brillanti in corrispondenza di popolazioni più giovani non viene spiegata in alcun modo dai modelli $\sim M_{Ch}$. Infine, strette linee di emissione dell'[OI] sono state osservate vicino al centro di 2010lp: nessun modello dello scenario *Single degenerate* prevede che l' ^{16}O rimanga al centro dopo l'esplosione, per giunta senza mischiarsi con elementi più pesanti che causerebbero l'allargamento delle righe. Per ovviare a questi problemi abbiamo considerato lo scenario *Double degenerate*, che risolve le questioni sopra citate considerando le supernovae Ia come eventi provenienti dalla fusione di due nane bianche di massa inferiore a M_{Ch} . La frequenza attesa di questi modelli è tale da supporre che tutte le supernovae Ia possano essere prodotte da progenitori di questo tipo. Tuttavia dati sperimentali sull'abbondanza del manganese nei dintorni solari, nonché osservazioni dirette di SNR 3C 397, mostrano che la pura detonazione di nane bianche sub- M_{Ch} non produce abbastanza elementi ricchi di neutroni da riprodurre i dati osservati. L'ipotesi più plausibile è quindi che entrambi gli scenari contribuiscano alla produzione di supernovae termonucleari, con una preferenza per lo scenario *Double degenerate*. Studi recenti stimano la percentuale di supernovae provenienti dal canale *Single degenerate* tra il 10% ed il 20% del totale delle supernovae Ia [2, Dave et al, 2017], valore consistente con quanto ipotizzato durante la discussione sull'abbondanza del manganese nei dintorni solari.

Ad oggi resta molto lavoro da fare per migliorare la nostra comprensione delle supernovae termonucleari: uno degli argomenti più problematici rimane la trattazione delle deflagrazioni e detonazioni, che risulta essere tra le principali fonti di incertezza per tutti i modelli, in particolare per quelli a detonazione ritardata. Non è ancora chiaro se una transizione da deflagrazione a detonazione possa avvenire spontaneamente in natura. Per una discussione dettagliata della combustione durante l'esplosione delle supernovae si veda [15, Roepke, 2017]. Un interessante modello sviluppato appositamente per

avere un robusto meccanismo di innesco della detonazione è il *Gravitationally Confined Detonation* (GDT): la deflagrazione iniziale avviene piuttosto distante dal centro e causa una compressione del materiale sul lato opposto della stella, innescando quindi una detonazione [19, Seitenzahl & Townsley, 2017]. Servono però dati sperimentali per verificare se questo meccanismo di esplosione avvenga effettivamente in natura, cosa attualmente non chiara. Inoltre, come per le pure detonazioni di stelle con massa sub- M_{Ch} , il modello GDT sembra non produrre abbastanza specie ricche di neutroni.

Anche i modelli dello scenario *Double degenerate* potrebbero beneficiare da una miglior comprensione del meccanismo di innesco delle detonazioni: sembra infatti che per innescare con sicurezza una detonazione durante il *merger* di due nane bianche sia necessario uno strato di elio sulla superficie delle due stelle. Il materiale che si accumula sulla stella primaria durante la fusione causa una detonazione che nasce in questo strato esterno di elio e si propaga all'interno della nana bianca, innescando quindi una nuova detonazione negli strati più interni composti da carbonio ed ossigeno (ottenendo risultati qualitativamente simili a quelli analizzati nella Sezione 5) [13, Pakmor et al, 2013]. In futuro sarà inoltre interessante analizzare approfonditamente modelli di *merger* che comprendano nane bianche composte principalmente da elio o da neon [9, Marquardt et al, 2015]: potrebbero infatti riprodurre bene le caratteristiche di alcune sottoclassi delle supernovae Ia. Per concludere, tutti i modelli potranno essere resi più precisi introducendo un maggior numero di particelle traccianti durante la simulazione dell'esplosione e migliorando i codici di trasporto radiativo utilizzati per ottenere le curve di luce a partire dai prodotti della nucleosintesi (tenendo conto, per esempio, dei processi di eccitazione non termica e della ionizzazione).

Riferimenti bibliografici

- [1] P. Bergeron, A. Gianninas, and S. Boudreault. The Mass Distribution of White Dwarfs: An Unwavering Obsession. In R. Napiwotzki and M. R. Burleigh, editors, *15th European Workshop on White Dwarfs*, volume 372 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 29, September 2007.
- [2] P. Dave, R. Kashyap, R. Fisher, F. Timmes, D. Townsley, and C. Byrohl. Constraining the Single-degenerate Channel of Type Ia Supernovae with Stable Iron-group Elements in SNR 3C 397. *The Astrophysical Journal*, 841:58, May 2017.
- [3] G. Goldhaber and S. Perlmutter. A study of 42 Type Ia supernovae and a resulting measurement of Ω_M and Ω_Λ . *Physics Reports*, 307:325–331, December 1998.
- [4] K. Iwamoto, F. Brachwitz, K. Nomoto, N. Kishimoto, H. Umeda, W. R. Hix, and F.-K. Thielemann. Nucleosynthesis in Chandrasekhar Mass Models for Type IA Supernovae and Constraints on Progenitor Systems and Burning-Front Propagation. *The Astrophysical Journal Supplement*, 125:439–462, December 1999.
- [5] P. Kahabka and E. P. J. van den Heuvel. Luminous Supersoft X-Ray Sources. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 35:69–100, 1997.
- [6] R. Kippenhahn, A. Weigert, and A. Weiss. *Stellar Structure and Evolution*. Springer, 2012.
- [7] C. Kobayashi, H. Umeda, K. Nomoto, N. Tominaga, and T. Ohkubo. Galactic Chemical Evolution: Carbon through Zinc. *The Astrophysical Journal*, 653:1145–1171, December 2006.
- [8] M. Kromer, R. Pakmor, S. Taubenberger, G. Pignata, M. Fink, F. K. Röpkke, I. R. Seitenzahl, S. A. Sim, and W. Hillebrandt. SN 2010lp - a Type Ia Supernova from a Violent Merger of Two Carbon-Oxygen White Dwarfs. *The Astrophysical Journal Letters*, 778:L18, November 2013.
- [9] K. S. Marquardt, S. A. Sim, A. J. Ruiter, I. R. Seitenzahl, S. T. Ohlmann, M. Kromer, R. Pakmor, and F. K. Röpkke. Type Ia supernovae from exploding oxygen-neon white dwarfs. *Astronomy & Astrophysics*, 580:A118, August 2015.

- [10] K. Nomoto, F.-K. Thielemann, and K. Yokoi. Accreting white dwarf models of Type I supernovae. III - Carbon deflagration supernovae. *The Astrophysical Journal*, 286:644–658, November 1984.
- [11] R. Pakmor, M. Kromer, F. K. Röpke, S. A. Sim, A. J. Ruiter, and W. Hillebrandt. Sub-luminous type Ia supernovae from the mergers of equal-mass white dwarfs with mass $\sim 0.9M_{\text{solar}}$. *Nature*, 463:61–64, January 2010.
- [12] R. Pakmor, M. Kromer, S. Taubenberger, S. A. Sim, F. K. Röpke, and W. Hillebrandt. Normal Type Ia Supernovae from Violent Mergers of White Dwarf Binaries. *The Astrophysical Journal Letters*, 747:L10, March 2012.
- [13] R. Pakmor, M. Kromer, S. Taubenberger, and V. Springel. Helium-ignited Violent Mergers as a Unified Model for Normal and Rapidly Declining Type Ia Supernovae. *The Astrophysical Journal Letters*, 770:L8, June 2013.
- [14] M. M. Phillips. The absolute magnitudes of Type IA supernovae. *The Astrophysical Journal Letters*, 413:L105–L108, August 1993.
- [15] F. K. Roepke. Combustion in thermonuclear supernova explosions. *ArXiv e-prints*, March 2017.
- [16] W. Schmidt, J. C. Niemeyer, W. Hillebrandt, and F. K. Röpke. A localised subgrid scale model for fluid dynamical simulations in astrophysics. II. Application to type Ia supernovae. *Astronomy & Astrophysics*, 450:283–294, April 2006.
- [17] I. R. Seitenzahl, G. Cescutti, F. K. Röpke, A. J. Ruiter, and R. Pakmor. Solar abundance of manganese: a case for near Chandrasekhar-mass Type Ia supernova progenitors. *Astronomy & Astrophysics*, 559:L5, November 2013.
- [18] I. R. Seitenzahl, F. Ciaraldi-Schoolmann, F. K. Röpke, M. Fink, W. Hillebrandt, M. Kromer, R. Pakmor, A. J. Ruiter, S. A. Sim, and S. Taubenberger. Three-dimensional delayed-detonation models with nucleosynthesis for Type Ia supernovae. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 429:1156–1172, February 2013.
- [19] I. R. Seitenzahl and D. M. Townsley. Nucleosynthesis in thermonuclear supernovae. *ArXiv e-prints*, April 2017.

- [20] M. H. van Kerkwijk. Merging white dwarfs and thermonuclear supernovae. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 371:20120236–20120236, April 2013.
- [21] B. Wang, Z. Liu, Y. Han, Z. Lei, Y. Luo, and Z. Han. Birthrates and delay times of Type Ia supernovae. *Science China Physics, Mechanics, and Astronomy*, 53:586–590, March 2010.
- [22] J. C. Wheeler, D. Branch, and S. W. Falk, Jr. Workshop Critique - Type-I Supernovae. In J. C. Wheeler, editor, *Texas Workshop on Type I Supernovae*, page 199, 1980.
- [23] H. Yamaguchi, C. Badenes, A. R. Foster, E. Bravo, B. J. Williams, K. Maeda, M. Nobukawa, K. A. Eriksen, N. S. Brickhouse, R. Petre, and K. Koyama. A Chandrasekhar Mass Progenitor for the Type Ia Supernova Remnant 3C 397 from the Enhanced Abundances of Nickel and Manganese. *The Astrophysical Journal Letters*, 801:L31, March 2015.

Ringraziamenti

Desidero ringraziare anzitutto la professoressa Paola Marigo, relatrice di questa tesi, per la sua competenza, cortesia e disponibilità.

Ringrazio i miei genitori, che mi hanno consentito di dedicarmi completamente allo studio di ciò che amo.

Ringrazio mio fratello, che nonostante i suoi soverchianti impegni è sempre il primo a darmi una mano.

Infine, un sentito ringraziamento va a tutti i miei compagni di corso, per aver reso questi tre anni un grande percorso di crescita personale, oltre che accademica.