

ALMA Mater Studiorum
Università degli Studi di Bologna

SCUOLA DI SCIENZE

Corso di Laurea in Astronomia

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Supernovae di Tipo Ia: sistemi progenitori e
modelli di esplosione

Elaborato Finale

Candidato:
Marco Resta

Relatore:
Prof. Francesco R. Ferraro
Co-relatore:
Dott.ssa Barbara Lanzoni

Sessione III°
Anno Accademico 2012/2013

ad Oronzo e Lucia

Indice

1	INTRODUZIONE	1
1.1	Cenni storici	1
1.2	Problematiche	3
2	CARATTERISTICHE OSSERVATIVE	5
2.1	Curve di luce	5
2.1.1	Fase di crescita	5
2.1.2	Fase di massimo	7
2.1.3	Secondo massimo	7
2.1.4	Declino finale	7
2.1.5	Curve di luce bolometriche	9
2.2	Luminosità	10
2.3	Caratteristiche Spettrali	10
2.4	Vincoli per i modelli di esplosione	12
3	PROGENITORI	13
3.1	Modelli <i>Chandrasekhar mass</i> :	
	Single - Degenerate Scenario	14
3.1.1	Ipotesi di vento	14
3.1.2	Sistema Nana Bianca + Gigante Rossa (WD + RG)	14
3.1.3	Sistema Nana Bianca + Stella di Sequenza Principale (WD + MS)	16
3.2	Modelli <i>Chandrasekhar mass</i> :	
	Double - Degenerate Scenario	18
3.2.1	Importanza della fase di inviluppo comune	18
3.2.2	Scenari evolutivi per la formazione di sistemi DWD	19
	Common Envelope Channel	19
	Stable mass transfer channel	21
	Formation Reversal Channel	22
3.2.3	Interrogativi	23
3.3	Modelli <i>sub-Chandrasekhar mass</i> :	
	Double - Detonation Scenario	23
3.3.1	Trasferimento di massa da stella <i>helium-burning</i> :	23

3.3.2	Trasferimento di massa da stella <i>semi-degenere</i> :	24
4	MODELLIZZARE L'ESPLOSIONE	25
4.1	Idrodinamica dell'esplosione	26
4.1.1	Equazioni reattive di Eulero	26
4.1.2	Onde d'urto	28
4.2	Modelli di trasferimento radiativo	30
4.3	Modelli M_{Ch} <i>delayed-detonation</i>	31
4.4	Modelli <i>sub-M_{Ch} double detonation</i>	35
4.5	Modelli a merging violento	38
4.6	Un esempio di modello a pura deflagrazione: modellizzare eventi peculiari SN 2002cx- <i>like</i>	41
5	CONCLUSIONI	43
	Bibliografia	46

Capitolo 1

INTRODUZIONE

1.1 Cenni storici

Cambiamenti repentini nell'aspetto del cielo notturno, soprattutto se visibili ad occhio nudo, hanno sempre dato adito a speculazioni e ricerca di spiegazioni.

Nonostante “nuove stelle”, sia nella forma di novae che di supernovae, siano state osservate per migliaia di anni, l'era moderna della ricerca nel campo delle supernovae è cominciata poco più di un secolo fa, il 31 Agosto 1885, quando Hartwig scoprì una “nova” vicino al centro della galassia di Andromeda che divenne invisibile nell'arco di circa 18 mesi. Nel 1920 Lundmark stimò che la distanza di M31 doveva essere di circa 7×10^5 lyr, divenne allora ovvio che la “nova” di Hartwig doveva essere stata oltre 1000 volte più luminosa di una normale nova (Lundmark 1920). Fu sempre Lundmark (1921) che suggerì una correlazione tra la supernova osservata dagli astronomi cinesi nel 1054 e la nebulosa del Granchio.

Un evento simile a SN 1885A fu osservato nel 1895 in NGC 5253 (“nova” Z Centauri); questa volta la “nuova stella” era 5 volte più luminosa dell'intera galassia ma si dovette aspettare fino al 1934 per avere una chiara distinzione tra novae e supernovae. Ricerche sistematiche, portate avanti soprattutto da Zwicky, portarono alla scoperta di 54 supernovae fino al 1956 e, grazie ai miglioramenti nelle tecniche osservative, 82 ulteriori supernovae furono scoperte negli anni tra il 1958 e il 1963, tutte naturalmente in galassie esterne.

Fino al 1937 spettri di supernovae era molto rari e ciò che si riusciva ad evincere non si discostava particolarmente dalle comuni novae. Una svolta decisiva avvenne con SN 1937c in IC 4182, supernova particolarmente luminosa ($m_V \simeq 8.4$) che presentava caratteristiche spettrali molto differenti da qualsiasi altro oggetto precedentemente osservato. Tutte le supernovae scoperte negli anni successivi presentavano minime differenze nella luminosità massima e gli spettri successivi al massimo di luminosità apparivano molto simili ad un dato tempo. Basandosi su queste caratteristiche di omogeneità Wilson and Zwicky, intorno al 1939, suggerirono l'utilizzo delle supernovae come indicatori di distanza.

Nel 1940 divenne chiaro che dovevano esistere almeno due classi distinte di supernovae. SN1940c in NGC 4725 presentava uno spettro profondamente differente da tutte le supernovae fino ad allora osservate. Fu Minkowski nel 1940 ad introdurre la distinzione tra supernovae di **Tipo I** per quelle con spettri simili a SN1937c e di **Tipo II** per eventi

simili a SN1940c ossia rispettivamente per spettri senza e con la presenza delle righe di Balmer dell'idrogeno attorno al picco di luminosità. Questa distinzione sopravvisse fino a che, negli anni '80, ci si accorse che un certo numero di SNe I "peculiari" non presentavano, nello spettro vicino al picco di luminosità, la tipica riga di assorbimento del silicio a $\lambda \sim 6150\text{\AA}$. D'altro canto esibivano righe di emissione proibite del Ca e O invece di quelle tipiche del ferro delle SNe I. Analisi successive e più approfondite portarono, infine, ad una nuova suddivisione basata sullo spettro "near maximum": le supernovae di tipo I che presentavano forti righe dell'elio furono etichettate SNe **Ib**, le altre SNe **Ic**. Negli stessi anni anche le supernovae di tipo II vennero suddivise in tipo **II P** e **II L**, con P e L acronimo di, rispettivamente, *Plateau* e *Lineare*, secondo la classificazione di Dogget & Branch (1985) (fig. 1.1):

- SN II P : In banda B la luminosità, dopo il massimo, decresce fino a presentare un evidente plateau tra ~ 40 e ~ 80 giorni.
- SN II L : Presentano un declino di luminosità post-massimo quasi lineare, sia in banda B che in V.

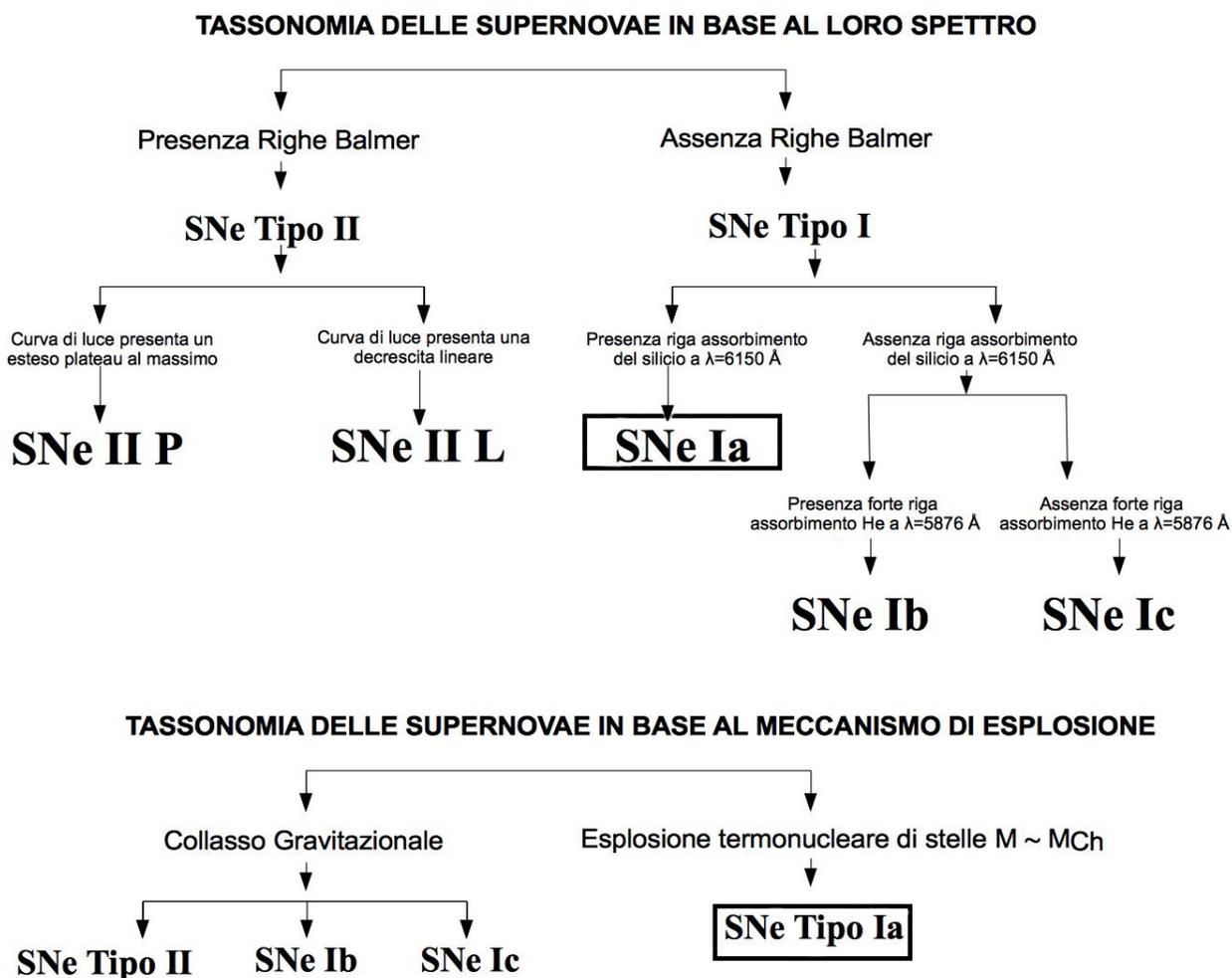


Figura 1.1. Classificazione delle supernovae in relazione allo spettro e al differente meccanismo di esplosione

Tuttavia, una classificazione delle supernovae basata esclusivamente sulle caratteristiche spettrali può risultare fuorviante nell’ottica dell’individuazione di differenti sistemi progenitori. In tal senso, l’attuale classificazione si basa invece sul processo di esplosione: **SNe ”CC”** (*core collapse*) per indicare eventi di supernova derivanti da collasso gravitazionale di stelle massicce (SN II, SN Ib, SN Ic) e **SNe ”Th”** (*thermonuclear*) per le supernovae originate dall’esplosione termonucleare di stelle con $M \sim M_{Ch}$ ($M_{Ch} \sim 1.4M_{\odot}$, massa di Chandrasekhar), ossia le supernovae di tipo Ia, oggetto di questo lavoro di tesi. Proprio in quest’ultimo ambito, Howler & Foley (1960) furono i primi a scoprire che i processi di bruciamento termonucleare nel core di una stella degenerare possono innescare un’esplosione ed eventualmente distruggere la stella. Insieme all’idea che le curve di luce siano alimentate dall’energia prodotta dal decadimento del ^{56}Ni , questo rappresenta lo scenario maggiormente accettato per descrivere le **SNe Ia**.

1.2 Problematiche

Oggi le supernovae di tipo Ia giocano un ruolo tanto importante quanto enigmatico in astrofisica. Se da un lato la loro relativa omogeneità le ha candidate a indicatori di distanza in cosmologia osservativa, dall’altra proprio l’enorme interesse per questo tipo di oggetti ha portato ad una profonda e vasta indagine osservativa che nell’ultimo decennio ha chiaramente evidenziato proprietà divergenti e comunque variabilità tra le SNe Ia. Mentre l’omogeneità ha ispirato il modello di SNe Ia come risultato dell’esplosione di nane bianche approssianti la massa di Chandrasekhar, la scoperta di questa eterogeneità suggerisce multipli progenitori e/o meccanismi di esplosione.

Dopo i lavori pionieristici di Arnett alla fine degli anni ’60, le simulazioni numeriche sono state fondamentali per la modellizzazione delle supernovae. Fino agli anni ’90 si era limitati a simulazioni lungo una sola dimensione spaziale; ciò impediva una trattazione realistica dei meccanismi di esplosione multidimensionali di questi oggetti.

Dopo le prime simulazioni multidimensionali giunte negli anni novanta, la modellizzazione della fisica delle esplosioni ha avuto un sostanziale balzo in avanti mentre la questione dei progenitori delle SNe Ia è ancora un problema fondamentale.

È ormai ampiamente accettato che questi eventi derivino dall’esplosione termonucleare di nane bianche di carbonio-ossigeno (di seguito CO WDs). Questo scenario è stato recentemente confermato da Bloom et al. (2012) e Nugent et al. (2011) che, a partire da osservazioni degli stadi iniziali del processo, hanno concluso che l’oggetto esploso come SN Ia 2011fe era a tutti gli effetti una stella compatta. Ma, dato che le nane bianche sono oggetti definitivamente stabili, una qualche sorta di interazione con un’altra stella è necessaria per spiegare l’esplosione della supernova; ad oggi infatti si associa la natura delle SNe Ia ai sistemi binari anche se si è ancora lungi dal poter stabilire univocamente quale sia la natura della stella compagna.

Tradizionalmente si distinguono due tipi di sistemi progenitori:

- *Single-Degenerate Progenitor* in cui la nana bianca accresce materiale da una stella di sequenza principale o una gigante rossa.
- *Double-Degenerate Progenitor* che prevede interazione e fusione di due nane bianche.

Ad oggi non è ancora chiaro se solo una di queste due possibilità si realizzi o se entrambe contribuiscano alla classe delle SNe Ia. L'approccio a questo problema avviene da differenti prospettive: innanzitutto la mole di dati osservativi sempre più precisi vincola ulteriormente la fisica delle SNe Ia; inoltre un confronto tra la frequenza di esplosione e lo studio statistico sul tempo che intercorre tra la formazione dei sistemi progenitori e l'evento esplosivo (*delay time*) può aiutare a identificare uno o più progenitori dominanti. Questi dati possono quindi essere confrontati con i risultati dei calcoli sulla sintesi di sistemi binari.

Un'altra possibilità è quella di prevedere differenti meccanismi di esplosione nelle simulazioni idrodinamiche; questi, combinati con calcoli di trasferimento radiativo, restituiscono dei risultati direttamente comparabili con i dati osservativi delle SNe Ia.

Capitolo 2

CARATTERISTICHE OSSERVATIVE

La ricerca di Supernovae di tipo Ia ha sperimentato una fase di formidabile sviluppo negli ultimi 15 anni. Questo è dovuto principalmente al loro ruolo di candele standard per la misura del rate di espansione cosmologico e la sua variazione nel tempo (Phillips 1993, Goobar & Leibundgut 2011). La scoperta che l'Universo ha attraversato una fase di espansione accelerata a $z \simeq 0.5$ dovuto all'azione di una forma sconosciuta di "energia oscura" è valsa il Premio Nobel per la Fisica nel 2011 a Saul Perlmutter, Adam Riess e Brian Schmidt.

2.1 Curve di luce

Le curve di luce rappresentano una delle principali fonti di informazione per le supernovae; solitamente sono osservate attraverso filtri ottici ad ampia banda, seguendo il sistema di Bessel (1990) che combina i precedenti Johnson (1954) e Cousins (1980). Osservazioni in banda **UBVRI** sono state eseguite su supernovae vicine e particolarmente luminose; il numero è considerevolmente ridotto per quanto riguarda osservazioni attraverso i filtri **JHK** nel vicino infrarosso.

Una curva di luce caratteristica di una SNe Ia attraverso diversi filtri è riportata in figura 2.1 (Suntzeff et al. 1999, Jha et al. 1999, Hernandez et al. 2000); si è soliti riferire la luminosità assoluta delle SNe Ia al picco di luminosità in banda **B**.

2.1.1 Fase di crescita

Il raggiungimento della fase di massimo è così veloce che solo in poche occasioni è stato possibile osservare i primi stadi del fenomeno; una di queste è stata l'esplosione di una seconda SNe Ia nell'arco di 100 giorni nella stessa galassia (SN 1980N e SN 1981D). Ulteriori osservazioni simili sono state catalogate per un numero ristretto di oggetti (SN 1971G: -17 giorni, Barbon et al. 1973b; SN 1962A: -16 giorni, 1967; SN 1979B: -16 giorni, 1982; SN 1999cl: -16 giorni, 2000).

È quindi chiaro che le SNe Ia raggiungono il massimo in banda **B** in poco più di 18 giorni. La crescita è particolarmente ripida con un aumento di luminosità di circa

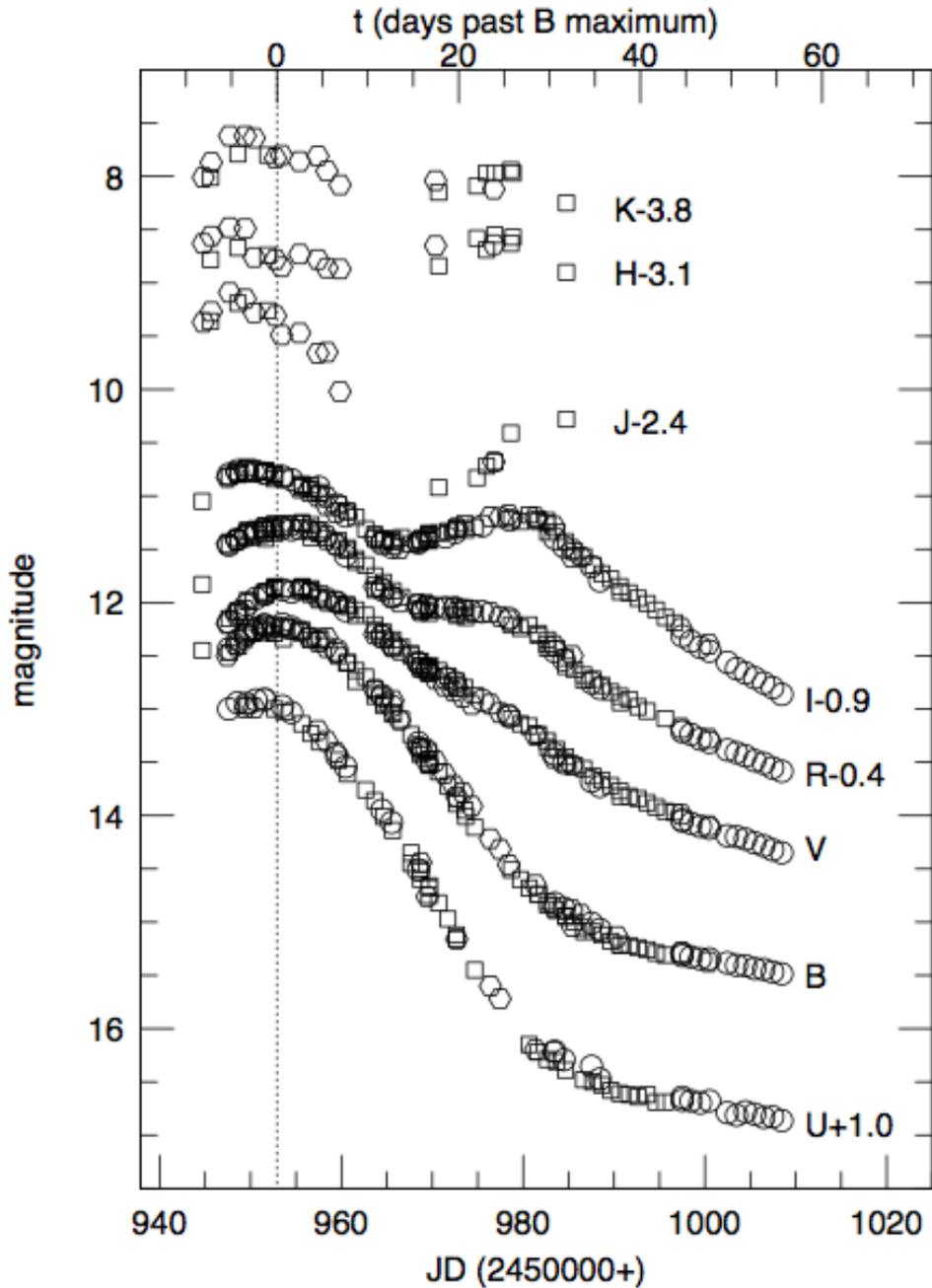


Figura 2.1. Curve di luce in banda ottica e nel vicino infrarosso per SN 1998 bu. Le differenti figure geometriche appartengono a differenti set di dati (cerchi: Suntzeff et al. (1999); quadrati: Jha et al. (1999); esagoni: Hernandez et al. (2000))

mezza magnitudine al giorno fino a 10 giorni prima del picco (SN 1990N, Riess et al. 1999b). La curva di luce pre-massimo può essere approssimata come una funzione di t^2 (Riess et al. 1999b).

2.1.2 Fase di massimo

La fase di massimo comincia circa 5 giorni prima del picco in B ; a questo punto una supernova ha praticamente raggiunto il suo massimo di luminosità nel vicino IR. Nonostante ci sia discreta variabilità per quanto concerne il raggiungimento del massimo attraverso i differenti filtri, appare comunque chiaro che nella maggioranza dei casi le SNe Ia raggiungano il massimo prima in I che nel B . Un'eccezione è rappresentata da SN 1999bg che raggiunse il massimo in I circa 6 giorni prima che nel B , questo in netto contrasto con un altro oggetto della stessa classe, SN1997cn che raggiunse invece il massimo attraverso tutti i filtri nel giro di un paio di giorni.

In questa fase la curva di luce può essere discretamente approssimata da una gaussiana. (Vacca Leibundgut 1996).

L'evoluzione dei colori è molto rapida; se nella fase di pre-massimo apparivano abbastanza costanti, in questo frangente essi passano dal blu ($B - V \approx -0.1$) dei 10 giorni precedenti al massimo, al rosso ($B - V \approx 1.1$) dei 30 giorni successivi; gli altri colori seguono un'evoluzione simile seppur non così drastica ($V - R, R - I$, Ford et al. 1993). Una forte variazione si può osservare nel $J - H$ (da -0.2 a 1.3) mentre in $H - K$ varia molto più lievemente (da 0.2 a -0.2 , Meikle 2000) e rappresenta l'unico intervallo in cui la supernova diventa più blu. Sempre in questa banda le differenze tra le singole supernovae possono essere rilevanti (Meikle 2000).

Raggiunto il massimo, i tipici valori di $B - V$ corretti per l'assorbimento sono dell'ordine di -0.07 ± 0.03 ; per $V - I$ sono intorno a -0.32 ± 0.04 e dipendono leggermente dalla forma della curva di luce.

Dopo il massimo le supernovae vanno lentamente incontro ad una fase di declino alle lunghezze d'onda ultraviolette e blu (UV e B) mentre le lunghezze d'onda più lunghe mostrano un rallentamento del declino dopo 20 giorni (V), una gobba (R) ed un secondo massimo (IJK). L'epoca del secondo massimo in I è legato ad altri parametri, in particolare al rate di declino ed al picco di luminosità.

2.1.3 Secondo massimo

Un secondo picco ben pronunciato è stato osservato nelle curve di luce in I e lunghezze d'onda maggiori (Ford et al. 1993, Meikle 2000); l'origine di questo fenomeno non è ancora chiara. La curva di luce in banda I picca tra i 21 (SN 1994D) e i 30 (SN 1994ae) giorni dopo il massimo in B , circa 29 giorni in J , 25 in H e 21 in K , con un minimo di variabilità tra oggetti differenti.

Il secondo picco è stato invece del tutto assente nelle curve di luce di SN 1991bg e SN 1997cn.

2.1.4 Declino finale

Dopo circa 50 giorni le curve di luce attraversano una fase di declino esponenziale in luminosità. Tra 50 e 100 giorni il rate di declino è praticamente identico per tutte le SNe Ia e ammonta a circa 0.014 mag/day per le curve in B , 0.028 mag/day per quelle in V e 0.042 mag/day in I . Le curve di luce in IR sono state osservate per un numero considerevolmente minore di oggetti e fino a 100 giorni dopo il massimo, il rate di declino è abbastanza costante: circa 0.043 mag/giorno in J , 0.040 mag/giorno per

H e *K*. Non molte SNe Ia sono state osservate dopo questo intervallo di tempo. 150 giorni dopo il massimo in *B* una tipica supernova ha una luminosità circa 5 magnitudini inferiori rispetto al picco e la maggior parte è scomparsa nel bagliore della galassia ospite. I pochi oggetti osservati più a lungo hanno evidenziato una variazione di pendenza nei filtri *V*, *R* e *I* tra i 120 e i 140 giorni quando il declino rallentava rispettivamente a 0.014, 0.015 e 0.011 mag/day (Fig 2.2; Doggett & Branch 1985, Lira et al. 1998).

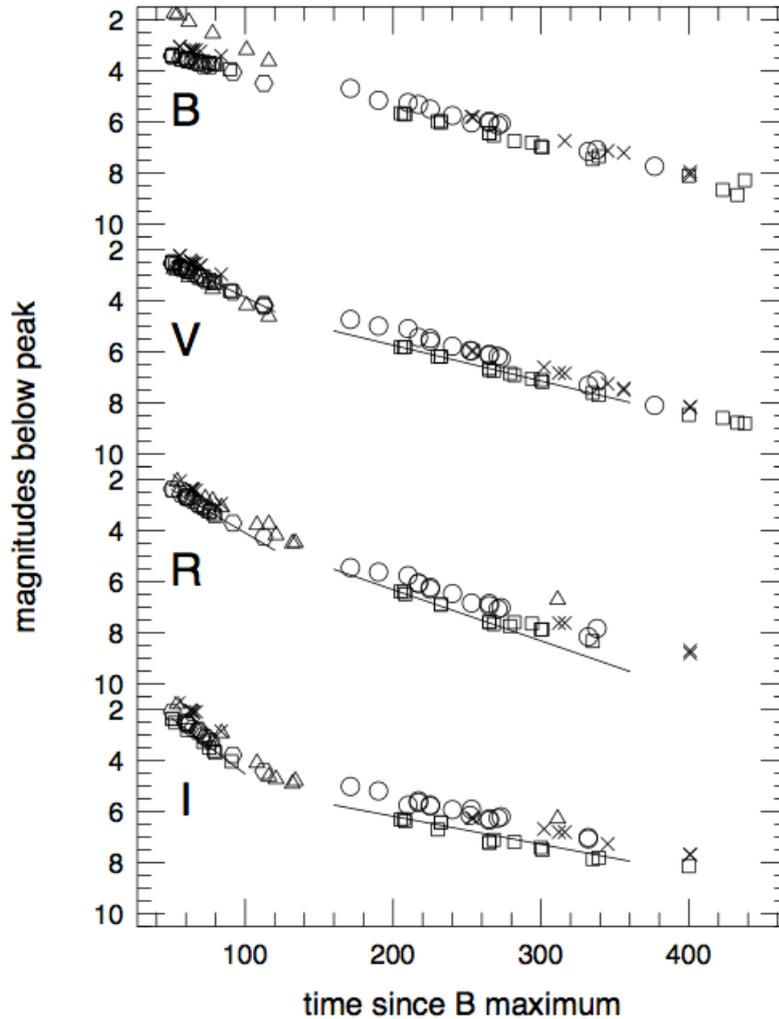


Figura 2.2. Curve di luce in banda ottica tra 100 e 200 giorni dopo il massimo. Sono riportati i dati relativi ai seguenti eventi: SN 1992A (quadrati), SN 1994D (esagoni), SN 1991T (croci), SN 1990N (cerchi), SN 1986G (triangoli; solo nel V), and SN 1989B (triangoli; solo in R e I). I segmenti sono fit sui dati di SN 1992A.

Un caso a parte è rappresentato da SN 1991T che fu osservata per oltre 1000 giorni; dopo circa 600 giorni si è osservato un appiattimento delle curve in *B*, *V* e *R* con una luminosità residua probabilmente dovuta ad una eco di luce prodotta dagli strati di polvere davanti alla supernova.

2.1.5 Curve di luce bolometriche

Dato che circa l'80% della luminosità bolometrica è emessa tra 3000 e 10000 Å, il flusso integrato in banda *UVOIR* rappresenta una quantità fisicamente rilevante perchè, anche se è legato a diversi fenomeni, in primis alla quantità di ^{56}Ni prodotto, non dipende dalla lunghezza d'onda specifica dei fotoni emessi. Si esclude volontariamente il contributo dei raggi γ , il il contributo dell' *UV* è circa del 10% nel massimo e anche l' *IR* non contribuisce significativamente. Le curve di luce bolometriche coprono un intervallo temporale che va da circa 10 giorni prima del massimo fino ad un centinaio di giorni dopo; la caratteristica più interessante e comune a tutte le SNe Ia (esclusa SN 1991bg) è la seconda gobba che appare tra i 20 e i 40 giorni successivi al massimo (Contardo et al. 2000).

In figura 2.3 è mostrata la curva di luce bolometrica di SN 1998bu (Contardo, 2000). La seconda gobba diviene visibile dopo circa 30 giorni dal massimo; il contributo del vicino infrarosso in banda *JHK* è di circa il 5% nel picco e aumenta man mano che la supernova diventa più rossa.

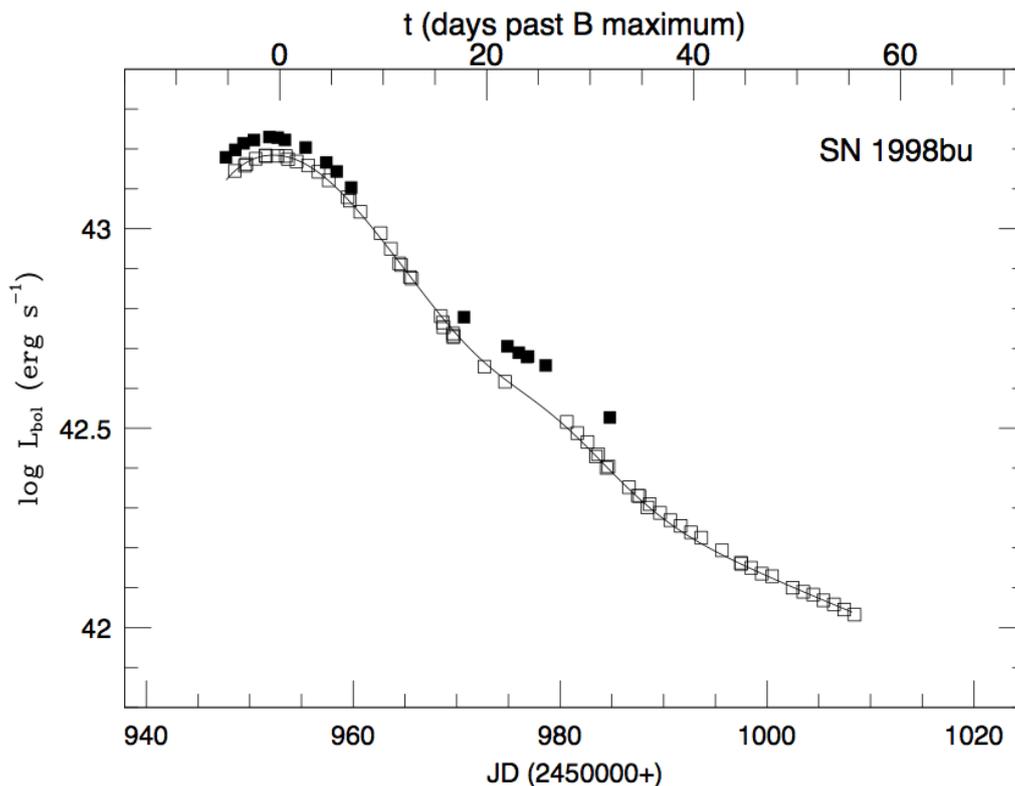


Figura 2.3. Curva di luce bolometrica per SN 1998bu (Contardo 2000). I quadrati vuoti mostrano il flusso integrato in *UBVRI* mentre quelli neri mostrano la curva di luce bolometrica con incluso il contributo in *JHK*.

La fase di picco è leggermente asimmetrica; sono infatti necessari dai 7 agli 11 giorni per raddoppiare la luminosità prima del massimo e dai 10 ai 15 per dimezzarla successivamente a quest'ultimo (Contardo et al. 2000); questo intervallo temporale appare ridotto per oggetti più luminosi. Inoltre per questi ultimi anche la seconda gobba, che

comunque presenta profonda variabilità tra le varie supernovae, si presenta più tardi. La fase di declino è simile per tutte le SNe Ia: il rate di declino del flusso bolometrico tra 50 e 80 giorni dopo il massimo è di circa 0.026 ± 0.002 mag/giorno; ancora una volta SN 1991bg rappresenta un'eccezione con un declino di 0.030 mag/giorno in questa fase.

2.2 Luminosità

La luminosità massima rappresenta uno degli strumenti più importanti per lo studio dell'energetica delle supernovae e per il loro utilizzo come indicatori di distanza. I dati più precisi derivano dalle poche SNe Ia abbastanza vicine da poterne ricavare la distanza con le Cefeidi; in questo frangente è stato misurato un valore di $M_B = -19.5 \pm 0.1$ e $M_V = -19.5 \pm 0.1$ per un set di 8 supernovae. Normalizzazioni della luminosità delle SNe Ia a differenti rate di declino evidenziano leggere discrepanze sui valori di M_B , M_V , M_I etc. ; colpisce però quanto piccola sia la differenza nei dati osservati, anche prima di correggere le curve di luce per fattori quali l'assorbimento dovuto alla galassia ospite. Questa discrepanza ammonta a meno di 0.50 magnitudini in B e V.

La luminosità bolometrica è stata misurata per un numero esiguo di oggetti, con valori tipici di 10^{43} erg s⁻¹ (Contardo et al. 2000). Eventi più deboli come SN 1991bg sono in genere decisamente meno luminosi ($\sim 2 \times 10^{42}$ erg s⁻¹), quelli più luminosi raggiungono valori di poco superiori a 2×10^{43} erg s⁻¹ (SN 1991T).

2.3 Caratteristiche Spettrali

L'evoluzione spettrale di una Supernova Ia è caratterizzata dall'assenza di righe di assorbimento dell'idrogeno e dell'elio in ogni fase e da un profilo essenzialmente di tipo P-Cygni. La profonda e distinta riga di assorbimento intorno a 6100Å, derivante dal blend blueshiftato delle righe del doppietto del Si_{II} a $\lambda\lambda 6347\text{Å}$ e $\lambda 6371\text{Å}$, ha rappresentato per lungo tempo la caratteristica distintiva delle SNe Ia. Ben definite sono anche le righe del Ca_{II} ($\lambda\lambda 3934\text{Å}$, 3968Å e $\lambda 8579\text{Å}$), Si_{II} ($\lambda 3858\text{Å}$, $\lambda 4120\text{Å}$, $\lambda 5051\text{Å}$, e $\lambda 5972\text{Å}$), Mg_{II} ($\lambda 4481\text{Å}$), S_{II} ($\lambda 5468\text{Å}$ e $\lambda 5612\text{Å}$ e $\lambda 5654\text{Å}$) e O_I ($\lambda 7773\text{Å}$). Rilevante anche la presenza di righe del Ni, Fe, e Co che tendono a diventare più importanti dopo il picco; nella fase nebulare lo spettro è dominato da emissioni di Fe_{II} e Fe_{III} le velocità di espansione che si ossevano dalle righe variano tra 10000 e 15000 km s⁻¹.

In fig. 2.4 sono riportati degli spettri per alcune SNe Ia.

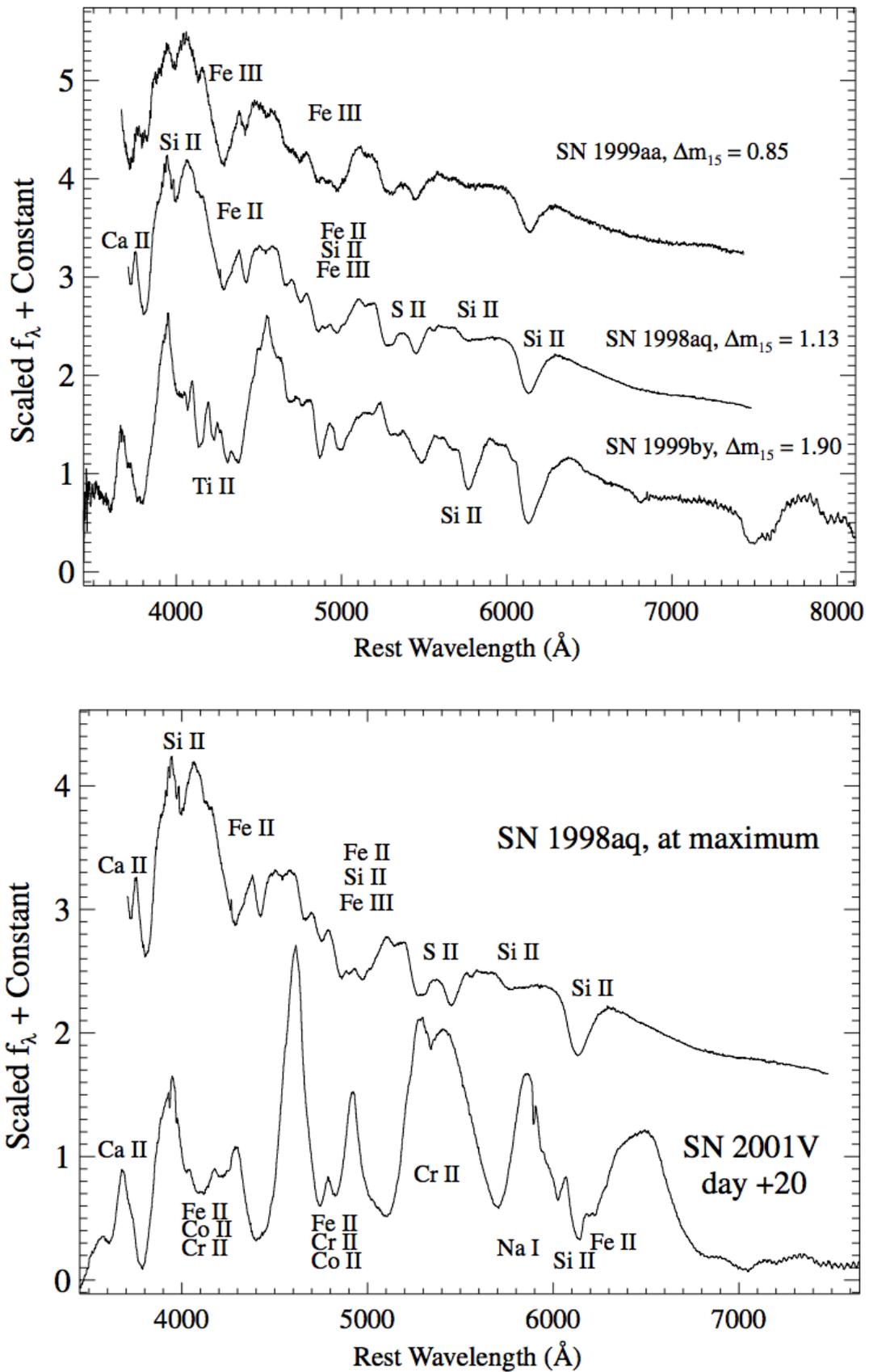


Figura 2.4. Spettri di SNe 1998aq, 1999aa, and 1999by al massimo in banda B; spettro di SN 1998aq al massimo in B-band, spettro di SN 2001V 20 giorni dopo il massimo in B-band. Il flusso normalizzato f_λ è in unità di f_λ ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$)

2.4 Vincoli per i modelli di esplosione

Ogni meccanismo di esplosione proposto per le SNe Ia, deve soddisfare i seguenti requisiti:

- **Consistenza tra composizione e velocità del materiale espulso, e gli spettri e le curve di luce osservati:**

L'esplosione deve essere abbastanza potente e generare il corretto quantitativo di elementi di massa intermedia ad alta velocità negli strati esterni. Inoltre le abbondanze isotopiche delle SNe Ia “normali” non devono differire in modo sostanziale da quelle che si riscontrano nel sistema solare.

- **Robustezza del modello:**

Dovendo dar conto della relativa omogeneità di gran parte delle SNe Ia, il modello non può essere troppo sensibile a piccole variazioni di parametri o di condizioni iniziali.

- **Variabilità intrinseca:**

Pur dovendo essere robusto rispetto alle piccole fluttuazioni, deve almeno contenere un parametro che tenga conto della inomogeneità degli oggetti, in primis la differente potenza delle esplosioni.

Un altro approccio a questo problema è prevedere nel modello la possibilità di diversi progenitori.

Queste richieste sono necessarie ma probabilmente non sufficienti.

Capitolo 3

PROGENITORI

Nonostante ad oggi l'ipotesi ampiamente accettata per l'origine delle SNe Ia sia l'esplosione di nane bianche di carbonio-ossigeno (CO WDs), i meccanismi attraverso cui la stella raggiunge le condizioni critiche affinché questo avvenga sono ancora poco chiari; sicuramente essa ha bisogno di una stella vicina da cui poter accrescere materia.

Sono stati proposti principalmente due modelli come progenitori delle Supernovae Ia:

- **Modelli *Chandrasekhar mass***, in cui una nana bianca di carbonio ossigeno accresce massa fino a raggiungere un valore critico vicino al limite di Chandrasekhar $M_{Ia} \simeq 1.37 - 1.38M_{\odot}$ ed esplosione come SNe Ia (Nomoto et al. 1984). Per questi tipi di modello sono stati proposti due scenari:
 - **Single Degenerate Scenario**, dove si prevede l'accrescimento di materia attraverso il trasferimento di massa da una stella compagna in un sistema binario (Nomoto 1982)
 - **Double Degenerate Scenario**, in cui si prevede il merging di CO WD in un sistema binario la cui massa totale supera M_{Ch} e il cui periodo orbitale è abbastanza breve (dell'ordine del giorno) da permettere un merging in un tempo inferiore al tempo di Hubble (Webbink 1984)
- **Modelli *sub-Chandrasekhar mass***, in cui una CO WD di massa inferiore a M_{Ch} accresce una shell di elio di circa $0.15M_{\odot}$ che comincia a bruciare *off-center*, ossia alla base dello strato, portando ad un processo conosciuto come *Indirect Double Detonation* (IDD) o *Edge Lit Detonation* (ELD) (Woosley & Weaver 1994).

3.1 Modelli *Chandrasekhar mass*: Single - Degenerate Scenario

In questo modello, la nana bianca esplose come Supernova di tipo Ia solo se il rate di accrescimento di massa (\dot{M}) rimane all'interno di uno stretto range (Nomoto 1982); se \dot{M} supera il valore critico \dot{M}_b (eq. 3.1), la materia accresciuta forma un involuppo comune (CE). Questo problema può essere aggirato nell'ipotesi di modello di vento per la nana bianca.

Per i sistemi binari in cui la WD accresce massa fino a M_{Ia} si ritengono plausibili due configurazioni:

- si considera un sistema binario costituito da una nana bianca che accresce massa da una compagna più massiccia che riempie il suo lobo di Roche; questa può essere una stella di sequenza principale abbastanza evoluta o una sotto-gigante (*Sistema WD+MS*)
- il sistema consiste invece di una WD e una gigante rossa meno massiccia che riempie il suo lobo di Roche (*Sistema WD+RG*)

3.1.1 Ipotesi di vento

Si definisce \dot{M}_b il rate per cui la massa di idrogeno accresciuta viene bruciata stabilmente in elio:

$$\dot{M}_b \approx 0.75 \times 10^{-6} \left(\frac{M_{WD}}{M_{\odot}} - 0.40 \right) M_{\odot} yr^{-1} \quad (3.1)$$

Se il rate di accrescimento \dot{M} supera il valore critico \dot{M}_b allora si riscontrano venti otticamente spessi. Se il vento è sufficientemente forte, si può evitare la formazione di un involuppo comune; la nana bianca aumenta costantemente la sua massa al rate \dot{M}_b tramite bruciamento stabile dell'idrogeno; l'eccesso di massa viene "soffiato" via dal vento. Il bruciamento stabile converte l'idrogeno in elio sul core di carbonio ossigeno, andando gradualmente ad incrementare la massa di questa shell di elio. Superato un certo valore si innescano deboli flash che espellono una frazione della massa mentre la maggior parte dell'elio può essere bruciato in carbonio e ossigeno andando ad aumentare la massa della nana bianca. Si evince quindi che venti forti da parte di una WD possono giocare un ruolo chiave nell'incrementare M_{WD} verso M_{Ia} .

3.1.2 Sistema Nana Bianca + Gigante Rossa (WD + RG)

Si elencano di seguito gli step evolutivi, dallo stadio zero-age main sequence (ZAMS, indica la linea del diagramma H-R dove stelle di massa diversa entrano nella sequenza principale) all'esplosione della Supernova Ia, di un sistema binario simbiotico costituito da una nana bianca e una gigante rossa poco massiva.

(A) ZAMS

- (B) La stella primaria entra per prima nel ramo asintotico delle giganti (AGB) e può essere soggetta a fasi vento stellare (forte o debole) alla fine di questo stadio evolutivo.
- (C) Il vento può rimuovere efficacemente il momento angolare orbitale. Come conseguenza le dimensioni del sistema si riducono notevolmente (di un fattore dieci o più), conducendo quindi ad un sistema binario compatto.
- (D) Sopravviene quindi una fase di involucro comune (CE); la stella AGB evolve in una CO WD e la secondaria, meno massiva, rimane sulla sequenza principale.
- (E) La stella secondaria evolve in gigante rossa formando un core di elio e riempiendo il suo lobo di Roche; inizia il trasferimento di massa che può divenire stabile grazie alla componente di vento soffiato in questa fase dalla CO WD.
- (F) La nana bianca ha accresciuto massa fino a M_{Ia} ed esplose come supernova di tipo Ia.

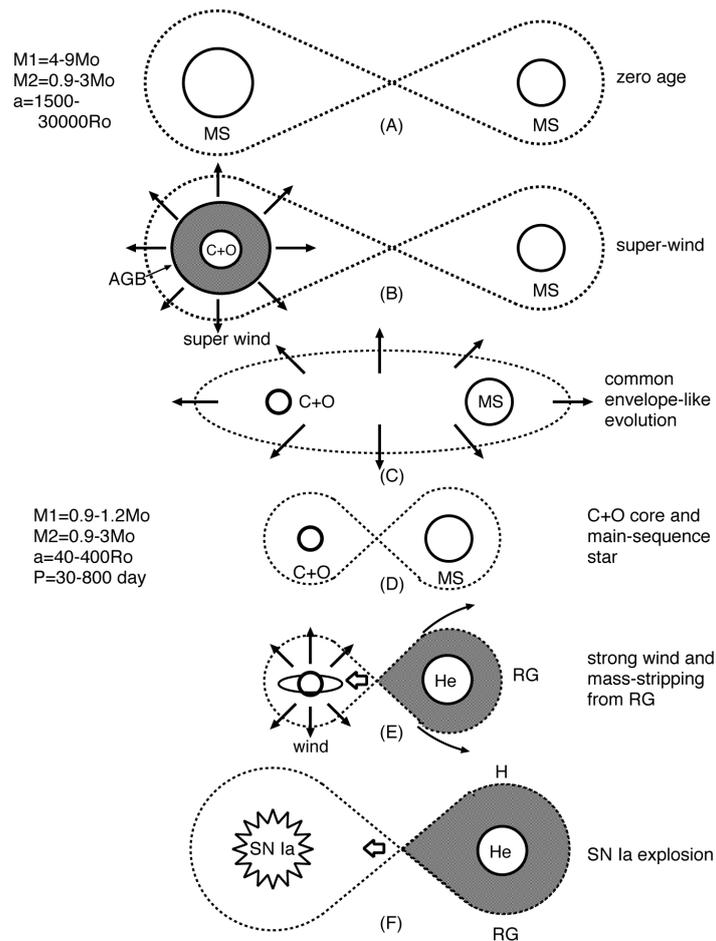


Figura 3.1. Evoluzione di un canale simbiotico WD+RG dallo stadio di zero-age main sequence fino all'esplosione di SNe Ia. (Nomoto, Umeda, Hachisu, Kato, Kobayashi, Tsujimoto: SN Ia)

Questo canale di progenitori per le SNe Ia potrebbe essere osservato come stelle simbiotiche, sorgenti di raggi X supermolliti o novae ricorrenti come T CrB o RS Oph, a seconda dello stato della componente di vento.

3.1.3 Sistema Nana Bianca + Stella di Sequenza Principale (WD + MS)

In questo caso la CO WD è originata da un processo più complesso della semplice evoluzione di una stella dopo la fase di AGB. Infatti, la stella ricca di elio che si forma dopo la fase di inviluppo comune, evolve in nana bianca al carbonio-ossigeno di massa $\sim 0.8 - 1.1M_{\odot}$ e trasferisce parte della shell di elio sulla stella secondaria di sequenza principale.

Come esempio di sistema si può considerare una coppia di stelle di sequenza principale con massa $M_1 \sim 7M_{\odot}$ e $M_2 \sim 2.5M_{\odot}$, distanziate inizialmente di $a_i \sim 50 - 600R_{\odot}$; in fig. 3.2 vengono riportati gli step evolutivi per questa configurazione fino all'esplosione della SNe Ia:

1. Stadio A-C: Quando il core di elio della primaria raggiunge $1.0M_{\odot} < M_{1,He} < 1.4M_{\odot}$, allora la stella riempie il suo lobo di Roche e il sistema entra in una fase di inviluppo comune, caratterizzato da un trasferimento di massa instabile. La fase CE fa anche sì che il sistema diventi compatto.
2. Stadio C-D: Dopo la fase di inviluppo comune il sistema consiste di stella di elio e una stella di sequenza principale; il sistema è decisamente compatto ($a_f \sim 3 - 40R_{\odot}$) con un periodo orbitale $P_{orb} \sim 0.4 - 20d$.
3. Stadio D: La stella primaria si contrae e inizia il bruciamento dell'elio, divenendo una stella *helium main-sequence*, fase in cui rimane approssimativamente per $\sim 10^7$ anni.
4. Stadio E: Esaurito il bruciamento dell'elio si sviluppa un core di carbonio-ossigeno; una volta che il core raggiunge la massa di $0.9 - 1.0M_{\odot}$, la stella evolve in gigante rossa e riempie nuovamente il suo lobo di Roche. Si ha quindi un trasferimento stabile (perchè $q = \frac{M_1}{M_2} < 0.79$) di elio alla stella secondaria; il rate di trasferimento è $\sim 1 \times 10^{-5} M_{\odot} yr^{-1}$, abbastanza basso perchè la stella di sequenza principale non cominci ad espandersi.
5. Stadio F: La stella secondaria ha ricevuto $0.1 - 0.4M_{\odot}$ di elio, diventando una stella *helium-rich*, come osservato nella nova ricorrente U Scorpii nella nostra galassia.
L'ultima esplosione di U Scorpii, il 28 Gennaio 2010, rappresenta ad oggi l'evento nova più accuratamente osservato nella storia dell'astronomia.
La stella primaria diventa una CO WD, durante il trasferimento di massa la separazione tra i due corpi celesti, e quindi il periodo orbitale, aumentano fino a raggiungere $P_{orb} \sim 0.5 - 40$ giorni.
6. Stadio G-J: Evolvendo, anche la stella secondaria riempie il suo lobo di Roche; in questa maniera la WD accresce massa ad un rate critico, espellendo materia

in eccesso tramite vento. M_{WD} cresce fino a raggiungere M_{Ia} e la nana bianca esplose come supernova di tipo Ia.

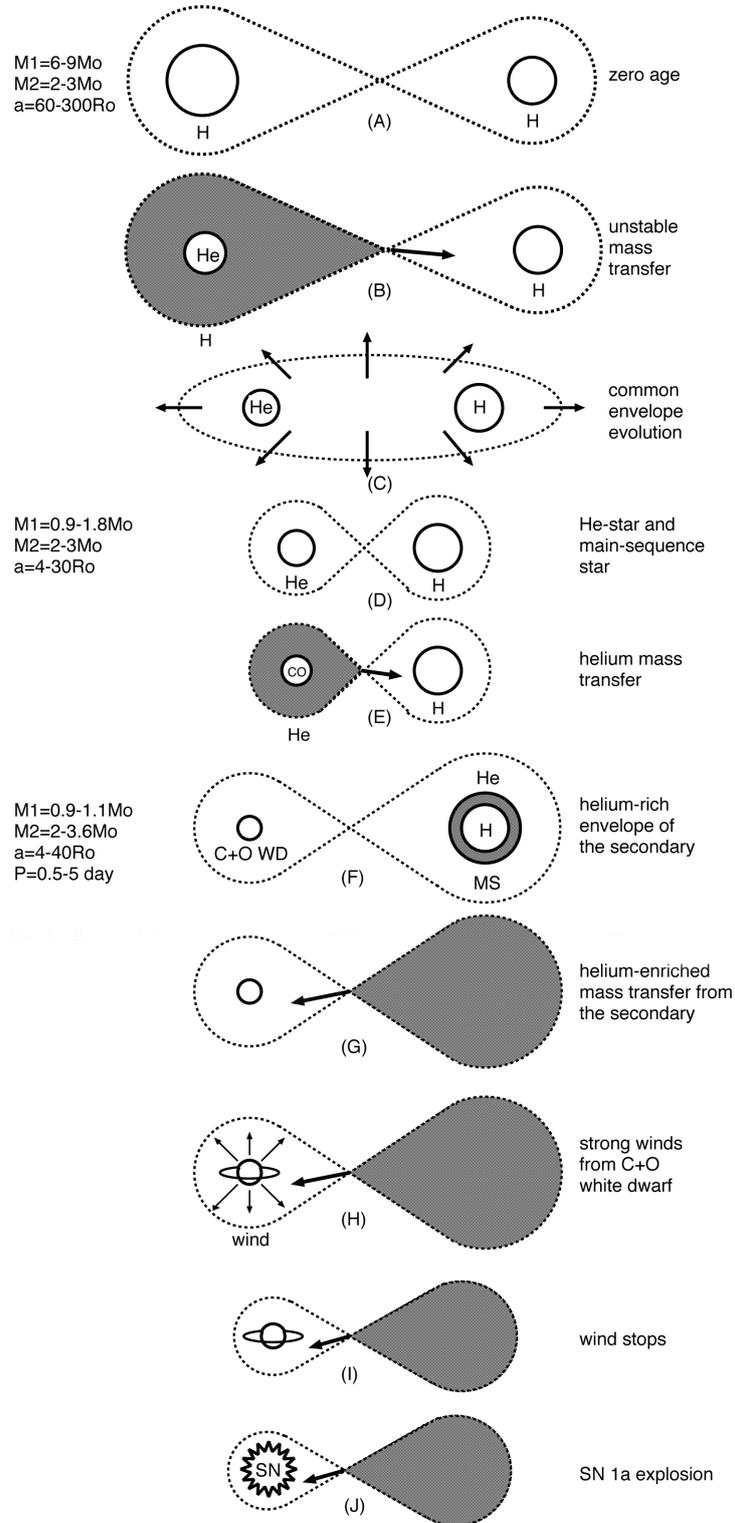


Figura 3.2. Evoluzione del canale WD+MS attraverso la fase di involucro comune, il trasferimento di elio fino all'evento esplosivo.

3.2 Modelli *Chandrasekhar mass*: Double - Degenerate Scenario

Nel modello DD, la SNe Ia è il risultato del merging di due nane bianche CO in un sistema binario compatto la cui massa totale è uguale o superiore a M_{Ch} (Webbink 1984). La separazione tra le due stelle viene ridotta a causa dell'emissione di onde gravitazionali su un tempo scala t_{GW} (Landau and Lifshitz, 1971):

$$t_{GW} = 8 \times 10^7 (yr) \times \frac{(M_1 + M_2)^{\frac{1}{3}}}{M_1 M_2} P^{\frac{8}{3}} (h) \quad (3.2)$$

Con P periodo orbitale in ore, t_{GW} in anni e M_1 e M_2 espresse in masse solari.

3.2.1 Importanza della fase di involuppo comune

Per giungere ad un sistema binario compatto di due nane bianche (DWDs, "double white dwarfs"), le stelle ZAMS devono andare incontro ad almeno due fasi di trasferimento di massa, il cui risultato è la perdita dell'involuppo di idrogeno. Inoltre, in almeno una di queste due fasi, il trasferimento di massa dalla stella più massiccia (primaria), e quindi più evoluta, alla compagna (secondaria, con massa minore) è dinamicamente instabile e conduce quindi ad una fase CE (Webbink 1984). I core delle due stelle si avvicinano all'interno dell'involuppo, espellendo materia attorno ad esse; a causa della considerevole perdita di massa e della dissipazione di momento angolare, anche la fase di involuppo comune gioca un ruolo chiave nell'evoluzione del sistema binario compatto, soprattutto per quanto riguarda il raggiungimento di un breve periodo orbitale delle WD.

Nonostante l'importanza assodata della fase CE e l'enorme sforzo perpetrato per giungere ad una comprensione esaustiva del fenomeno, le reali dinamiche fisiche che alla base dell'evento di involuppo comune non sono ancora chiare.

Differenti modelli sono stati proposti per l'evoluzione della fase di involuppo comune, questi sono basati sulla differente combinazione di due meccanismi:

- L' α - **formalism** (Webbink 1984) si basa sulla conservazione dell'energia orbitale; il parametro α descrive l'efficienza con cui l'energia orbitale viene dissipata nel dissolvimento dell'involuppo comune, secondo la seguente:

$$E_{gr} = \alpha(E_{orbit,init} - E_{orbit,final}) \quad (3.3)$$

dove E_{orbit} è l'energia orbitale e E_{gr} è l'energia di legame tra la massa dell'involuppo M_{env} e la massa della stella donatrice M .

E_{gr} è spesso approssimato dalla:

$$E_{gr} = \frac{GMM_{env}}{\lambda R} \quad (3.4)$$

con R raggio della stella donatrice e λ è un parametro che dipende dalla struttura di quest'ultima. Solitamente si assume $\alpha\lambda = 2$, valore dedotto da Nelemans et al. (2001) ricostruendo le fasi finali di trasferimento di massa per 10 DWDs conosciute.

- Il γ - *formalism* , introdotto sempre da Nelemans et al. (2001), prevede un trasferimento di massa instabile e non conservativo. Questa perdita di massa dissipa momento angolare linearmente, secondo la:

$$\frac{J_{iniz} - J_{final}}{J_{iniz}} = \gamma \frac{\Delta M}{M + m} \quad (3.5)$$

con J_{iniz} e J_{final} rispettivamente momento angolare del sistema binario pre e post trasferimento di massa, m massa della stella compagna.

Modelli differenti di evoluzione per il sistema binario differiscono nel trattamento delle fasi CE. In particolare nei *modelli* $\alpha\alpha$, si utilizza l' α - *formalism* per prevedere il risultato di ogni fase di involuppo comune mentre, per i modelli *modelli* $\gamma\alpha$, si usa il γ - *formalism* a meno che il sistema non contenga già un oggetto compatto o la fase CE non sia innescata da un'instabilità mareale invece che dall'instabilità dinamica derivante dal riempimento del lobo di Roche. Tipicamente la seconda fase di involuppo comune è descritta dall' α -formalism, che fornisce risultati consistenti con le osservazioni.

3.2.2 Scenari evolutivi per la formazione di sistemi DWD

Nella più classica delle ipotesi, un sistema DWD si forma in seguito a due successive fasi di involuppo comune in quello che si è soliti definire "common envelope channel". Mannekens et al. hanno proposto altri due canali la formazione di un sistema DWD, uno detto a "trasferimento di massa stabile" (stable mass transfer channel) e l'altro detto "formation reversal".

Common Envelope Channel

Rappresenta l'ipotesi "canonica": entrambe le stelle perdono il loro involuppo di idrogeno attraverso due fasi CE consecutive. Una evoluzione tipica di questa configurazione è riportata in figura 3.3 (Toonen et al., 2012).

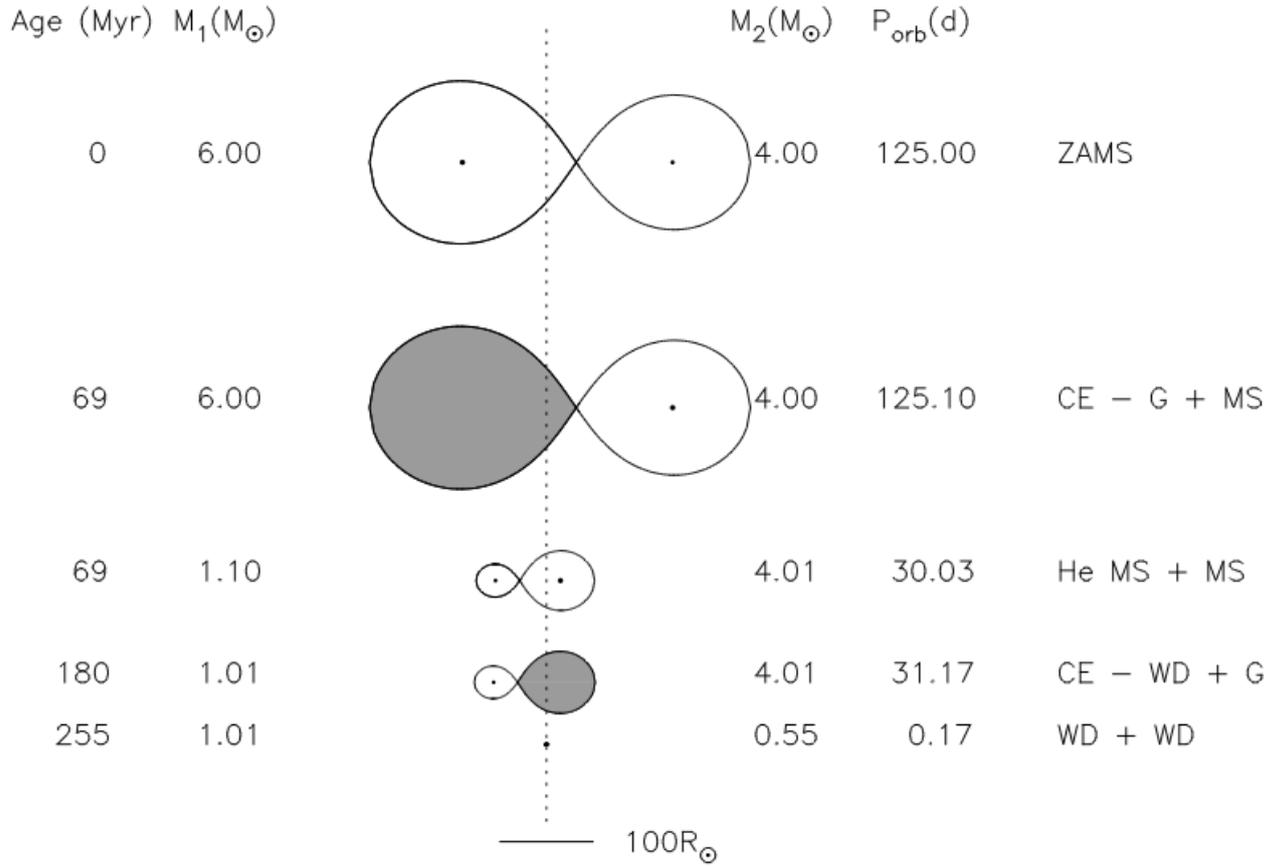


Figura 3.3. Cammino evolutivo di un sistema ZAMS verso il merging di due CO WD, con massa totale superiore a M_{Ch} . In questo scenario la prima fase di trasferimento di massa è dinamicamente instabile; il risultato è quindi una fase CE. In particolare la figura mostra un esempio di evoluzione guidata dal modello $\gamma\alpha$

In questo esempio, due stelle di sequenza principale con massa $6M_\odot$ e $4M_\odot$ si trovano in un sistema binario con periodo orbitale di 125 giorni separate da una distanza di $100R_\odot$. La stella più massiccia (primaria), risalendo il ramo delle giganti, riempie il suo lobo di Roche e ha inizio una fase CE. Perde quindi il suo involucro di idrogeno, diviene una stella all'elio e successivamente una nana bianca di circa una massa solare. Uscendo dalla sequenza principale, anche la stella secondaria riempie il suo lobo di Roche, dando inizio ad una seconda fase CE che restringe sensibilmente l'orbita. Infine anche la secondaria diviene una nana bianca. L'evoluzione del sistema dipende comunque dal modello utilizzato, ad esempio nel modello $\alpha\alpha$ la separazione tra le due stelle diminuisce maggiormente nella prima fase di trasferimento di massa e le due stelle possono quindi riempire i lobi di Roche nella fase di gigante rossa.

Stable mass transfer channel

In questo scenario, le stelle di sequenza principale sono meno massicce e l'orbita è più stretta rispetto al canale Common Envelope; valori tipici sono masse di $5M_{\odot}$ e $3M_{\odot}$ per la primaria e la secondaria rispettivamente e una separazione orbitale di $40R_{\odot}$. La stella primaria riempie il suo lobo di Roche quando si trova nella lacuna di Hertzprung e il trasferimento di massa è stabile. La massa accresciuta dalla stella secondaria e quella espulsa invece dal sistema, sono entrambe dipendenti dai parametri fisici della secondaria, massa, raggio e lobo di Roche in primis. La figura 3.4 (Toonen et al. 2012) riporta un esempio di tipica evoluzione per questa configurazione.

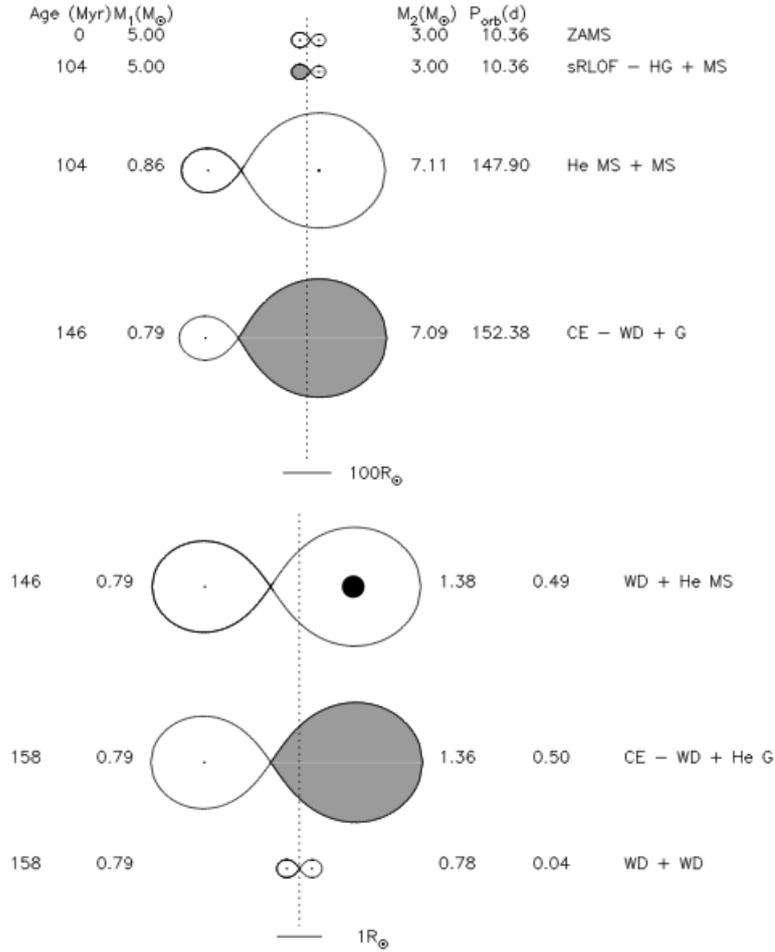


Figura 3.4. Cammino evolutivo di un sistema ZAMS verso il merging di due CO WD, con massa totale superiore a M_{Ch} . In questo scenario la prima fase di trasferimento di massa è dinamicamente stabile. Le scale differenti sono dovute alla fase di involucro comune. sRLOF indica un flusso stabile di massa attraverso il lobo di Roche, He G una gigante all'elio, HG una stella nella lacuna di Hertzsprung.

Quando la secondaria riempie il suo lobo di Roche, comincia una fase di involucro comune; in questo caso però l'instabilità mareale gioca un ruolo chiave. Come conseguenza, la stella secondaria diventa una stella di elio in un sistema binario il cui periodo orbitale è diminuito di uno o due ordini di grandezza. Nell'esempio in figura,

la secondaria riempie nuovamente il lobo di Roche mentre risale il ramo delle giganti; il trasferimento di massa è instabile e la seconda fase di involuppo comune restringe l'orbita di un fattore ~ 5

Formation Reversal Channel

Il primo trasferimento di massa è stabile, come nel caso precedente. La stella all'elio che ne deriva ha massa piccola, dell'ordine di $0.5 - 0.8M_{\odot}$, e quindi vita media di $\sim 10^{10}$ anni. Essendo il trasferimento conservativo, l'evoluzione della secondaria, che ha fortemente incrementato la sua massa ($5 - 8M_{\odot}$), accelera. Quando questa riempie il lobo di Roche, il trasferimento di massa è guidato dall'instabilità mareale; la stella perde gli involuppi di idrogeno e di elio in due successive fasi CE, divenendo infine una nana bianca. Successivamente anche la stella primaria evolve come helium main-sequence e quindi nana bianca.

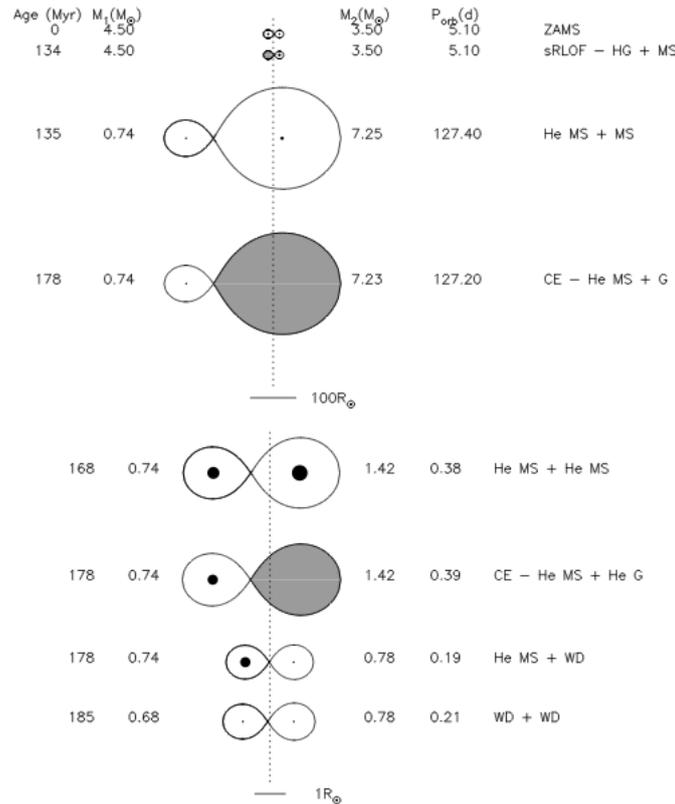


Figura 3.5. Cammino evolutivo di un sistema ZAMS verso il merging di due CO WD, con massa totale superiore a M_{Ch} . In questo scenario la prima fase di trasferimento di massa è dinamicamente stabile, portando a una stella all'elio poco massiccia con un tempo di vita elevato. La stella inizialmente secondaria diventa la prima ad evolvere in nana bianca. Le scale differenti sono dovute alla fase di involuppo comune. sRLOF indica un flusso stabile di massa attraverso il lobo di Roche, He G una gigante all'elio, HG una stella nella lacuna di Hertzsprung.

3.2.3 Interrogativi

Una delle maggiori critiche mosse allo scenario Double-Degenerate proviene dai risultati di molte simulazioni del fenomeno. Queste indicherebbero che il merging di CO WD porterebbe al dissolvimento della stella secondaria e all'accrescimento della materia di questa sulla primaria. Questo accrescimento indurrebbe l'innesco del bruciamento del carbonio off-center, negli strati più esterni della nana bianca dove le densità sono più basse, e la CO WD si trasformerebbe in una O-Ne-Mg WD. Per nane bianche di questa composizione, la cattura elettronica diviene importante nelle regioni centrali ad alta densità, e quando la stella, accrescendo materia, raggiunge il limite di Chandrasekhar, essa collassa in una stella di neutroni.

A seconda però della configurazione del sistema binario, in particolare del rapporto della massa delle stelle, il merging può divenire abbastanza violento da innescare una detonazione nella nana bianca primaria. Questi processi di "*merging violento*" sembrano invece essere forti candidati per l'innesco delle potenti esplosioni termonucleari alla base delle SNe Ia.

3.3 Modelli *sub-Chandrasekhar mass*: Double - Detonation Scenario

Questo canale progenitore prevede una nana bianca di carbonio ossigeno, con massa inferiore a M_{Ch} , che accresce materia stabilmente da una compagna senza mai raggiungere il limite di Chandrasekhar fino all'esplosione. A seconda di parametri quali la massa trasferita, il rate d'accrescimento e la massa della CO WD, la nana bianca può accrescere uno strato di elio, invece che bruciarlo; questo, sotto le giuste condizioni, può detonare andando ad innescare una seconda detonazione e quindi portare ad un evento esplosivo di SNe Ia. Le prime simulazioni in tale ambito sono state effettuate da Tutukov e Yungelson (1996) considerando, come stella donatrice, una stella helium-burning e da Yungelson et al. 1995 nel contesto di sistemi simbiotici. Risulta molto improbabile la formazione di un canale progenitore *DDS*, (*double detonation scenario*) tramite accrescimento di materia da una stella di sequenza principale, a causa dell'incapacità di, al contempo, accrescere efficientemente idrogeno ed elio e bruciarli stabilmente. I donatori di massa preferenziali quindi, per uno scenario double-detonation, sono stelle ricche in elio e stelle semi-degeneri.

3.3.1 Trasferimento di massa da stella *helium-burning*:

Questo canale prevede due fasi di inviluppo comune, quindi di trasferimento instabile di massa, seguite da un ultimo stadio di trasferimento stabile dalla stella secondaria alla CO WD. La stella inizialmente più massiccia, riempie instabilmente il suo lobo di Roche mentre ascende il ramo asintotico delle giganti; la compagna è ancora una stella di sequenza principale. Il risultato è un sistema binario CO WD + MS. Evolvendo, anche la secondaria riempie il lobo di Roche dando origine ad una ulteriore fase di inviluppo comune, il cui residuo è un sistema CO WD e il core di elio della gigante, ossia una "naked helium-burning star". Un'altra importante conseguenza della fase

CE è il restringimento dell'orbita, a punto che la "naked helium-burning star" può riempire il lobo di Roche trasferendo stabilmente materia alla nana bianca e innescando la double-detonation.

3.3.2 Trasferimento di massa da stella *semi-degenere*:

Anche in questo caso il modello prevede due fasi di involuppo comune seguite da un trasferimento stabile di massa. La differenza sta nella massa della stella secondaria nella fase di sequenza principale; questa risulta sensibilmente inferiore a quella della secondaria "naked helium-burning star" del caso precedente. Quindi, nel momento in cui la secondaria perde il suo involuppo ricco di idrogeno nella seconda fase di CE, rimane un core di elio degenere; un trasferimento di massa stabile può quindi instaurarsi da questa alla nana bianca andando a innescare la double-detonation.

Capitolo 4

MODELLIZZARE L'ESPLOSIONE

La principale informazione che una supernova reca con sè, è un segnale luminoso. Sfortunatamente esso fornisce solo informazioni indirette sulla fisica della SNe, in primis riguardo il sistema progenitore e il meccanismo di esplosione. In effetti l'evento esplosivo dura circa 1 – 2 secondi; successivamente i decadimenti radioattivi e complessi processi di trasferimento radiativo producono i segnali osservabili fino a qualche mese dopo. Appare quindi chiara l'importanza dei modelli numerici di esplosione: solo nell'ipotesi di una modellizzazione della supernova che riesca a riprodurre tutte le quantità osservabili che provengono dall'evento, si potranno univocamente determinare esclusivi o molteplici sistemi progenitori e meccanismi di esplosione.

L'estrema degenerazione del gas elettronico è la proprietà principale di una nana bianca che può condurre ad un'esplosione termonucleare; in particolare due peculiarità della materia degenera sono fondamentali: la capacità termica estremamente bassa, che permette alle reazioni nucleari di riscaldare efficientemente il mezzo fino ad altissime temperature, e la pressione non dipendente dalla temperatura che permette un'innalzamento termico senza una corrispondente espansione della materia. Sotto tali prerogative, l'innesco delle reazioni nucleari può amplificarsi tramite effetti di feedback conducendo, potenzialmente, al runaway termonucleare che è alla base dell'evento di SNe Ia. Il comune denominatore per tutti i modelli di SNe Ia è un evento di *detonazione*, ecco quindi che è fondamentale l'accuratezza di un modello di detonazione nel contesto delle simulazioni di esplosione; errori ad esempio dovuti ad una ipersemplificazione dei parametri presi in esame possono portare a conclusioni errate riguardo la consistenza o meno di un sistema progenitore.

4.1 Idrodinamica dell'esplosione

4.1.1 Equazioni reattive di Eulero

Nei fluidi, le esplosioni dovute ai processi nucleari sono governate dalle equazioni reattive dell'idrodinamica. Nel caso particolare di fluidi non viscosi, come si assume per semplicità nella maggioranza dei modelli, si utilizzano le *equazioni reattive di Eulero*:

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (4.1)$$

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} + V \nabla p = 0, \quad (4.2)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} + p \frac{DV}{Dt} = 0, \quad (4.3)$$

$$\frac{D\lambda_j}{Dt} = r_j, \quad j = 1, \dots, N. \quad (4.4)$$

Le prime tre equazioni esprimono la conservazione della massa, del momento e dell'energia per un fluido; la quarta descrive invece l'evoluzione delle reazioni nucleari. Le quantità ρ , $V = \rho^{-1}$, \vec{u} , p e ε sono invece rispettivamente la densità del fluido, il volume per unità di massa, la velocità, la pressione e l'energia interna. Sulla pathline di ogni particella del fluido, la derivata temporale totale assume la forma:

$$\frac{Df}{Dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) f, \quad (4.5)$$

con $f = f(x, y, z, t)$; questa derivata è anche detta *derivata sostanziale*. Le reazioni che alimentano la detonazione, in generale, non evolvono indipendentemente l'una dall'altra. Semplificando, tutte le reazioni possono essere identificate da N reazioni formali caratterizzate da una variabile di "progresso" λ_j , questa evolve da un valore iniziale nullo fino ad un valore di equilibrio λ_j^{equil} ad un rate r_j .

In termini di λ_j , la frazione di massa delle varie specie chimiche, X_i , si può esprimere come:

$$X_i = X_i^0 + \sum_{j=1}^N \nu_{ij} \lambda_j; \quad (4.6)$$

i ν_{ij} rappresentano i vari coefficienti stechiometrici delle reazioni e $X_i^0 = X_i(t=0)$. Se si considera il caso speciale di un flusso unidimensionale e di una singola reazione con λ che evolve da 0 a 1 con rate r , le equazioni di Eulero assumono la seguente forma:

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad (4.7)$$

$$\frac{Du}{Dt} + V \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad (4.8)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} + p \frac{DV}{Dt} = 0, \quad (4.9)$$

$$\frac{D\lambda}{Dt} = r. \quad (4.10)$$

Per chiudere il sistema, mancano all'appello un'equazione di stato e una per il rate di reazione:

$$\varepsilon = \varepsilon(p, V, \lambda). \quad (4.11)$$

$$r = r(p, V, \lambda), \quad (4.12)$$

La seguente relazione differenziale per l'equazione di stato

$$d\varepsilon = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p} \right)_{V,\lambda} dp + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial V} \right)_{p,\lambda} dV + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \lambda} \right)_{p,V} d\lambda \quad (4.13)$$

può essere utilizzata per eliminare il termine $\frac{D\varepsilon}{Dt}$ dalla (4.9). Questo porta alla seguente relazione per le variazioni di p, ρ, λ :

$$\frac{Dp}{Dt} = -\rho^2 c_f^2 \frac{DV}{Dt} + \rho c_f^2 \frac{D\lambda}{Dt} = c_f^2 \frac{D\rho}{Dt} + \rho c_f^2 \sigma r, \quad (4.14)$$

dove la velocità c_f e il coefficiente adimensionale σ sono definiti da:

$$c_f^2 \equiv V^2 \times \frac{p + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial V} \right)_{p,\lambda}}{\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p} \right)_{V,\lambda}} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{s,\lambda}, \quad (4.15)$$

$$\sigma \equiv \frac{1}{\rho c_f^2} \left(\frac{\partial p}{\partial \lambda} \right)_{\varepsilon,V} \quad (4.16)$$

Per un fluido ideale, la velocità del suono c rappresenta la velocità di propagazione delle "piccole perturbazioni" dal punto in cui si sono generate:

$$c = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s} = \sqrt{\gamma \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T} \quad (4.17)$$

Nel caso di un fluido al cui interno avvengono reazioni su un tempo scala τ , può esserci dispersione di velocità del suono; le perturbazioni ad alte frequenze $\nu \gg \tau^{-1}$ viaggiano con velocità del suono data dalla (4.15), detta *frozen speed of sound*, l'aggettivo "frozen"

si riferisce alla composizione fissata, quindi ad un λ costante. Per le perturbazioni a frequenze $\nu \ll \tau^{-1}$, invece, λ non è costante; esse si propagano con una velocità del suono detta di *equilibrio*, $c_e < c_f$. Il termine σr in (4.14) è detto *termicity product* ed è una misura del rate a cui l'energia prodotta dalle reazioni viene trasformata in energia termica e cinetica del flusso.

4.1.2 Onde d'urto

La forma differenziale delle equazioni di Eulero (4.1) – (4.3) ammette solo soluzioni continue. Nella loro forma integrale, esse prevedono anche delle soluzioni discontinue, dette *deboli*; su una superficie di discontinuità diverse variabili di stato posso avere dei salti. Due classi di soluzioni discontinue sono particolarmente importanti: una *deflagrazione* subsonica, trasportata per conduzione termica di elettroni degeneri, e una *detonazione* supersonica descritta invece da un'onda d'urto, dove sia pressione che densità hanno un salto sul fronte di shock.

Per avere conservazione di massa, momento ed energia sul fronte d'urto, la forma integrale delle equazioni può essere applicata ad un piccolo volume attorno alla superficie. Questo conduce alle condizioni di *Rankine-Hugoniot* (una descrizione dettagliata è data da Landau & Lifschitz 1991; qui di seguito non vengono prese in considerazione le reazioni nel fluido):

$$\rho_0 D = \rho u, \quad (4.18)$$

$$p_0 + \rho_0 D^2 = p + \rho u^2, \quad (4.19)$$

$$\varepsilon_0 + \frac{1}{2} D^2 + p_0 V_0 = \varepsilon + \frac{1}{2} u^2 + pV. \quad (4.20)$$

Un'onda d'urto si muove con velocità D nel fluido a riposo. Le equazioni precedenti sono scritte relativamente al sistema di riferimento dello shock: la materia non processata va incontro al fronte d'urto con velocità $u_0 = D$ mentre quella processata fluisce dietro all'onda con velocità relativa u . L'indice 0 si riferisce allo stato prima dell'approccio dell'onda d'urto (*upstream*), le quantità senza indice si riferiscono invece allo stato successivo al passaggio dell'onda (*downstream*). Se si conoscono ρ_0, p_0 , e D , allora si possono determinare univocamente ρ, p e u , come si evince riarrangiando le equazioni:

$$-\rho_0^2 D^2 = \frac{p - p_0}{V - V_0}, \quad (4.21)$$

$$\varepsilon_0 - \varepsilon + \frac{1}{2} (V_0 - V) (p_0 + p) = 0, \quad (4.22)$$

$$(D - u)^2 = (p - p_0) (V_0 - V) \quad (4.23)$$

Le equazioni (4.21) e (4.22) descrivono delle curve nel piano $p - V$, in particolare la *retta di Rayleigh* \mathcal{R} e l'*adiabatica di Hugoniot* (o di *shock*) \mathcal{H} rispettivamente (figura 4.1).

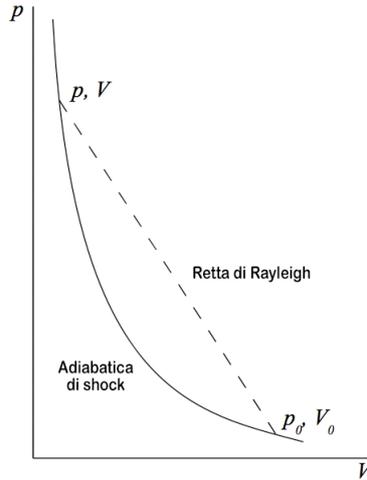


Figura 4.1. Un'onda d'urto nel piano p-V

Le curve hanno il punto di partenza in comune (p_0, V_0) ; la retta \mathcal{R} contiene tutti gli stati finali per cui massa e momento sono conservati (se la velocità u viene calcolata sulla base della 4.23) e la sua pendenza dipende dalla velocità dello shock D . L'adiabatica di Hugoniot \mathcal{H} contiene tutti gli stati finali per cui l'energia è conservata; il secondo punto di intersezione (p, V) tra \mathcal{R} e \mathcal{H} rappresenta l'unico stato post-shock possibile. Per quasi tutte le equazioni di stato conosciute, la compressibilità adiabatica $-\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_s$ diminuisce all'aumentare della temperatura.

$$\left(\frac{\partial^2 V}{\partial p^2}\right)_s > 0. \quad (4.24)$$

Sotto questa condizione si dimostra (Landau & Lifschitz 1991) che il secondo punto di intersezione (p, V) deve giacere sul ramo superiore di \mathcal{H} , quindi un'onda d'urto comprime la materia dietro di sé:

$$\rho > \rho_0, \quad p > p_0. \quad (4.25)$$

Inoltre, indipendentemente dall'equazione di stato, vale:

$$D > c_0, \quad u < c \quad (4.26)$$

Il fronte d'urto si propaga quindi con velocità *supersonica* nel mezzo *upstream* ma è *subsonico* rispetto al *downstream*: l'onda d'urto non influenza lo stato della materia davanti a sé dato che le piccole perturbazioni sul fronte si propagano più lentamente del fronte stesso. Appare ora chiaro che, in un'onda di **detonazione**, il fronte di shock comprime e riscalda la materia dietro di sé abbastanza da innescare il bruciamento. Le detonazioni, nel mondo reale, hanno una complicata struttura multidimensionale; tuttavia solitamente possono essere ben approssimate da modelli monodimensionali basati su un affinamento della *teoria delle detonazioni planari*, ossia il *modello di Zel'dovich-von Neumann-Doering (ZND)*, sviluppato nei primi anni 40 del secolo scorso.

4.2 Modelli di trasferimento radiativo

Le simulazioni di esplosione restituiscono velocità, densità e composizione del materiale espulso; tuttavia, per poter collegare la fisica di una nana bianca che esplose a ciò che poi effettivamente si osserva, è necessario calcolare curve di luce e spettri attraverso processi di trasferimento radiativo. Nonostante l'esplosione sia all'origine dell'energia cinetica della supernova e causi la distruzione fisica della nana bianca, le quantità osservabili non sono prodotte dal calore da essa generato. La curva di luce osservata è invece generata dal decadimento del ^{56}Ni prodotto durante l'esplosione. Successivamente il ^{56}Ni , con una vita media di 6.1 giorni, decade in ^{56}Co , con una vita media di 77.7 giorni, il quale a sua volta decade in ^{56}Fe , finalmente stabile (fig. 4.2). Questi decadimenti sono accompagnati dall'emissione di raggi gamma che interagiscono con il materiale espulso attraverso scattering Compton, produzione di coppia e assorbimento fotoelettrico. Questa cessione di energia, riscaldando nuovamente il mezzo, è così responsabile di circa l'85% del picco di luminosità della SNe Ia in banda ottica.

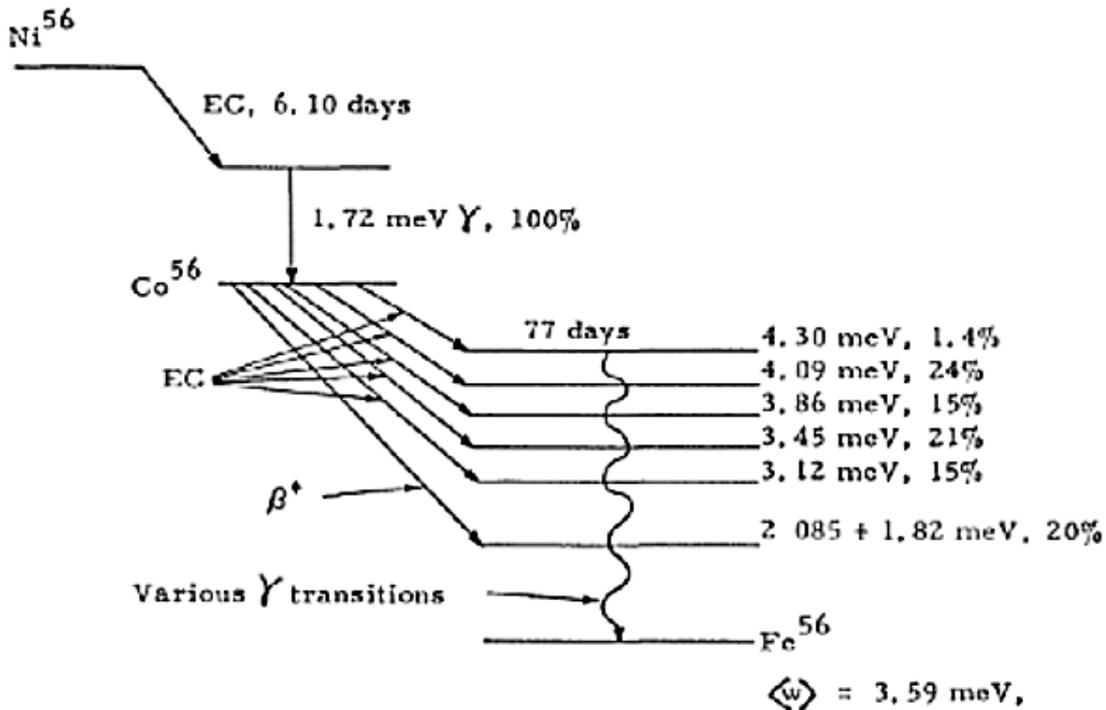


Figura 4.2. Decadimento $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$, da "Early Supernova Luminosity" (Colgate & McKee, 1969)

Una problematica delicata ed importante sorge dalla composizione chimica delle SNe Ia: dato che non vi è presenza di idrogeno, il contributo principale all'opacità viene dagli effetti cumulativi delle numerose e deboli righe associate agli elementi del gruppo del ferro. Il numero di transizioni è talmente alto da non poter essere rappresentato in una griglia computazionale di dimensioni ragionevoli, sono quindi necessarie delle approssimazioni. Inoltre, nella fase intorno al picco, l'opacità di una SNe è dominata nell'ottico dallo scattering elettronico, mentre nell'ultravioletto è caratterizzata da una moltitudine di righe la cui opacità è incrementata dall'allargamento Doppler.

Nel passato i modelli trattavano questi casi separatamente; questo approccio è però una ipersemplificazione del problema che non tiene conto di certi fenomeni, ad esempio la fluorescenza delle righe, che sono cruciali nella costruzione delle curve di luce delle SNe Ia. I metodi di Monte Carlo sono tra i più utilizzati nei codici di trasferimento radiativo per le SNe Ia, questo perchè gli scattering Compton si trattano molto bene con questo metodo numerico. Inoltre questi sono anche molto efficienti nel trattare il trasporto radiativo oltre la finestra dei raggi γ , permettendo così di ottenere curve di luce bolometriche e spettri. Nelle successive analisi dei modelli di esplosione ci si rifarà spesso ai risultati restituiti dal codice di trasferimento radiativo 3D ARTIS, sviluppato dal *MPA's (Max-Planck-Institute für Astrophysik) SN Ia group* sulla base dei metodi delineati da Lucy (2002). ARTIS divide l'energia totale, derivante dai diversi isotopi radioattivi in un dato modello di supernova, in pacchetti discreti. Questi sono inizialmente posti in una griglia computazione secondo la distribuzione dei diversi isotopi; si fa quindi partire l'espansione della SN fino al loro decadimento, che li converte in fasci di raggi γ monocromatici che si propagano nel materiale espulso. ARTIS contiene una descrizione dettagliata del trasferimento radiativo per i raggi γ e tiene conto delle interazioni dei fotoni γ con la materia per scattering Compton, assorbimento fotoelettrico e produzione di coppia. Tenendo conto della dipendenza dell'opacità dalla lunghezza d'onda, risolve il problema di trasferimento radiativo consistentemente con le equazioni per il bilancio termico e la ionizzazione. L'eccitazione è trattata invece in approssimazione di *local thermal equilibrium* LTE, ipotesi accettabile almeno nelle fase attorno al massimo di luminosità.

4.3 Modelli M_{Ch} *delayed-detonation*

Il modello più studiato è sicuramente quello di una nana bianca che esplode quando la sua massa si avvicina a M_{Ch} ; tradizionalmente esso è associato al modello di progenitore *single-degenerate*, anche se non si può a priori escludere la formazione di una WD con $M \sim M_{Ch}$ attraverso un merging. Uno dei punti a favore per questo modello è sempre stato il concetto di "omogeneità" delle SNe Ia; tuttavia le *survey* osservative dell'ultimo decennio evidenziano ormai diverse sottoclassi nelle supernovae Ia, rendendo quindi non plausibile l'ipotesi di un unico progenitore/scenario di esplosione. Bisogna comunque sottolineare che questo modello riesce a fittare con i dati osservativi della maggior parte delle SNe Ia "normali", anche se è in contraddizione con la frequenza di eventi osservati se si prevede, come unico sistema progenitore, lo scenario *single-degenerate*.

Il modello numerico *prompt detonation* prevede esclusivamente l'evento di detonazione della nana bianca. Dato che le detonazioni si propagano con velocità supersoniche rispetto al carburante, non c'è connessione causale tra il rilascio di energia e il materiale davanti al fronte d'onda; questo significa che l'intera stella brucia alle alte densità iniziali (dell'ordine di $\sim 10^9 gcm^{-3}$) di una nana bianca con massa $\sim M_{Ch}$ in equilibrio idrostatico. Questo ha come conseguenza un bruciamento pressochè completo del combustibile nucleare lungo tutta la stella e quindi il materiale espulso è costituito quasi esclusivamente da elementi del gruppo del ferro, soprattutto ^{56}Ni , in contraddizione con l'osservazione di elementi di massa intermedia negli spettri delle SNe Ia. Le cose cambiano, però, se alla detonazione della nana bianca si fa precedere una fase iniziale

di bruciamento in regime di deflagrazione. Al contrario di quanto accade nel modello *prompt detonation*, la pre-espansione in fase di deflagrazione permette alla detonazione di avvenire a densità inferiori rispetto a quanto precedentemente riportato, riuscendo così a produrre il ^{56}Ni necessario ma anche gli elementi di massa intermedia.

Ecco quindi che il modello *delayed detonation* prevede, ad un certo stadio dell'esplosione, una transizione spontanea del fronte di bruciamento da un regime deflagrante ad uno di detonazione; questo porta ad una chiara stratificazione degli elementi prodotti dalla combustione nucleare. Se nei primi modelli 1D gli elementi del gruppo del ferro rimanevano negli strati più interni, nelle simulazioni più recenti essi invece risalgono verso l'esterno a causa di fenomeni di instabilità, in primis quella di Rayleigh-Taylor. La quantità di ^{56}Ni prodotto dipende quindi dal grado di pre-espansione; questo a sua volta è determinato dalla quantità di energia rilasciata nella deflagrazione e dal tempo che intercorre tra l'inizio del bruciamento deflagrante e l'innesco della detonazione. Un metodo per variare la potenza della deflagrazione è la scelta di differenti configurazioni di innesco. In particolare un innesco vigoroso utilizzando molti *sparks* (nel centro della nana bianca fa rilasciare una quantità di energia maggiore nella deflagrazione, permettendo quindi una fase di pre-espansione maggiore al contrario un innesco meno potente e magari *off-center*, conduce a una deflagrazione più debole. Il risultato di questa variabilità nella modellizzazione dell'innesco della deflagrazione si configura in una variabilità anche nella quantità di ^{56}Ni prodotto e rende quindi il modello *delayed-detonation* in grado di andare a coprire il range di luminosità delle SNe Ia "normali". La figura 4.3 mostra il modello *delayed-detonation* N100 (Ivo R. Seitenzahl, Franco Ciaraldi-Schoolmann, Friedrich K. Röpke, Michael Fink, Wolfgang Hillebrandt, Markus Kromer, Rudiger Pakmor, Ashley J. Ruiter, Stuart A. Sim, Stefan Taubenberger; 2012) che prevede l'innesco attraverso 100 *sparks* (numero di inneschi simultanei) nel centro della nana bianca. La deflagrazione che ne consegue (pannello superiore) è di media potenza; il pannello centrale mostra il fronte di deflagrazione immediatamente prima della transizione DDT (*deflagration-to-detonation transition*); sono chiaramente visibili i *plumes* di materiale processato durante la fase di instabilità di Rayleigh-Taylor. Il pannello inferiore mostra un'istantanea appena dopo l'innesco della prima transizione DDT, naturalmente questa è seguita immediatamente da altre; infatti in blu sono evidenziati le successive fasi DDT che si sviluppano rapidamente sul carburante. Dato che le detonazioni si propagano da alte a basse densità, il prodotto del bruciamento passa dagli elementi del gruppo del ferro a quelli di massa intermedia e, a causa della natura supersonica dell'evento, non c'è mixing delle ceneri nucleari, al contrario di quanto avviene nella fase di deflagrazione. In virtù di ciò, il materiale espulso ha una composizione chimica stratificata negli strati esterni e consta invece di circa $0.6M_{\odot}$ di ^{56}Ni al centro.

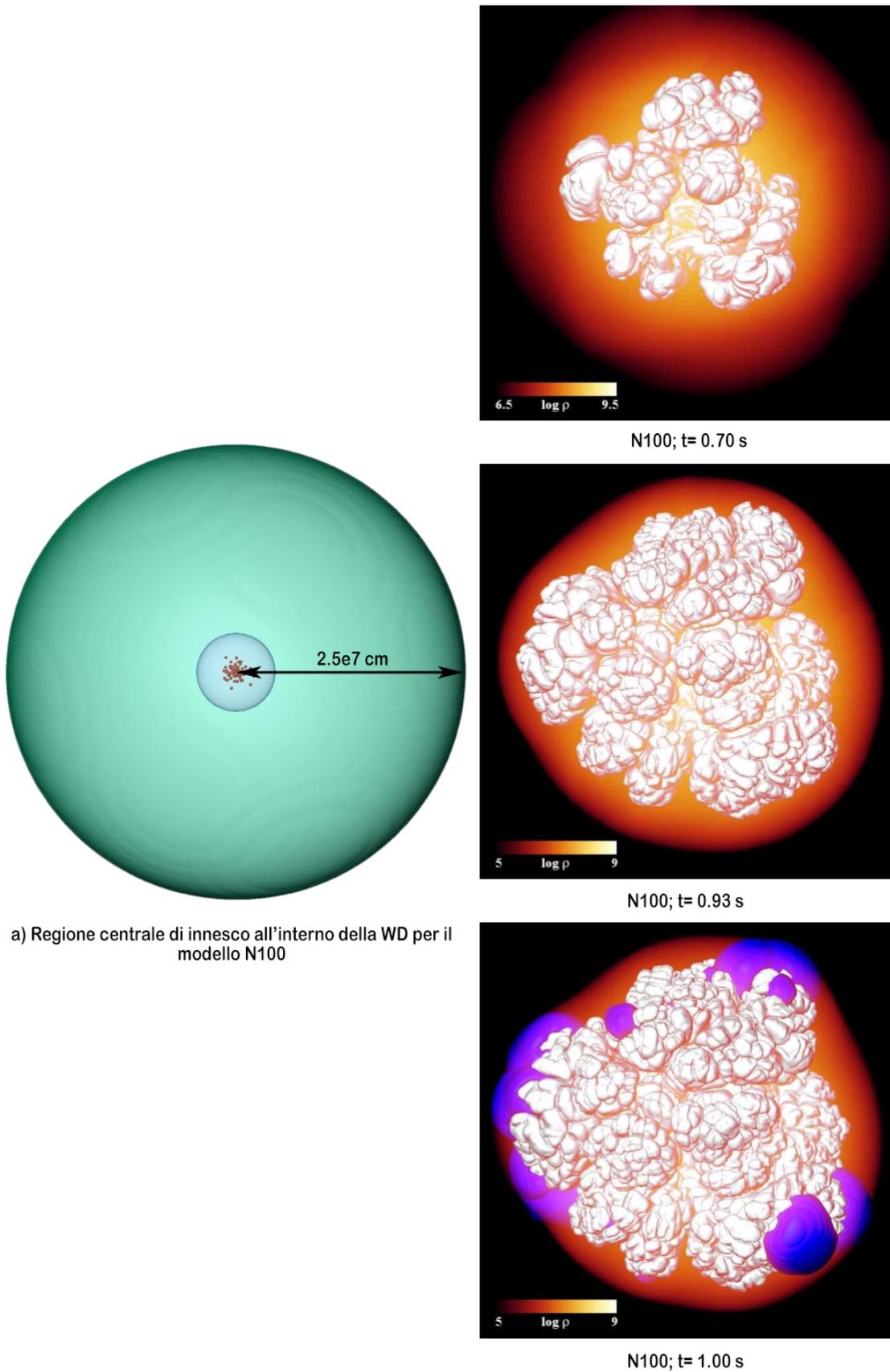


Figura 4.3. Evoluizione idrodinamica del modello M_{Ch} *delayed-detonation* N100 (Seitenzahl et al. 2012).

L'evoluzione idrodinamica del modello N100 è seguita utilizzando un metodo a griglia mobile (*moving-grid*) fino a 100 secondi dopo l'innesco; dopo i calcoli di nucleosintesi, si passa all'utilizzo del codice di trasferimento radiativo ARTIS (Kromer & Sim, 2009) per ottenere quantità da comparare con le osservazioni. La figura 4.4 mostra una sequenza di spettri calcolati per questo modello; si apprezza una certa consistenza con lo spettro di riferimento della supernova di tipo Ia "normale" SN Ia 2005 cf.

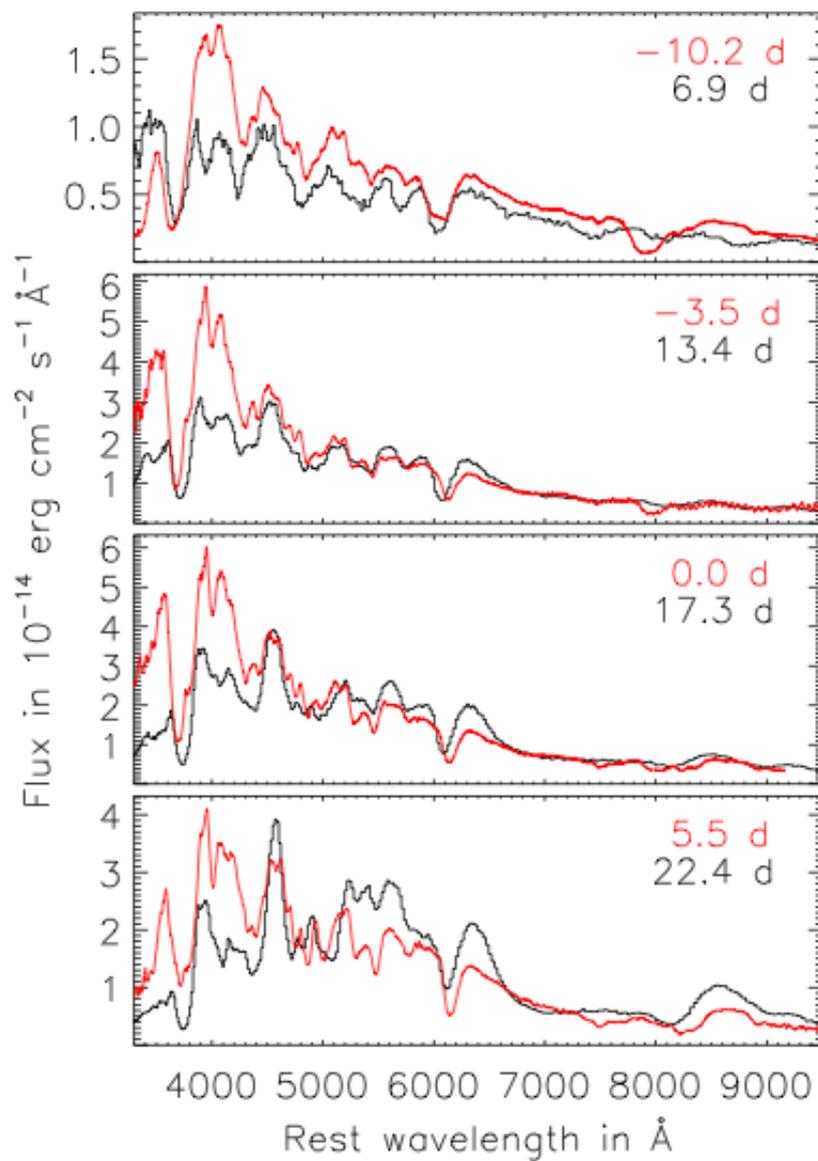


Figura 4.4. Spettri calcolati per il modello *delayed-detonation* N100 (in nero, Seitenzahl et al. 2012) comparati, alle diverse epoche, con quelli osservati della supernova Ia "golden-standard" SN Ia 2005cf (in rosso).

4.4 Modelli *sub*– M_{Ch} *double detonation*

I modelli a doppia detonazione in nane bianche con massa sub-chandrasekhar sono stati discussi approfonditamente negli anni novanta del secolo scorso da Woosley & Weaver (1994), Livne & Arnett (1995), Benz (1997), Livne (1997), Garcia-Senz et al (1999). Una nana bianca CO accresce una shell di elio da una stella compagna: quando questo strato diventa abbastanza massivo può innescarsi una detonazione che brucia l'elio in elementi più pesanti. Contemporaneamente un'onda d'urto si propaga verso il core andando potenzialmente ad innescare una seconda detonazione o tra il core e la shell di elio ("*edge-lit detonation*"), o nel centro del core stesso: questo secondo evento incenerisce totalmente la nana bianca facendola esplodere come supernova Ia. L'interrogativo principale è se un modello del genere possa restituire o meno risultati comparabili con le reali SNe Ia; infatti se per core di CO abbastanza massicci si può ottenere la giusta quantità di ^{56}Ni , il vero problema deriva dai prodotti del bruciamento della shell di elio. I modelli degli anni novanta consideravano uno strato di elio di una certa importanza, dell'ordine di $0.1 - 0.2 M_{\odot}$, ritenuto in grado di innescare una detonazione con un'onda d'urto abbastanza potente da generare una seconda detonazione nel core; tuttavia masse così elevate di elio, bruciando, producono una quantità significativa di elementi del gruppo del ferro, incluso dell'ulteriore ^{56}Ni . Questo andava ad influenzare il trasferimento radiativo e prediceva quindi quantità osservabili in contrasto con i risultati delle osservazioni.

Tuttavia, gli studi di Shen & Bildsten (2009) hanno mostrato che in sistemi AM Canum Venaticorum, una shell di elio poco massiva accresciuta su una CO WD può andare incontro ad una fase di *dynamical burning* (fase in cui i tempi di riscaldamento per reazioni nucleari diventano più veloci dei tempi di risposta dinamici della stella), portando quindi ad una detonazione. Considerare una shell di elio poco massiva riduce significativamente il problema dell'eccesso di elementi del gruppo del ferro precedentemente accennato; inoltre la densità minore a cui avviene la detonazione dell'elio produce un bruciamento incompleto e quindi non si evidenzia la presenza di ^{56}Ni negli strati esterni dell'ejecta, come evidenziato dai risultati del modello di Fink et al. (2010). La figura 4.5 mostra l'evoluzione idrodinamica della doppia detonazione per una WD sub- M_{Ch} nel modello M2 di Fink et al. (2010). La simulazione considera una $M_{core} = 0.92M_{\odot}$ e una $M_{shell} = 0.084M_{\odot}$.

Partendo dal punto di innesco (in alto a sinistra in figura), la detonazione avvolge l'intero core andando a convergere verso il "polo sud"; mentre il fronte di detonazione si muove lungo la base della shell, un'onda d'urto si propaga obliquamente nel core, convergendo off-center in un punto negativo sull'asse z . La forte compressione che ne deriva fa raggiungere nel core le temperature e densità sufficienti ad innescare il *dynamical burning* del carbonio, configurandosi in una seconda detonazione. Nel modello M2, con densità $\lesssim 4 \times 10^{-5} \text{ g cm}^{-3}$ nella shell di elio, il bruciamento è incompleto e non si raggiunge l'equilibrio nucleare statistico (NSE). La composizione finale che si ottiene consta di $\sim 63\%$ di ^4He , $\sim 10\%$ di IME (elementi di massa intermedia) e $\sim 26\%$ di IGE (iron group elements). La detonazione C/O avviene a $t \sim 1.8 \text{ s}$ ed a $z \sim -1900 \text{ km}$ (fig 4.5) e produce $0.34M_{\odot}$ di ^{56}Ni , $0.44M_{\odot}$ di IME e $0.11M_{\odot}$ di ^{16}O . In figura 4.5(b) è riportata la struttura del materiale espulso a $t = 10 \text{ s}$, dove la simulazione si ferma. A causa della doppia detonazione, elementi IGE si trovano sia nella regione centrale che nella shell; l'onda d'urto della detonazione del C/O penetra parzialmente anche

nelle ceneri del bruciamento dello strato di elio, questo genera fenomeni di instabilità di Richtmyer-Meshov che provocano vortici nella regione di contatto tra zona C/O e prodotti del bruciamento della shell di elio, e quindi un mixing di C/O non processato e IGE prodotti dal bruciamento dell'He.

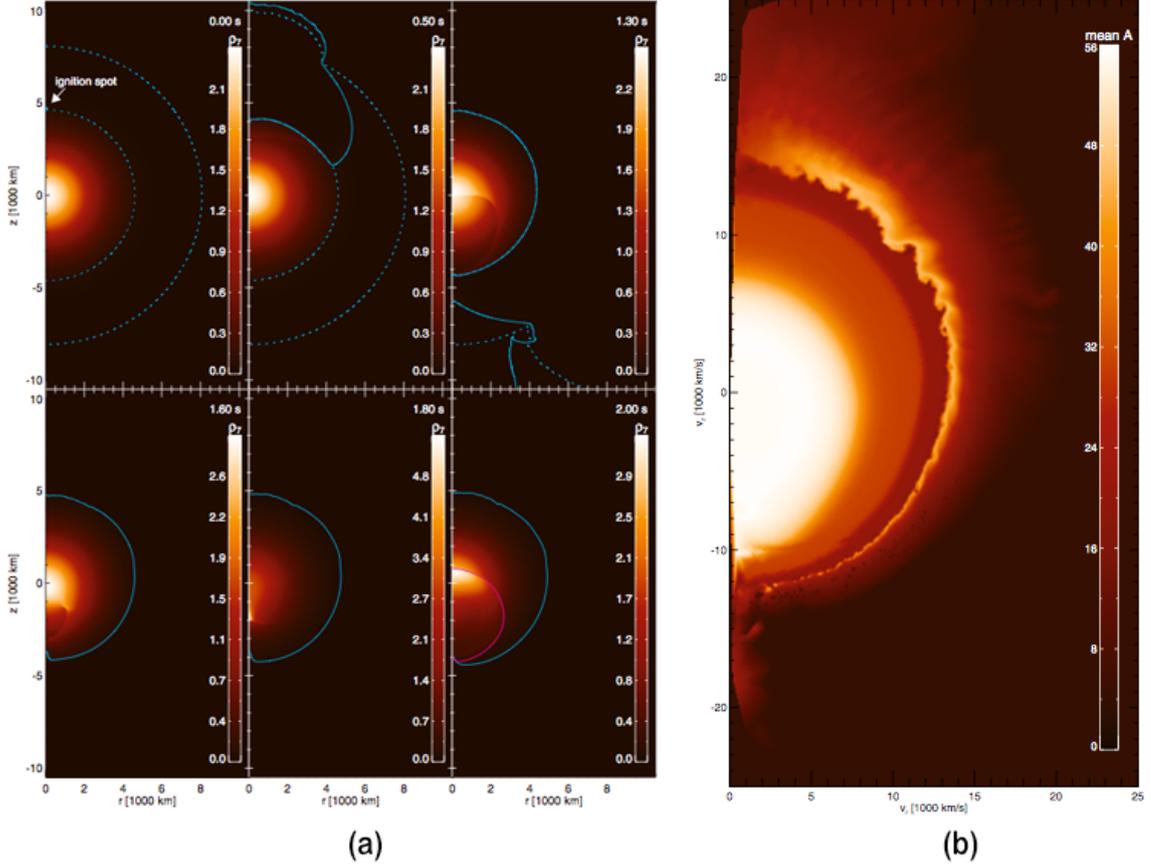


Figura 4.5. (a) Evoluzione idrodinamica del modello sub-Chandrasekhar mass double detonation di Fink et al. (2010) per una shell di elio di massa $0.084M_{\odot}$ su una CO WD di massa $0.920M_{\odot}$. L'andamento della densità della nana bianca è in rosso (ρ_7 in unità di 10^7 g cm^{-3}). La curva tratteggiata in azzurro delimita la shell di elio, le curve blu e magenta indicano rispettivamente il fronte di detonazione dell'elio e del CO. (b) Struttura dell'ejecta nello spazio delle velocità per lo stesso modello. Le sfumature di colore indicano il numero di massa medio \bar{A} in quel punto dello spazio v_r, v_z , con $\bar{A} = \sum_i A_i X_i$, A_i numero di massa e X_i frazione di massa del nucleo i .

Il lavoro di Kromer et al. (2010) sottolinea come la ridotta produzione di elementi pesanti durante la detonazione dell'elio abbia un forte impatto sul calcolo delle quantità da comparare con le osservazioni. Se anche questo modello appare troppo "rosso" per fittare perfettamente con le osservazioni, esso descrive comunque bene il range di luminosità, la fase di massimo e il rate di declino delle SNe Ia "normali". Nello stesso lavoro si evidenzia la forte dipendenza degli spettri calcolati dalle caratteristiche chimiche e termiche che si assumono per la shell di elio detonante. In particolare il grado di bruciamento, e quindi la composizione finale della materia nella shell, possono essere influenzate dall'abbondanza iniziale di nuclei pesanti, quale ad esempio il ^{12}C , che a loro volta dipendono dai processi triplo- α durante la precedente fase di bruciamento.

I modelli "contaminati" con carbonio producono curve di luce e spettri in accordo con quelli osservati per le SNe Ia "normali"; tuttavia producono quantità non trascurabili di titanio negli strati esterni. In particolare si evidenziano righe di assorbimento del $Ti\ II$ tra 4000 e 4400 Å che non si osservano nelle SNe Ia "normali" (fig 4.6) ma solo nelle subliminali 91bg-like. Non è ancora chiaro se questa ed altre difficoltà potranno essere superate da studi futuri che chiariscano esattamente l'influenza della composizione iniziale della shell di elio e/o prevedano ulteriori geometrie di innesco. Altro nodo cruciale sarà risolvere il problema della forte sensibilità del trasporto radiativo in questi modelli a piccole variazioni di particolari elementi.

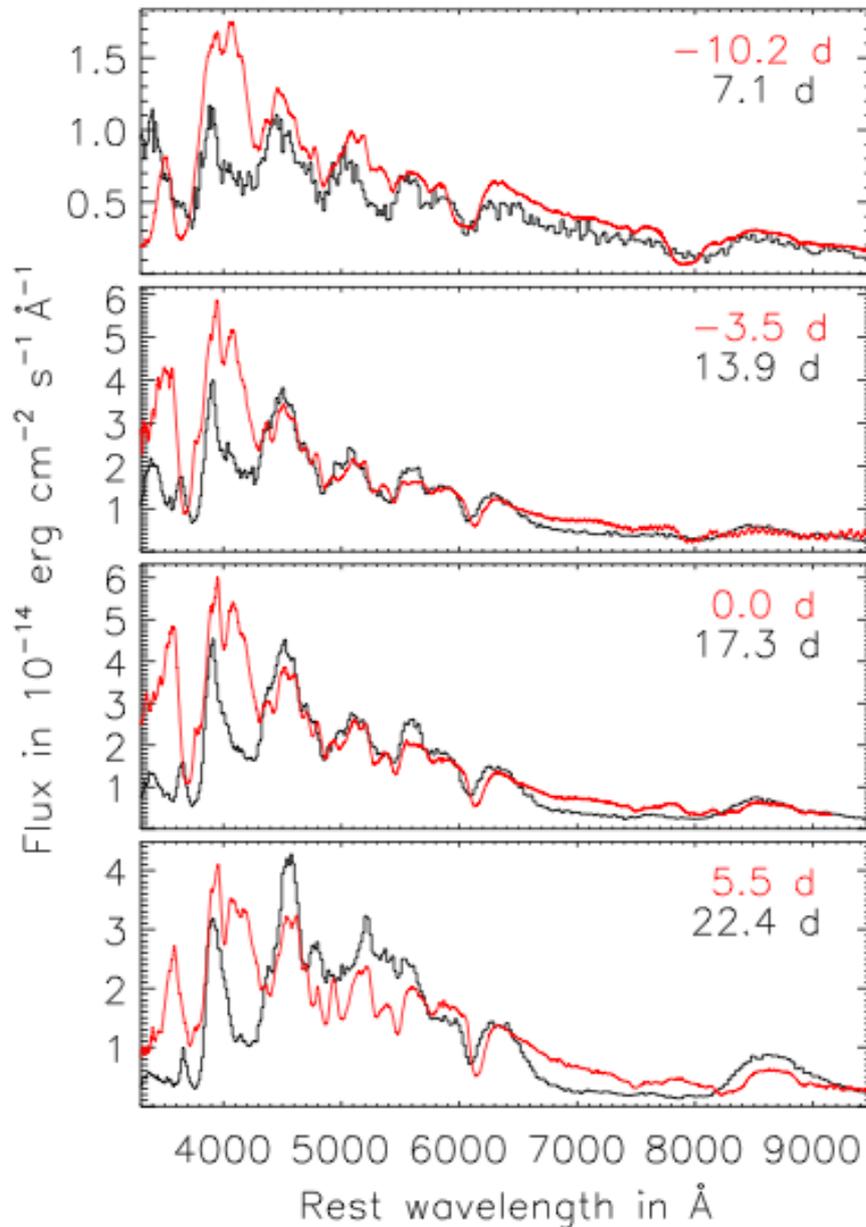


Figura 4.6. Spettri calcolati per il modello 3m sub-Chandrasekhar mass double detonation presentato da Kromer e al. (in nero, 2005) comparati, alle diverse epoche, con quelli osservati della supernova Ia "golden-standard" SN Ia 2005cf (in rosso).

4.5 Modelli a merging violento

Un altro meccanismo esterno in grado di innescare l'esplosione di una sub- M_{Ch} CO WD è il merging violento di due nane bianche di carbonio ossigeno. Nonostante la massa totale del sistema sia superiore a M_{Ch} , le singole componenti sono sotto questo limite. Il *modello a merging violento* (Pakmor et al. 2010) considera due nane bianche massicce ($M \gtrsim 0.9M_{\odot}$) con un rapporto tra le masse vicino all'unità; in particolare questa configurazione è un particolare caso dei modelli progenitori *double-degenerate*. Altre configurazioni di merging spesso non conducono all'esplosione termonucleare alla base dell'evento di SNe Ia ma ad un collasso gravitazionale che origina una stella di neutroni. Differente la situazione, invece, nel caso di rapporto delle masse ~ 1 . Il lavoro di Pakmor et al. (2012) presenta i risultati della simulazione del merging di due CO WD con massa $1.1M_{\odot}$ e $0.9M_{\odot}$, seguendo l'evoluzione del sistema attraverso la fase di merging, quella di esplosione termonucleare e di nucleosintesi. Infine, attraverso simulazioni tridimensionali di trasferimento radiativo, computa curve di luce e spettri sintetici. L'interazione ed il merging sono stati simulati utilizzando il codice GADGET opportunamente modificato per problemi di astrofisica stellare, ad esempio includendo un network di reazioni nucleari che tratta tutti gli elementi α da ${}^4\text{He}$ a ${}^{56}\text{Ni}$. Nella simulazione il sistema binario iniziale consiste in due CO WD, $1.1M_{\odot}$ e $0.9M_{\odot}$ di massa per la primaria e la secondaria rispettivamente, costituite da un totale di 1.8×10^6 particelle di massa uguale. Seguendo il metodo di Dan et al. (2011) si fanno avvicinare le nane bianche; quando la prima particella della stella meno massiccia raggiunge il punto lagrangiano interno comincia la vera e propria simulazione. L'evoluzione del sistema binario è mostrato in figura 4.7 (Pakmor et al. (2012): a questo punto il periodo orbitale è di 35 s e il trasferimento di massa è stabile per poco più di 15 orbite. A $t \approx 600$ s la nana bianca secondaria diventa instabile e viene disgregata nel tempo scala di un'orbita. La materia della stella secondaria viene quindi accresciuta violentemente sulla primaria. Sulla superficie di quest'ultima il gas comincia a comprimersi e riscaldarsi portando alla formazione di hot spot dove comincia l'innescò del carbonio. Quando la temperatura del primo hot spot diventa maggiore di 2.5×10^9 K ad una densità di circa 2×10^6 gr cm^{-3} si assume l'avvio di una detonazione. Seguendo l'evoluzione del processo in una griglia computazionale con risoluzione di 768^3 grid cells su una scala di 4×10^9 cm, il modello sintetizza un totale di $0.7M_{\odot}$ di IGE, soprattutto ${}^{56}\text{Ni}$ radioattivo ($0.61 M_{\odot}$), una piccola quantità di ${}^{58}\text{Ni}$ ($0.03 M_{\odot}$) e di ${}^{54}\text{Fe}$ ($0.02 M_{\odot}$), entrambi stabili. Parte significativa delle $2 M_{\odot}$ di materia coinvolta nel merging brucia in IME e il materiale espulso contiene $0.5 M_{\odot}$ di ossigeno e $0.15 M_{\odot}$ di carbonio residuo non processato. Applicando il profilo di densità tridimensionale ottenuto dalla modellizzazione dell'esplosione e la corrispondente distribuzione spaziale delle abbondanze al codice di trasferimento radiativo ARTIS, si computano spettri e curve di luce. Ciò che si ottiene mostra una buona consistenza con i dati osservativi : infatti con un picco di luminosità di -19.6 , -19.0 e -19.2 in banda U, B, V rispettivamente e il rate di declino $\Delta m_{15} = 0.95$, il modello copre il range di variabilità delle SNe Ia "normali". Anche l'evoluzione spettrale del modello mostra caratteristiche sovrapponibili a quelle osservate (fig 4.8), in particolare alcune tra le proprietà peculiari delle SNe Ia come il doppietto del SI II a $\lambda\lambda 6347, 6371$ e, sempre dello stesso, le deboli $\lambda\lambda 5958, 5979$ e $\lambda\lambda 4128, 4131$; il tripletto del Mg II a $\lambda 4481$, il tripletto O I a $\lambda\lambda 7772, 7774, 7775$ e il tripletto Ca II nel vicino infrarosso. Tuttavia, necessitando 20.8 giorni per raggiungere il

massimo di luminosità in banda B , l'evoluzione della curva di luce pre-massimo è abbastanza più lenta rispetto alle SNe Ia "normali"; questo potrebbe indicare che la massa del materiale espulso nel modello è troppa, ma si è ancora lungi dal chiarire questo aspetto. Importante notare che il parametro dominante che determina la luminosità del modello di esplosione è la massa della WD primaria. Nel merging questa non viene praticamente influenzata, mentre la seconda è totalmente disgregata. Quindi, dato che il profilo di densità della primaria, al primo ordine, dipende solo dalla sua massa e dato che, quindi, solo al suo interno la densità rimane abbastanza alta per produrre elementi IGE, ^{56}Ni in primis, appare chiaro che la luminosità della supernova è direttamente correlata alla massa della nana bianca primaria. La massa della secondaria brucia essenzialmente in ossigeno.

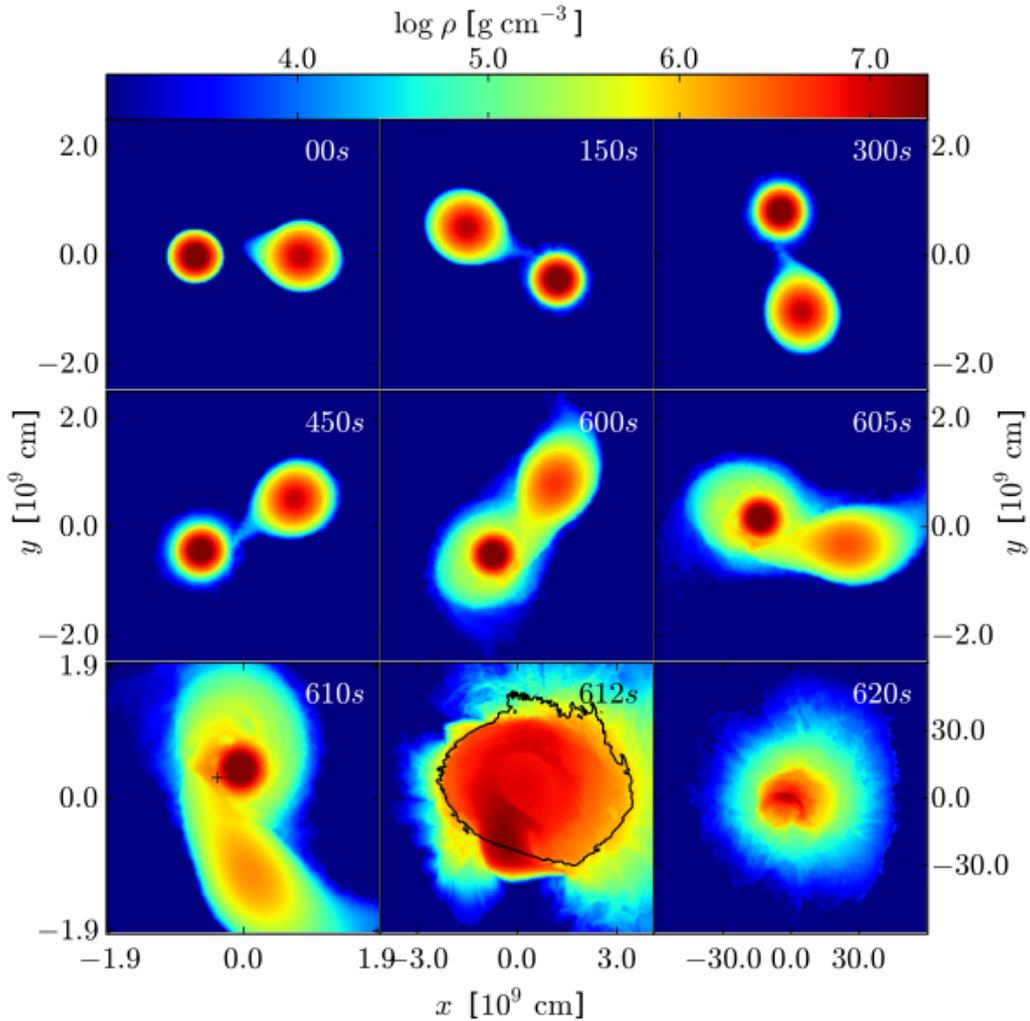


Figura 4.7. Snapshot del merging di due nane bianche CO di massa $1.1M_{\odot}$ e $0.9M_{\odot}$. e conseguente esplosione termonucleare. All'inizio della simulazione, il sistema binario ha un periodo orbitale di ≈ 35 s. Dopo poche orbite, la stella secondaria è disgregata a causa di forze marsali e viene accresciuta sulla primaria fino a raggiungere le condizioni critiche prima elencate. La crocetta nera indica l'hot spot di innesco della detonazione. La curva nera segna la posizione del fronte di detonazione, le sfumature di colore seguono il logaritmo della densità. (Pakmor et al. 2012)

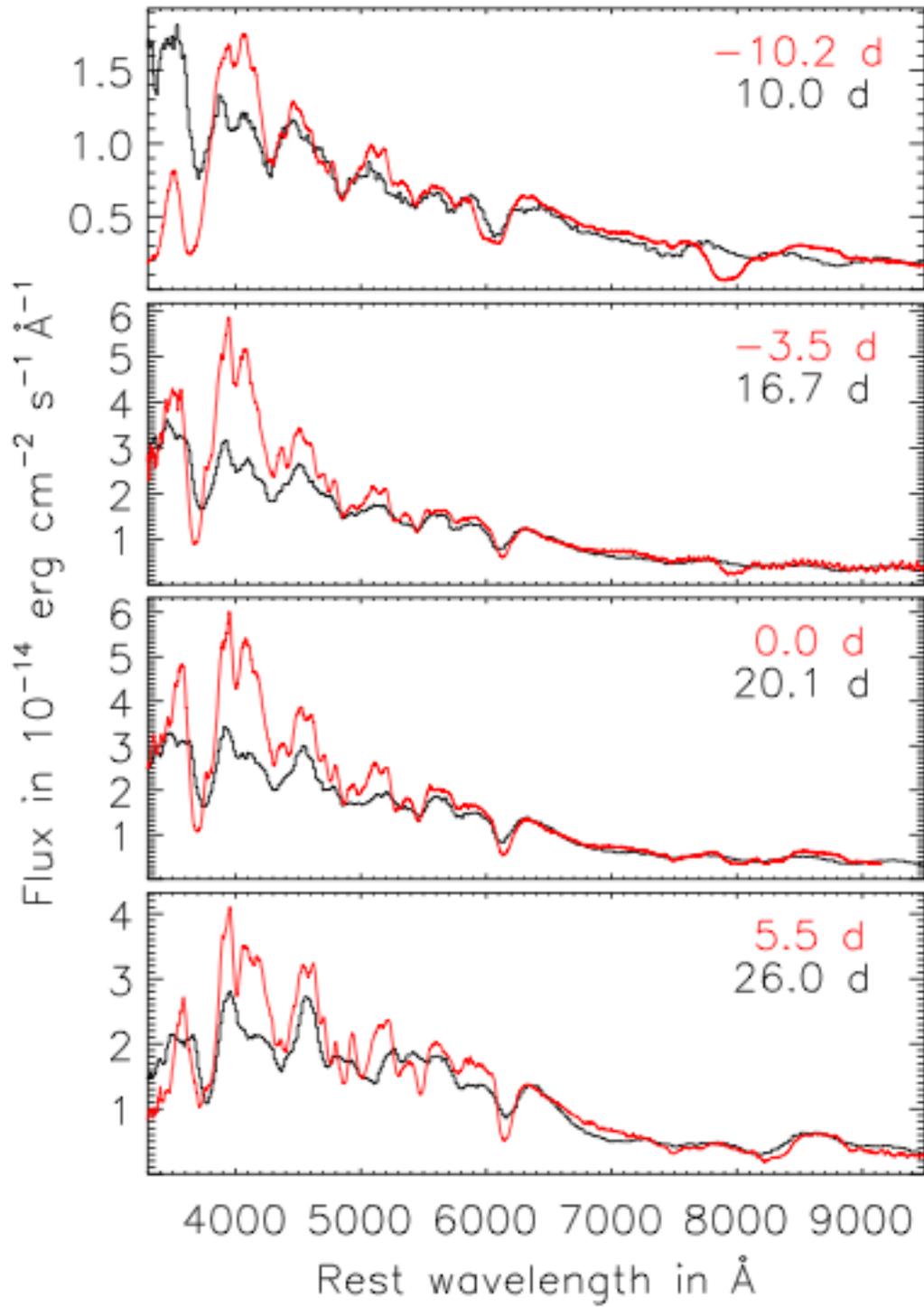


Figura 4.8. Spettri computati per il merging di due CO WD di $1.1M_{\odot}$ e $0.9M_{\odot}$ comparati, alle diverse epoche, con quelli osservati della supernova Ia "golden-standard" SN Ia 2005cf (in rosso).

4.6 Un esempio di modello a pura deflagrazione: modellizzare eventi peculiari SN 2002cx-like

Una delle sottoclassi più peculiari delle supernovae di tipo Ia è rappresentata dalle esplosioni simili a SN 2002cx. Tali eventi sono meno luminosi rispetto alla relazione di Phillips (Phillips 1993) e le loro curve di luce nel vicino infrarosso non mostrano il secondo massimo. Inoltre i loro spettri, rispetto alle SNe Ia normali, sono caratterizzati da una bassa velocità di espansione del materiale espulso accompagnata da evidenza di "mixing" di quest'ultimo. Nella modellizzazione di questa tipologia di eventi, i modelli che prevedono una detonazione non riescono a spiegare la struttura del materiale espulso; al contrario pure deflagrazioni turbolente in nane bianche con massa M_{Ch} restituiscono proprio il forte mixing e le basse velocità alla base della peculiarità degli eventi tipo 2002cx. Dato che non si conosce l'esatta configurazione di innesco in una M_{Ch} WD, il gruppo SNe Ia del MPA nell'agosto 2013 ha eseguito uno studio sistematico di simulazioni tridimensionali di esplosione full-star in regime di pura deflagrazione per nane bianche con massa M_{Ch} (Fink et al. 2013) considerando differenti setup di innesco. A seconda della potenza dell'innesco, parametrizzata da un numero variabile di *sparks* nel centro della WD, si ottengono tra le 0.035 e le $0.38M_{\odot}$ di ^{56}Ni ; inoltre si osserva che solo inneschi potenti rilasciano poi abbastanza energia nella deflagrazione da disgregare totalmente la nana bianca progenitrice. Al contrario, configurazioni di innesco asimmetriche e più deboli portano ad un fronte di deflagrazione laterale che si frammenta a causa di fenomeni di instabilità di Rayleigh-Taylor e Kelvin-Helmoltz fino ad avvolgere poi il core *unburned* man mano che risale verso la superficie (fig. 4.9). Comunque, anche le deflagrazioni che non disgregano totalmente la WD accelerano una frazione dei prodotti del bruciamento fino alla velocità di fuga.

La composizione chimica dettagliata delle simulazioni viene calcolata utilizzando un network che tratta 384 isotopi nucleari e successivamente mappata nel codice di trasferimento radiativo ARTIS. Si osserva che gli spettri sintetici computati per deflagrazioni potenti che disgregano totalmente la WD progenitrice non sono in accordo con i dati osservativi; al contrario deflagrazioni che lasciano dietro di sé un *remnant* di core producono risultati comparabili con quelli osservati per eventi tipo 2002cx (fig. 4.10)

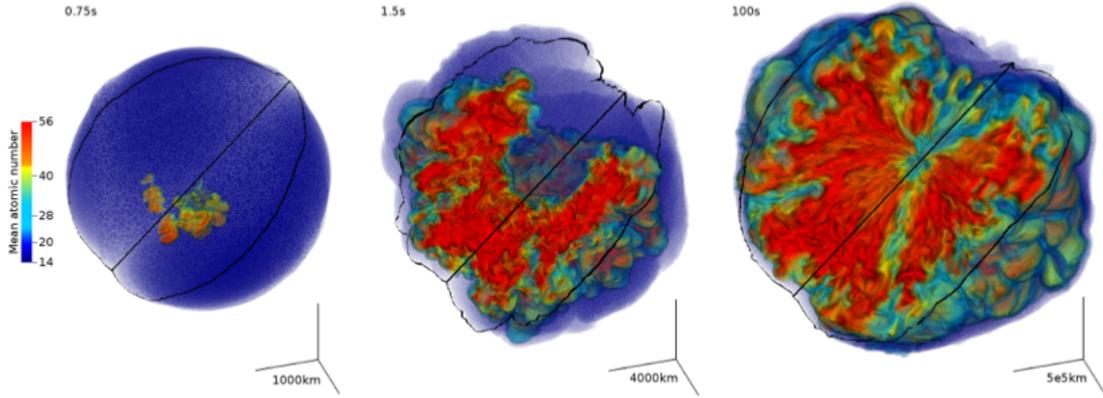


Figura 4.9. Evoluzione idrodinamica di una deflagrazione innescata asimmetricamente in una M_{Ch} WD utilizzando il modello N5def di Fink et al. (2013); il modello produce ejecta per $0.37M_{\odot}$ dei quali $\sim 0.16M_{\odot}$ sono ^{56}Ni . A 0.75 s dall'esplosione un fronte laterale di deflagrazione sale verso la superficie frammentandosi a causa di fenomeni di instabilità di galleggiamento. A 1.5 s i prodotti del bruciamento cominciano ad avvolgere il core *unburned* che a 100 s è totalmente fagocitato; gli elementi prodotti sono accelerati fino alla velocità di fuga.

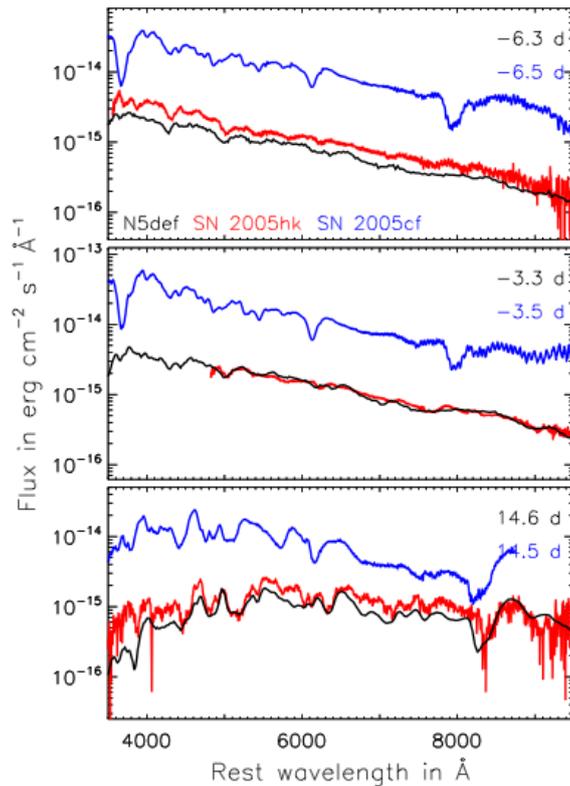


Figura 4.10. Spettri calcolati per la deflagrazione innescata asimmetricamente nel modello N5def di Fink et al. 2013 (in nero). L'evoluzione spettrale è fortemente vicina a quella di SN 2005hk (in rosso), un evento di supernova 2002cx-like. Si mostra anche il confronto con la supernova Ia "normale" SN 2005 cf. (in blu)

Capitolo 5

CONCLUSIONI

La base fisica del processo di esplosione delle SNe Ia è ormai generalmente accettata: il runaway termonucleare conseguente l'innesco del bruciamento del carbonio in ambiente degenere tipico del core di una CO WD produce ^{56}Ni radioattivo che, decadendo, rilascia l'energia che alimenta la curva di luce. Rimangono tuttavia forti incertezze nell'identificazione dei sistemi progenitori e nella accurata modellizzazione dell'esplosione. Affinchè la nana bianca di carbonio-ossigeno raggiunga M_{Ch} e possa quindi esplodere come Supernova Ia, è necessaria l'interazione, nella forma di accrescimento di materia o di merging, con un'altra stella. Il fallimento nell'identificazione univoca della classe di sistemi binari che produce le SNe Ia rappresenta il cosiddetto "problema dei progenitori". In questo lavoro di tesi sono stati analizzati i principali modelli di progenitori proposti in letteratura, incluse alcune varianti del *single-degenerate scenario* e del *double-degenerate scenario*.

Ad oggi il modello *single-degenerate (SD)*, in cui la nana bianca di carbonio-ossigeno accresce materia da una stella non degenere, rappresenta il modello di sistema progenitore favorito; alcuni argomenti a favore di questo scenario sono i seguenti:

- è in forte accordo con curve di luce e spettri osservati; rende inoltre conto della relativa omogeneità delle SNe Ia
- dal punto di vista osservativo ci sono alcuni candidati SD, ad esempio sorgenti di raggi X supermolli e novae ricorrenti come T CrB o RS Oph
- i canali WD+MS e WD+RG sono in accordo con eventi di SNe Ia con lunghi *delay time*

Tuttavia il modello presenta criticità sia teoriche che osservative, a partire dall'effettiva presenza della componente di vento otticamente spesso che si assume in molti scenari SD, fino alla previsione di frequenze di esplosione in contrasto con quelle osservate. Nonostante per lungo tempo nel modello *double-degenerate (DD)* le configurazioni di merging di due nane bianche prevedessero un collasso gravitazionale invece dell'evento esplosivo alla base delle SNe Ia, negli ultimi tempi molti studi hanno riesaminato questo scenario.

In particolare:

- recenti simulazioni hanno evidenziato che processi di "merging violento" di due nane bianche massicce sono forti candidati per l'innesco delle potenti esplosioni termonucleari all'origine degli eventi di SNe Ia
- il modello DD è in accordo con i *delay time* delle SNe Ia
- studi osservativi su SN 2011fe, l'evento più vicino da SN 1987A, sembrano favorire un progenitore DD

I modelli di progenitore *sub-chandrasekhar mass* sono in accordo con eventi *1991bg-like*, i quali presentano una luminosità minore rispetto alle SNe Ia "normali".

Per quanto concerne la modellizzazione dell'esplosione, sono stati analizzati i modelli più studiati e implementati dai gruppi di ricerca che si occupano delle SNe Ia:

- i modelli *delayed detonation* prevedono, ad un certo stadio dell'esplosione, una transizione spontanea del fronte del bruciamento da un regime di deflagrazione a uno di detonazione (DDT, *deflagration-to-detonation transition*)
- i modelli *double detonation* considerano una detonazione che avviene nella shell di elio che una nana bianca con $M < M_{Ch}$ ha accresciuto da una stella compagna. Il fronte di detonazione si propaga verso il core andando, potenzialmente, ad innescare una seconda detonazione e quindi l'evento di SNe Ia.
- i modelli a *merging violento*, configurazione particolare di un sistema progenitore double-degenerate, prevedono interazione e merging di due nane bianche con rapporto di massa vicino all'unità.

Nonostante le simulazioni di esplosione prodotte con i modelli presi in esame permettano di calcolare quantità che complessivamente sono comparabili con i dati osservativi delle SNe Ia "normali", rimangono comunque incertezze abbastanza profonde nella modellizzazione della fisica dell'esplosione. I punti più delicati sono sicuramente l'innesco del bruciamento e delle detonazioni; ciò è tutt'altro che sorprendente, in quanto questi processi agiscono su dimensioni che non possono essere risolte dalle scale delle attuali simulazioni multidimensionali di supernovae. In particolare si considerano processi di innesco che agiscono su scale di 10^{-1} cm rispetto ai 10^8 cm che rappresentano le dimensioni tipiche di una nana bianca.

Di seguito alcune criticità delle tre classi di modelli precedentemente affrontati:

- La consistenza dei modelli M_{Ch} *delayed detonation* si basa sulla sull'effettivo avvenimento della fase DDT nella fase di incenerimento della nana bianca. Nonostante studi recenti (Röpke 2007, Poludnenko et al. 2011) sembrano indicare che ciò sia possibile, l'ultima parola sul fatto che tale evento si verifichi effettivamente nell'esplosione di una supernova di tipo Ia è lungi dall'esser posta.
- I modelli *sub- M_{Ch} double detonation* richiedono l'innesco di due detonazioni. Mentre la seconda sembra essere virtualmente inevitabile (Fink, Röpke, Hillebrandt, Seitenzahl, Sim & Kromer 2011; Fink, Hillebrandt, Röpke 2007), l'avvio della detonazione iniziale nello strato di elio non è totalmente certa, in particolare nel caso di shell di elio poco massive.

- I modelli a *merging violento* di due nane bianche si basano sull'innescò di una detonazione nella fase di merging. Anche se i lavori di Pakmor et al. (2010, 2011, 2012) indicano una concreta possibilità che ciò avvenga, il meccanismo necessita ulteriori approfondimenti e conferme.

È necessaria una comprensione più profonda della microfisica alla base delle combustioni termonucleari per poter superare questi punti oscuri e poter valutare, quindi, ogni modello puramente per la plausibilità del suo meccanismo di esplosione. Sfortunatamente, data la difficoltà della questione, non ci si aspettano, almeno nel breve termine, soluzioni definitive da questo approccio.

I risultati dei lavori esaminati e riassunti in questo lavoro di tesi evidenziano comunque che i modelli considerati sono in grado di coprire il range di luminosità delle supernovae di tipo Ia "normali" e di riprodurre abbastanza bene, almeno al primo ordine, le corrispettive curve di luce e spettri. Il confronto tra gli spettri computati e quelli di SNe Ia 2005cf nelle figure 4.4, 4.6, 4.8 mettono sì in luce questo aspetto, ma evidenziano anche alcune importanti differenze: nei modelli *M_{Ch} delayed detonation* e *sub-M_{Ch} double detonation*, la riga di assorbimento del SiII a $\lambda \sim 6150\text{\AA}$ è troppo blushtata rispetto alla supernova "golden standard" SNe 2005cf, il che sta a indicare una velocità troppo elevata del materiale espulso. Importante sottolineare anche come, nonostante le masse coinvolte e i meccanismi di esplosione siano differenti, è difficile distinguere tra i tre modelli solo osservando gli spettri computati nelle figure sopra elencate. Questa "degenerazione" impedisce di favorire un modello sugli altri. Ciò implica che teoricamente tutti e tre i meccanismi contribuiscono alle SNe Ia normali, plausibilmente con differenti frequenze, oppure che si debbano trovare ulteriori metodi per discriminare un metodo dall'altro.

In futuro, segnali importanti da questo punto di vista potrebbero arrivare da vincoli da imporre ai modelli, rate di esplosione e *delay times* in primis, ma anche da vincoli puramente osservativi come la presenza o meno di gas circumstellare, l'individuazione o meno della stella progenitrice o della compagna e così via.

Bibliografia

- [1] Benson, P. J.: 1993, *AJ*, 106, 1101
- [2] Bildsten L. , Ken J. Shen, Nevin N. Weinberg, Gijs Nelemans; arXiv:astro-ph/0703578 (2007)
- [3] Bours M.C.P. , S. Toonen, G. Nelemans; arXiv:1302.2629 (2012)
- [4] Contardo, G.: 2000, Monochromatic and Bolometric Light Curves of Type Ia Supernovae, PhD Thesis, Technical University Munich, Munich
- [5] Dan M, Stephan Rosswog, Philipp Podsiadlowski; arXiv:1308.1667v1 (2013)
- [6] Dan, M., Rosswog, S., Guillochon, J., Ramirez-Ruiz, E. 2011, ArXiv e-prints
- [7] Doggett, J. B., Branch, D.: 1985, *AJ*, 90, 2303
- [8] Fink M. Modeling Detonations in Type Ia Supernovae, PhD Thesis, Technischen Universität München (2010)
- [9] Fink M. , Röpke F.K., Hillebrandt W. , Seitenzahl I.R, Sim S.A , and Kromer M. , *AA* 514, A53 (2010),1002.2173.
- [10] Fink M., M. Kromer, I. R. Seitenzahl, F. Ciaraldi-Schoolmann, F. K. Röpke, S. A. Sim, R. Pakmor, A. J. Ruiter, W. Hillebrandt; arXiv:1308.3257 (2013)
- [11] Ford, C. H., Herbst, W., Richmond, M. W., Baker, M. L., Filippenko, A. V., Treffers, R. R., Paik, Y., 1994 *Astron Jour* 107, 1022
- [12] Goobar B. Leibundgut, B. *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 61, 251 (2011), 1102.1431.
- [13] Hachisu I., Mariko Kato, Ken'ichi Nomoto, Hideyuku Umeda; arXiv:astro-ph/9902303v1 (1999)
- [14] Hernandez, M., et al.: 2000, arxiv.org/abs/astro-ph/0007022
- [15] Hillebrandt W. , J.C. Niemeyer; arXiv:astro-ph/0006305 (2000)
- [16] Hillebrandt W., M. Kromer, F. K. Röpke, and A. J. Ruiter ; arXiv:1302.6420 (2013)
- [17] Jha, S., et al.: 1999, *ApJS*, 125, 73
- [18] Kromer M , Sim S.A. ,Fink M. ,Röpke, Seitenzahl, and Hillebrandt, *ApJ* 719, 1067 (2010),1006.4489.
- [19] Kromer M. and Sim S. A. , *MNRAS* 398, 1809 (2009), 0906.3152.
- [20] Landau L. D. Lifshitz E. M., 1971, *The Classical Theory of Fields*, Pergamon Press, Oxford
- [21] Landau, L. D. Lifschitz, E. M. 1991, *Lehrbuch der theoretischen Physik*, Vol. 6, Hydrodynamik
- [22] Leibundgut B. ; arXiv:astro-ph/0003326 (2000)
- [23] Lira, P., et al.: 1998, *AJ*, 115, 234
- [24] Livio M. ; arXiv:astro-ph/9903264 (2000)
- [25] Lucy L. B. , *AA* 429, 19 (2005), arXiv:astro-ph/0409249.

- [26] Lundmark K. 1920.Svenska Vetenskapsakad. Handl.60:8
- [27] Matheson T. , R. P. Kirshner, P. Challis, S. Jha, P. M. Garnavich, P. Berlind, M. L. Calkins, S. Blondin, Z. Balog, A. E. Bragg, N. Caldwell, K. Dendy Concannon, E. E. Falco, G. J. M. Graves, J. P. Huchra, J. Kuraszkiewicz, J. A. Mader, A. Mahdavi, M. Phelps, K. Rines, I. Song, B. J. Wilkes; arXiv:0803.1705v1 (2008)
- [28] Meikle, W. P. S.: 2000, MNRAS (astro-ph/9912123)
- [29] Moll, Woosley; arXiv:1303.0324v2 (2013)
- [30] Nelemans, G. van den Heuvel, E. P. J. 2001, AA, 376, 950
- [31] Nomoto K. , Hideyuki Umeda , Izumi Hachisu , Mariko Kato , Chiaki Kobayashi , Takuji Tsujimoto; arXiv:astro-ph/9907386v1 (1999)
- [32] Nomoto K., Yasuomi Kamiya, Naohito Nakasato ; arXiv:1302.3371 (2013)
- [33] Nomoto, K., Thielemann, F.-L., Yokoi, K.: 1984, ApJ, 286, 644
- [34] Nomoto, K.1982 ApJ 253, 798
- [35] Pakmor R., M. Kromer, S. Taubenberger, S. A. Sim, F. K. Röpke, W. Hillebrandt; arXiv:1201.5123 (2012)
- [36] Phillips, M. M.: 1993, ApJ, 413, L105
- [37] Poludnenko A.Y., T. A. Gardiner, and E. S. Oran,ArXiv e-prints (2011), 1106.3696.
- [38] Riess, A. G., Press, W. H., Kirshner, R. P.: 1996b, ApJ, 473, 588
- [39] Röpke F.K., ApJ 668, 1103 (2007), arXiv:0709.4095.
- [40] Seitzzahl Ivo R. , Franco Ciaraldi-Schoolmann, Friedrich K. Roepke, Michael Fink, Wolfgang Hillebrandt, Markus Kromer, Ruediger Pakmor, Ashley J. Ruiter, Stuart A. Sim,
- [41] Seitzzahl Ivo R. , F.,Röpke K. ,Kromer M., Seitzzahl I. R. , Pakmor R. , Sim S. A. , Taubenberger S. , Ciaraldi-Schoolmann F. , Hillebrandt W. , Aldering G. , Antilogus P. , et al., ApJ 750, L19 (2012), 1203.4839.
- [42] Shen K. J. and Bildsten L. , ApJ 699, 1365 (2009),0903.0654.
- [43] Sim S.A. , I. R. Seitzzahl, M. Kromer, F. Ciaraldi-Schoolmann, F. K. Röpke, M. Fink, W. Hillebrandt, R. Pakmor, A. J. Ruiter, S. Taubenberger; arXiv:1308.4833 (2013)
- [44] Sim S. A. , P. A. Mazzali; arXiv:0710.3313 (2007)
- [45] Suntzeff, N. B., et al.: 1999, AJ, 117, 1175
- [46] Taubenberger S.; arXiv:1211.3015 (2012)
- [47] Toonen S. , Nelemans G., and Portegies Zwart S. , AA 546, A70 (2012), 1208.6446.
- [48] Tutukov A. Yungelson L., MNRAS 280, 1035 (1996).
- [49] Vacca, W. D., Leibundgut, B.: 1996, ApJ, 471, L37
- [50] Wang, Han; arXiv:1204.1155v2 (2012)
- [51] Webbink R. F., ApJ 277, 355 (1984).
- [52] Woosley & Weaver; 10.1146/annurev.aa.24.090186.001225 (1986)
- [53] Woosley, & Weaver, T. A. 1994 ApJ 423, 371
- [54] Yungelson L., Livio M. , Tutukov A., and Kenyon S. J. , ApJ 447, 656 (1995).