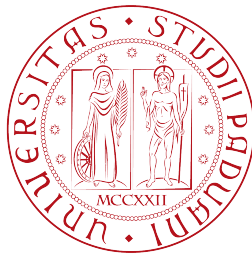


UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA
“GALILEO GALILEI”

CORSO DI LAUREA MAGISTRALE IN
ASTRONOMIA



Un nuovo codice di sintesi di popolazione per lo
studio della demografia di binarie di buchi neri

Relatore:

Prof.ssa Paola Marigo

Correlatori:

Dott.ssa Michela Mapelli

Dr. Mario Spera

Controrelatore:

Dr. Luca Zampieri

Laureando:

Nicola Giacobbo

Anno accademico 2015/2016

Indice

1	Evoluzione di sistemi binari	7
1.1	Sistemi binari stellari	7
1.2	Binarie strette	9
1.2.1	Modello di Roche	10
1.2.2	Principali processi fisici	13
1.3	Common Envelope	13
1.3.1	Formazione	14
1.3.2	Evoluzione	16
1.3.3	Sistemi fisici spiegabili con il common envelope	17
2	Binarie di buchi neri	19
2.1	Formazione di oggetti compatti	19
2.1.1	Venti stellari	20
2.1.2	Esplosioni di supernova	20
2.2	Formazione di binarie di oggetti compatti	22
2.2.1	Binarie primordiali	22
2.2.2	Binarie formate dinamicamente	23
2.3	Onde gravitazionali prodotte da binarie	25
3	BSE	29
3.1	Panoramica di BSE	29
3.2	Aggiornamenti	30
3.2.1	Venti stellari e perdita di massa	30
3.2.2	Modelli per l'esplosione di supernovae	37
3.3	Risultati	42
4	SEVN	51
4.1	Panoramica di SEVN	51
4.2	Pair instability supernovae in SEVN	53

4.3	Modulo per il common envelope	55
4.3.1	Implementazione del nuovo modulo	56
4.4	Risultati	59
5	Conclusioni	65
5.1	BSE: conclusioni	65
5.2	SEVN: sviluppi futuri	68
	Bibliografia	70
	Appendices	75
A		77
A.1	Stellar winds	77
A.2	SNe	78
B		81
B.1	Pair-instability	81
B.2	Modulo common envelope	81

Introduzione

Lo scopo della mia tesi magistrale è studiare la demografia delle binarie di oggetti compatti tramite l'utilizzo di codici di sintesi di popolazione, ponendo particolare attenzione ai sistemi composti da buchi neri. Infatti, nonostante l'importanza astrofisica dei buchi neri, il loro spettro di massa è ancora incerto e materia di dibattito nella comunità scientifica.

La prima osservazione diretta delle onde gravitazionali (GW150914, Abbott et al. [2016a](#)) ha mostrato che esistono binarie di buchi neri che possono fondersi in un tempo inferiore al tempo di Hubble e, cosa molto importante, che esistono buchi neri di massa $\geq 30 M_{\odot}$. Questi valori per le masse dei buchi neri sono consistenti con le masse predette da SEVN (Stellar EVolution for N-body), il nuovo codice di sintesi di popolazione sviluppato da Spera, Mapelli et al. ([2015](#)). Nella sua versione attuale SEVN permette di evolvere solo stelle singole. I processi di evoluzione in sistemi binari (trasferimento di massa, inviluppo comune, etc.) non sono ancora presenti nel codice ma sono fondamentali per capire la formazione di binarie di oggetti compatti. Per questo motivo, per studiare la demografia dei sistemi binari di oggetti compatti, nella prima parte di questo lavoro di tesi ho deciso di aggiungere a SEVN un nuovo modulo per lo studio dell'evoluzione di stelle binarie. Siccome i processi fisici coinvolti sono molti, ho deciso di iniziare implementando il modulo per lo sviluppo dei sistemi binari durante la fase di inviluppo comune (common envelope). Il common envelope è uno dei processi più importanti coinvolti nella formazione di una vasta gamma di sistemi binari tra i quali i progenitori di supernovae Ia, le binarie a raggi X e le binarie di oggetti compatti in grado di emettere onde gravitazionali. Inoltre, i processi fisici che guidano l'evoluzione del sistema durante la fase di common envelope sono ancora molto incerti ed è possibile studiarli solo tramite l'ausilio di codici di sintesi di popolazione (Ivanova et al. [2013](#)).

Nella seconda parte del mio lavoro di tesi mi sono concentrato su BSE (Binary Stellar Evolution), un altro codice di sintesi di popolazione sviluppato da Hurley, Tout et al. ([2002](#)), a cui ho apportato importanti aggiornamenti. Per quanto BSE sia uno dei codici di sintesi di popolazioni più usati, i modelli di evoluzione stellare implementati

nella versione attuale del codice sono ancora quelli degli anni '90. Questi modelli sono obsoleti, in quanto non tengono conto degli sviluppi nel campo dei venti stellari (ad esempio Vink, de Koter et al. 2001 e Vink, Muijres et al. 2011) né dei nuovi modelli di esplosione di supernova (ad esempio Fryer, Belczynski et al. 2012). Per prima cosa, quindi, ho aggiornato in BSE le ricette usate per descrivere la perdita di massa causata dai venti stellari utilizzando le prescrizioni di Vink, de Koter et al. (2001). Inoltre, ho aggiunto due modelli per descrivere le esplosioni di supernova (Fryer, Belczynski et al. 2012) che si affiancano ai due già presenti.

Successivamente, attraverso l'utilizzo della versione di BSE da me implementata, ho effettuato simulazioni dell'evoluzione stellare di un campione di 5000 sistemi binari con diverse metallicità, per studiare la demografia dei sistemi di oggetti compatti (stelle di neutroni e buchi neri). Infine, ho confrontato i risultati ottenuti usando la mia versione di BSE con le recenti osservazioni effettuate dalla collaborazione LIGO-Virgo (Abbott et al. 2016a).

Nel Capitolo 1 vengono introdotti i sistemi binari e, in particolare, le binarie strette. Nel Capitolo 2 descrivo i principali processi coinvolti nella formazione di binarie di oggetti compatti. Nel Capitolo 3 mostro il lavoro che ho svolto per aggiornare BSE e i risultati che ho ottenuto. Nel Capitolo 4 descrivo come ho implementato il nuovo modulo per SEVN e i test che ho effettuato. Infine, nel Capitolo 5 discuto i risultati ottenuti dal mio lavoro di tesi e i possibili sviluppi futuri.

Capitolo 1

Evoluzione di sistemi binari

Lo scopo di questo Capitolo è quello di dare una descrizione dei sistemi binari stellari e della loro evoluzione. In Sezione 1.1 sono presentate le caratteristiche principali dei sistemi binari. Nella Sezione 1.2 vengono esposti i sistemi binari stretti e i principali processi fisici coinvolti nella loro evoluzione. In Sezione 1.3 vengono spiegati in dettaglio i meccanismi fisici che guidano la formazione e determinano l'evoluzione delle binarie strette durante la fase di *common envelope*. Quest'ultima sezione risulta di particolare importanza perché fornisce le basi teoriche necessarie per una completa comprensione del lavoro di tesi che ho svolto e che verrà presentato nei Capitolo 3 e Capitolo 4.

1.1 Sistemi binari stellari

In astronomia, due stelle formano un *sistema binario* quando sono legate dalla loro reciproca attrazione gravitazionale, ovvero quando sono forzate a muoversi su orbite ellittiche attorno al centro di massa del sistema (vedi Fig. 1.1). Tali moti sono descritti dalla seguente formula

$$r_i = \frac{a_i(1 - e_i^2)}{1 + e_i \cos \theta_i} \quad i = 1, 2 . \quad (1.1)$$

In equazione (1.1) compaiono: il semiasse maggiore a_i , l'eccentricità dell'orbita e , l'angolo di fase θ e la distanza r_i della stella i -esima dal centro di massa.

Altri parametri fondamentali per descrivere i sistemi binari sono: il *periodo orbitale* del sistema (P), la *separazione orbitale* definita come la somma dei semiasse maggiori ($a = a_1 + a_2$), la *massa totale* data dalla somma delle singole masse ($M_{\text{tot}} = M_1 + M_2$) e la *massa ridotta* ($\mu = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}$). In particolare, sfruttando la massa totale e la

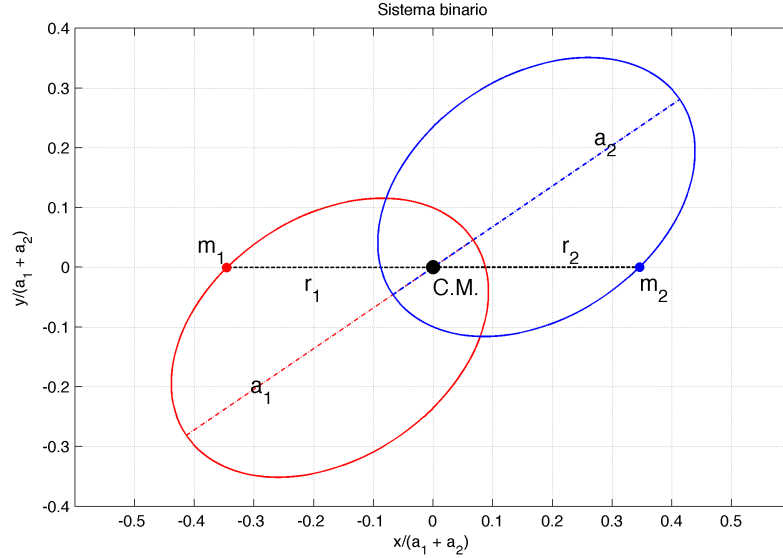


Figura 1.1: Orbite di due stelle di egual massa ($\mu = 1/2 M_\odot$) nel sistema di riferimento fisso del centro di massa (C.M.). Le reciproche posizioni delle due componenti, ad un generico istante t , sono rappresentate dai cerchi pieni. Sono inoltre riportati i semiassi maggiori con il tratto-punto.

massa ridotta si può passare da un problema a due corpi ad un problema con un solo corpo. Infatti, il moto relativo delle due stelle è equivalente al moto di una particella di massa μ soggetta all'attrazione gravitazionale di un corpo di massa M_{tot} , per qualsiasi dettaglio si rimanda il lettore ad un qualsiasi libro di testo di meccanica celeste. Utilizzando la terza legge di Keplero (1.2) è possibile esprimere il periodo orbitale in funzione della massa totale e della separazione orbitale del sistema:

$$P = a^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{2\pi}{GM_{\text{tot}}}}, \quad (1.2)$$

dove G è la costante di gravitazione universale. Da un punto di vista puramente osservativo, i sistemi binari vengono invece classificati in base al metodo con cui vengono scoperti e studiati.

- o **Binarie visuali:** sono sistemi in cui la distanza angolare tra le due componenti è sufficientemente grande da permettere di vedere le due stelle separate. Si possono quindi osservare i moti periodici di entrambe le stelle ed ottenere la

loro orbita apparente. Nel caso sia visibile il moto perturbato di una sola componente il sistema prende il nome di *binaria astrometrica*.

- **Binarie spettroscopiche:** sono sistemi in cui la natura binaria si evince dalla misura delle velocità radiali ottenute con l'analisi spettroscopica. In questi casi gli spettri delle stelle mostrano una o più righe che si spostano periodicamente verso il blu e poi verso il rosso. Tale spostamento è dovuto all'effetto Doppler causato dal moto orbitale delle due stelle.
- **Binarie fotometriche:** sono sistemi caratterizzati da una curva di luce, ovvero presentano una variazione periodica del flusso, o della magnitudine, in funzione del tempo. Un caso particolare sono le *binarie ad eclisse*.

Per concludere, si ricorda che l'osservazione e lo studio delle orbite dei sistemi binari fornisce uno dei metodi più efficaci per il calcolo delle masse stellari (Andersen 1991). Inoltre, se per lo stesso sistema sono disponibili dati ottenuti con diversi metodi osservativi, ad esempio, curve di luce e velocità radiali, è possibile stimare anche raggio e densità delle due componenti stellari.

1.2 Binarie strette

Si stima che la maggior parte delle stelle in cielo si trovino in sistemi binari (o multipli) con periodi orbitali che vanno dall'ordine di qualche minuto fino a $\sim 10^6$ anni. Nel caso in cui il periodo orbitale sia sufficientemente elevato ($P \gtrsim 30$ anni), le due componenti stellari non risentiranno della reciproca presenza e seguiranno la normale evoluzione predetta per le stelle singole. Nonostante che la maggior parte dei sistemi binari soddisfi tale condizione, esiste una frazione non trascurabile [fino a $\sim 50\%$ per stelle massicce ($\gtrsim 20M_{\odot}$) Kobulnicky et al. (2007)] di sistemi in cui tale separazione è abbastanza piccola da permettere forti interazioni tra le stelle. Questi sistemi sono detti *binarie strette*. In tali sistemi le dimensioni delle due componenti sono paragonabili alla loro separazione orbitale e l'evoluzione di ciascuna stella è fortemente influenzata dalla presenza della compagna.

Le binarie strette ricoprono un importante ruolo nel campo dell'astrofisica moderna. Infatti, tramite lo studio della loro formazione ed evoluzione è possibile comprendere l'esistenza di una vasta gamma di oggetti astronomici tra cui: binarie-X, sistemi cataclismici, progenitori di supernove Ia e sistemi binari di oggetti compatti (ad esempio binarie di buchi neri).

Uno strumento fondamentale per studiare l'evoluzione dei sistemi binari stretti è il *lobo di Roche*.

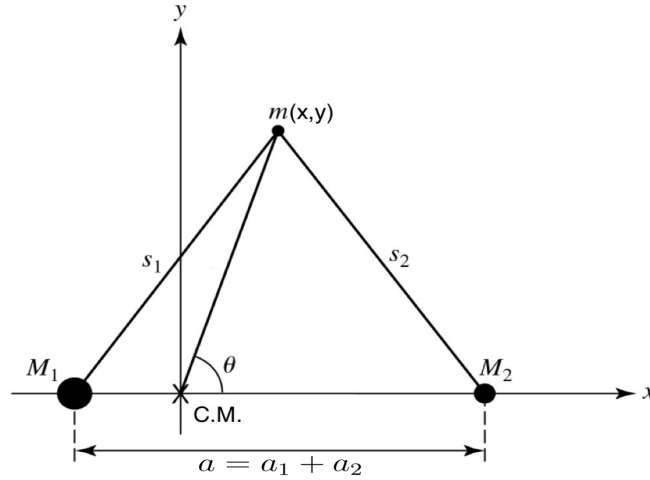


Figura 1.2: Rappresentazione nel sistema sinodico di un sistema binario e della particella test.

1.2.1 Modello di Roche

Per definire il lobo di Roche si consideri il *problema ristretto dei tre corpi*, in cui si segue il moto di una particella test di massa nulla, che si muove nel campo gravitazionale generato da due stelle rotanti di massa M_1 e M_2 . Per convenienza si sceglie di lavorare in un sistema di riferimento co-rotante con origine nel centro di massa, chiamato *sistema sinodico*, assumendo che le orbite delle stelle siano circolari. A questo punto, si definisce il *potenziale effettivo* Φ , dovuto al potenziale gravitazionale delle due stelle e alla forza centrifuga agenti sulla particella test:

$$\Phi(x, y) = -G \left(\frac{M_1}{\sqrt{(x - a_1)^2 + y^2}} + \frac{M_2}{\sqrt{(x - a_2)^2 + y^2}} \right) - (x^2 + y^2) \frac{1}{2} \frac{GM_{\text{tot}}}{a^3},$$

dove (x, y) sono le coordinate della particella test nel sistema sinodico come mostrato in Fig 1.2.

Tutti i punti che condividono lo stesso valore di Φ definiscono una superficie equipotenziale che, per i sistemi binari, coincide con una superficie di livello. Infatti, la gravità effettiva in ogni punto è sempre perpendicolare alla superficie equipotenziale passante per quel punto. In Fig. 1.3 sono mostrati i contorni equipotenziali sul piano dell'orbita di un sistema binario con massa ridotta $\mu = 0.1 M_{\odot}$. Studiando il potenziale efficace si trova che il suo gradiente si annulla in 5 punti, detti *punti lagrangiani*. Tali punti indicano le posizioni dove l'attrazione gravitazionale esercitata dalle due stelle sulla massa test fornisce esattamente la forza centripeta necessaria alla particella test per co-ruotare con il sistema sinodico. In altre parole,

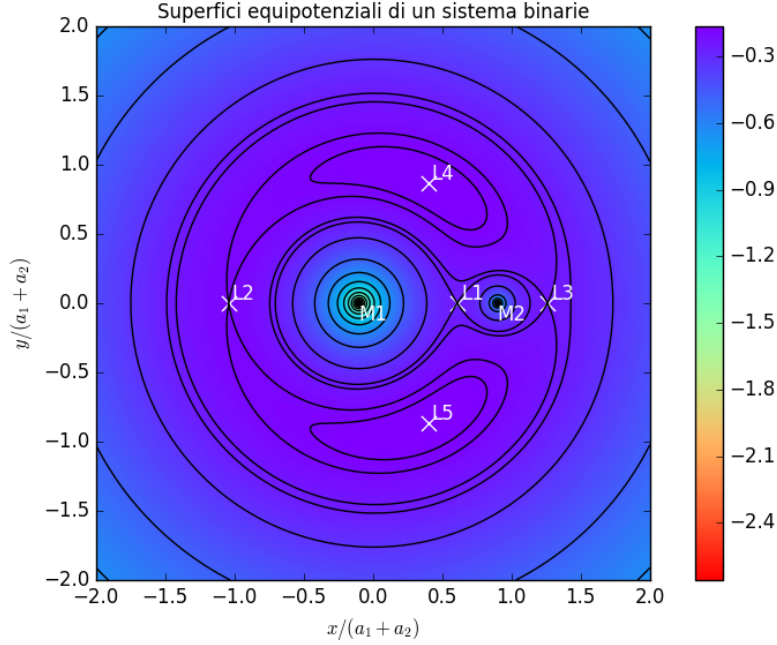


Figura 1.3: Intersezioni delle superfici equipotenziali con il piano delle orbite del sistema binario. Il sistema di riferimenti è quello sinodico dove: + indica il centro di massa, × indicano i cinque punti lagrangiani (L_i con $i = 1, \dots, 5$). Le dimensioni spaziali sono state normalizzate alla separazione orbitale delle due stelle e la massa ridotta vale $\mu = 0.1 M_\odot$.

i punti lagrangiani indicano le posizioni di stazionarietà nel sistema di riferimento co-rotante. Tre di questi punti giacciono sulla linea che congiunge le due stelle e, tra questi, il punto lagrangiano interno (L_1) gioca un ruolo cruciale nell'evoluzione dei sistemi binari stretti. Infatti, la superficie equipotenziale che passa attraverso L_1 mette in comunicazione le sfere di influenza gravitazionale delle due stelle. Tale superficie viene chiamata *potenziale critico di Roche* e racchiude la regione di spazio che prende il nome di lobo di Roche.

Se una stella raggiunge le dimensioni del proprio lobo di Roche, raggiungendo la superficie critica, allora la materia inizia a fluire nel lobo di Roche della compagna attraverso L_1 . Tale processo è il meccanismo principale di trasferimento di massa e prende il nome di *Roche Lobe Overflow* (RLOF).

Si definisce il *raggio del lobo di Roche* di una stella (R_L) con l'espressione ricavata da Eggleton (1983) che dipende solamente dalla separazione orbitale e dal rapporto delle masse (q) delle due stelle:

$$R_L = \frac{0.49q^{-\frac{2}{3}}}{0.6q^{-\frac{2}{3}} + \ln(1 + q^{-\frac{1}{3}})} a, \quad (1.3)$$

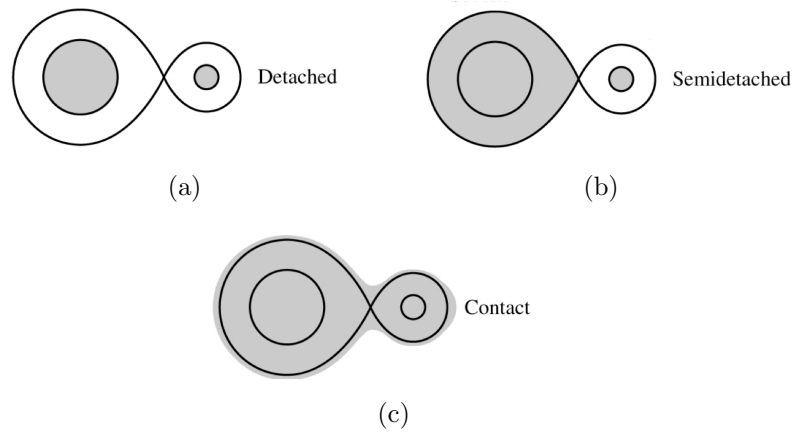


Figura 1.4: Classificazione dei sistemi binari stretti: detached (a), semi-detached (b) e common envelope (c).

S

dove $q = M_1/M_2$ per la stella di massa M_1 (viceversa per la stella compagna). Questa espressione è valida solo per sistemi in orbita circolare.

Esiste un'utile classificazione per le binarie strette basata sul confronto tra le dimensioni delle componenti stellari e i relativi raggi di Roche e schematizzata in Fig. 1.4.

- **Detached**: sono sistemi stretti in cui entrambe le stelle non raggiungono le dimensioni del proprio lobo di Roche e quindi non vi è trasferimento di massa tramite RLOF.
- **Semi-detached**: sono sistemi in cui solo una delle due stelle riempie il proprio lobo di Roche e in questo caso il trasferimento di massa per mezzo RLOF è attivo.
- **Common envelope**: sono sistemi in cui entrambe le stelle raggiungono, o addirittura superano, le dimensioni dei lobi di Roche e vengono anche chiamati sistemi a contatto. Queste binarie vengono così chiamate perché a causa del trasferimento di massa si crea un involucro comune ad entrambe le stelle. Per alcuni di questi sistemi anche i punti lagrangiani L_2 e L_3 possono diventare importanti dal momento che, se raggiunti dall'involuppo comune, parte della materia potrebbe fuoriuscire dal sistema.

La probabilità che il RLOF inizi è molto più alta per stelle evolute (cioè, non di sequenza principale) ma, siccome le stelle spendono gran parte della loro vita in

sequenza principale, allora la maggior parte delle binarie strette osservate non sono sistemi semi-detached o common-envelope anche se lo saranno in futuro.

1.2.2 Principali processi fisici

Nei sistemi detached le stelle interagiscono tra loro attraverso le maree e fenomeni di accrescimento di massa, dovuti ai venti stellari.

Quando una stella perde massa a causa dei propri venti stellari, parte di questa materia può andare ad accrescere la compagna mentre vi orbita attraverso. Perdendo massa la stella perde anche momento angolare e una frazione di esso viene trasferita alla compagna durante l'accrescimento. La variazione di massa causa variazioni dell'orbita che tende quindi a circularizzarsi. Le interazioni mareali tendono invece a sincronizzare i periodi di rotazione delle stelle con il periodo orbitale del sistema per raggiungere lo stato di equilibrio. Tale equilibrio corrisponde allo stato di minima energia in cui il sistema è caratterizzato da orbite circolari e rotazioni sincronizzate. Entrambi i processi appena illustrati causano dei cambiamenti nella forma dell'orbita, ma all'interazione mareale è il fenomeno dominante rispetto all'accrescimento per vento. Ad esempio (Hurley, Tout et al. 2002), per una stella di $2.0 M_{\odot}$ sul ramo delle giganti il rapporto dei tempi scala di circularizzazione dovuta alla variazione di massa, τ_m , e alle maree, τ_t , vale

$$\frac{\tau_m}{\tau_t} \simeq 10^{10} .$$

Oltre al trasferimento di massa per vento, i sistemi binari possono scambiare massa anche attraverso il *lobo di Roche*. Il modo più semplice è che la stella donatrice si espanda a causa della sua evoluzione nucleare fino a riempire il lobo di Roche. A questo punto la materia viene trasferita in un tempo scala nucleare o termico, a seconda che la donatrice abbia massa iniziale maggiore o minore della compagna (per maggiori dettagli si veda Podsiadlowski et al. 2002). Il secondo meccanismo prevede che il sistema binario perda momento angolare causando una diminuzione della separazione orbitale con conseguente restringimento delle dimensioni del lobo di Roche. La perdita di momento angolare è dovuta principalmente ai fenomeni di emissione di onde gravitazionali (che verrà approfondita nel Capitolo 2) e di frenamento magnetico.

1.3 Common Envelope

Tra tutti i meccanismi necessari a descrivere la formazione di binarie strette, il common envelope è uno dei più importanti. Infatti, nonostante che il suo funzionamento

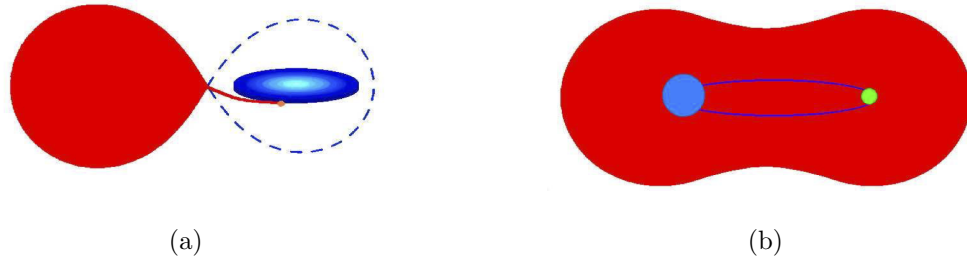


Figura 1.5: Trasferimento di massa che avviene in modo stabile (a) e instabile (b).

sia ancora molto incerto, è fondamentale per spiegare la formazione di una larga varietà di sistemi binari tra i quali: progenitori di supernovae Ia, binarie a raggi X e binarie di oggetti compatti in grado di emettere onde gravitazionali.

1.3.1 Formazione

Il trasferimento di massa nelle binarie strette può avvenire in modo stabile o instabile. Nel caso stabile (Fig. 2.3(a)) la maggior parte della materia ceduta dalla stella donatrice accresce la massa della stella compagna che in risposta modifica la sua struttura. Ad esempio, se l'accrescimento riguarda una stella di sequenza principale quest'ultima subisce una sorta di *ringiovanimento*. Questo significa che la stella sarà ancora una stella di sequenza principale ma più massiccia. Il trasferimento stabile si conclude una volta che l'involuppo della stella donatrice è stato trasferito o è fuoriuscito dal sistema. Generalmente, a causa del trasferimento stabile il sistema tende ad allargarsi.

Al contrario, il trasferimento instabile (Fig. 2.3(b)) si verifica quando la compagna non riesce ad accrescere tutta la massa ricevuta dalla donatrice a la materia inizia allora ad accumularsi attorno alla stella compagna fino a riempire il suo lobo di Roche. A questo punto il nucleo della stella donatrice e la stella compagna condividono l'involuppo più esterno e da qui inizia la fase di common envelope. Durante questa fase, a causa dell'attrito generato dal gas dell'involuppo, le stelle perdono energia e momento angolare e iniziano a spiraleggiare verso il centro di massa. Se nello spiraleggiamento le stelle trasferiscono sufficiente energia all'involuppo questo può essere espulso e il sistema che sopravvive sarà molto più stretto di quello iniziale. In caso contrario i due nuclei continuano a spiraleggiare fino ad arrivare a fondersi.

Una delle più grandi incertezze nel modellare l'evoluzione del common envelope riguarda la condizione che porta alla rimozione dell'involuppo comune. Il modello standard più usato per predire l'esito della fase di common envelope è chiamato *for-*

malismo dell'energia. L'idea di fondo (si veda Ivanova et al. 2013) è che l'energia necessaria a rimuovere l'involuppo comune derivi interamente dalla dissipazione dell'energia orbitale della binaria. Quindi si compara la differenza tra energia orbitale iniziale e finale del sistema (ΔE_{orb}) con l'*energia di legame* (E_{bind}), cioè l'energia necessaria a disperdere l'involuppo all'infinito:

$$E_{\text{bind}} = \Delta E_{\text{orb}} = -\frac{G}{2} \left(\frac{m_1 m_2}{a_i} - \frac{m_{1,\text{core}} m_2}{a_f} \right), \quad (1.4)$$

dove a_i e a_f sono la separazione orbitale iniziale e finale, m_1 e m_2 sono le masse iniziali e $m_{1,\text{core}}$ è la massa finale della stella donatrice una volta perso l'involuppo. L'energia di legame dell'involuppo viene definita come la somma della sua energia potenziale e della sua energia interna.

Inoltre, per semplicità di utilizzo, viene introdotto un parametro libero λ , che serve per considerare le possibili strutture dell'involuppo, e quindi l'energia di legame diventa:

$$E_{\text{bind}} = -\frac{G m_1 m_{1,\text{env}}}{\lambda R_1}, \quad (1.5)$$

dove $m_{1,\text{env}} = m_1 - m_{1,\text{core}}$ è la massa persa dalla stella donatrice e R_1 il suo raggio all'inizio della fase di common envelope. Siccome non tutta l'energia orbitale disponibile può essere usata per espellere l'involuppo, viene introdotto un secondo parametro libero α_{CE} , che rappresenta la frazione di energia utile a rimuovere l'involuppo. A questo punto l'espressione per il bilancio dell'energia (1.4) può essere riscritta usando entrambi i parametri liberi appena introdotti ottenendo l'espressione

$$\lambda \alpha_{\text{CE}} \left(\frac{G m_1 m_2}{2 a_i} - \frac{G m_{1,\text{core}} m_2}{2 a_f} \right) = \frac{G m_1 m_{1,\text{env}}}{R_1}. \quad (1.6)$$

Esiste, inoltre, un altro formalismo, in alternativa al precedente, chiamato *formalismo* γ . In questo caso al posto di usare la conservazione dell'energia si sfrutta la non conservazione del momento angolare e l'equazione fondamentale è

$$\frac{\Delta J_{\text{orb}}}{J_i} = \frac{J_i - J_f}{J_i} = \gamma \frac{m_{1,\text{env}}}{m_1 + m_2},$$

dove J_i e J_f sono il momento angolare iniziale e finale, rispettivamente, e γ è il parametro libero introdotto in questo formalismo. Sfortunatamente quest'ultimo modello non è applicabile a tutte le tipologie di sistemi binari. Ad esempio, nel caso di un sistema binario di nane bianche esso richiede che avvenga un evento di generazione dell'energia (si veda Woods et al. 2011) non compatibile con la fase di common envelope. Pertanto è preferibile usare il primo formalismo basato sul bilancio energetico.

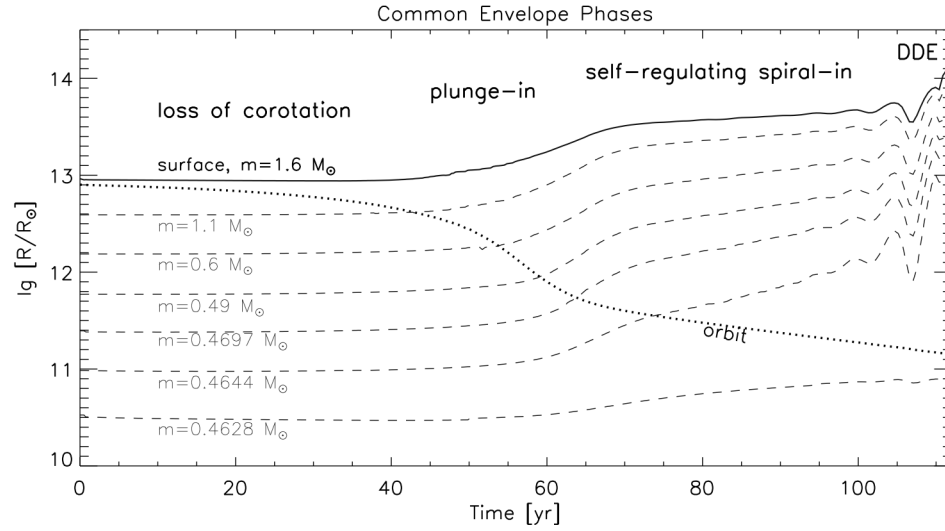


Figura 1.6: Fasi principali dell'evoluzione del common envelope nel caso di una gigante rossa di massa $1.6 M_{\odot}$ e di una nana bianca di $0.3 M_{\odot}$ usando i dati di una simulazione idrodinamica. Le linee tratteggiate indicano i livelli di massa costante per la gigante rossa. L'immagine è presa da Ivanova et al. 2013.

1.3.2 Evoluzione

Per capire il meccanismo di common envelope è importante sottolineare il fatto che questo non è un evento singolo e uguale per tutti i sistemi binari ma, anzi, può essere suddiviso in una sequenza di fasi (si veda Fig. 1.6) che operano su diversi tempi scala. Qui di seguito vengono riassunte le principali fasi coinvolte nell'evoluzione del common envelope e per una descrizione più dettagliata si rimanda a Ivanova et al. (2013).

La prima fase, chiamata *loss of corotation*, mostrata in Fig. 1.6, corrisponde al momento in cui le due stelle iniziano a spiraleggiare e ciò avviene in un tempo dell'ordine del tempo scala dinamico (dell'ordine del secondo). Nella fase che segue, detta *plunge-in*, le stelle spiraleggiano velocemente e nel contempo, a causa dell'attrito, cedono energia all'involuppo che di conseguenza si espande. Questa fase può portare alla rapida espulsione dell'involuppo oppure alla rapida fusione delle stelle. Quando l'espansione dell'involuppo è sufficiente a ridurre l'effetto dell'attrito le stelle rallentano il loro spiraleggiare. Tale fase prende il nome di *slow spiral-in* e opera nel tempo scala termico dell'involuppo (~ 1000 anni). Infine, quando l'involuppo viene rimosso o quando uno dei due nuclei riempie il proprio lobo di Roche andando a fondersi con l'altro, si conclude il common envelope.

Alla fine del common envelope il sistema impiega del tempo a stabilizzarsi. Infatti, possono intervenire diversi fenomeni che modificano le caratteristiche del sistema che sopravvive. Ad esempio, l'evoluzione termica dei nuclei può causare altri trasferimenti di massa e i venti stellari possono portare ad un allargamento del sistema.

1.3.3 Sistemi fisici spiegabili con il common envelope

Oltre che per le binarie strette composte da buchi neri e stelle di neutroni, il common envelope è importante per spiegare anche la formazione di un'ampia varietà di altri sistemi.

Tra questi sistemi compaiono i progenitori delle supernovae di tipo Ia. Le supernovae di tipo Ia si originano da una nana bianca che, a causa di un accrescimento della propria massa o di una fusione con un'altra nana bianca, supera il limite di Chandrasekhar¹ e quindi esplose. Esistono due modelli evolutivi che portano alle esplosioni di supernovae Ia e si differenziano per le condizioni iniziali. Nel primo modello si suppone che solo una componente sia degenerare (Whelan et al. 1973) mentre nel secondo che entrambe le stelle siano due nane bianche (Iben et al. 1984). In entrambi i casi il sistema passa attraverso una o più fasi di common envelope come si può vedere in Fig. 1.7(a).

Anche per la formazione dei progenitori dei *gamma-ray burst* si ritiene sia necessario il common envelope. Infatti, nonostante che la natura dei gamma-ray burst sia per lo più sconosciuta, alcuni modelli prevedono che questi eventi siano legati alla fusione di due stelle a seguito di una fase di common envelope. In particolar modo, si ipotizza che la classe degli *short gamma-ray burst* sia legata alla fusione di due stelle di neutroni o di una stella di neutroni con un buco nero.

Generalmente, le binarie a raggi X sono sistemi binari in cui una componente è un oggetto compatto e la compagna vi sta trasferendo massa. Questi sistemi vengono divisi in due classi a seconda della massa della stella donatrice. Per stelle donatrici di piccola massa ($M \lesssim 1.5 M_{\odot}$) è probabile che il sistema, prima di diventare un sistema di raggi X, abbia attraversato una fase di common envelope che ha stretto il sistema permettendo il trasferimento di massa tramite RLOF, come mostrato in Fig. 1.7(b).

Infine, una sorta di common envelope potrebbe interessare anche l'evoluzione di stelle in cui si verifica un fenomeno di *spiral-in* da parte di un pianeta che modifica la normale evoluzione di stella singola.

¹Rappresenta il limite superiore di massa che può essere sostenuto da un corpo costituito da materia allo stato degenerare.

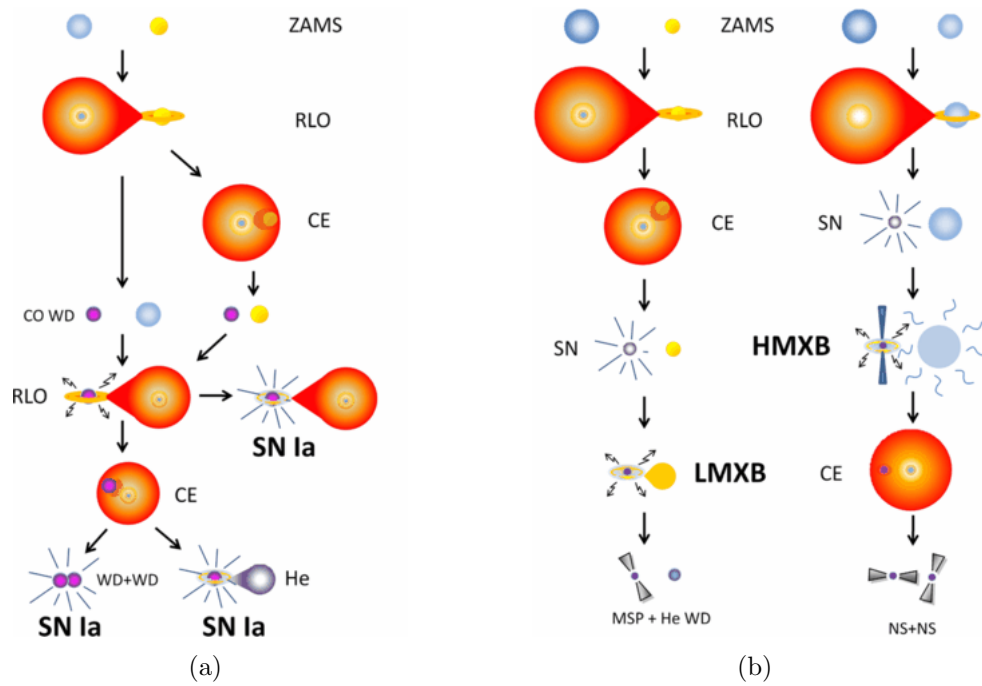


Figura 1.7: Esempi di evoluzione di sistemi binari in cui la fase di common envelope gioca un ruolo fondamentale. I due diversi canali di formazione di una supernova Ia (a). Formazione di sistemi contenenti pulsar (b). Abbreviazioni: ZAMS - zero age main sequence, CE - common envelope, LMXB - low-mass-X-ray binary, HMXB - high-mass-X-ray binary, SN - supernova, CO WD - carbon-oxygen white dwarf, He WD - helium white dwarf, MSP - millisecond pulsar. Adattamento di un'immagine presa da Ivanova et al. (2013).

Capitolo 2

Binarie di buchi neri

L'obiettivo di questo lavoro di tesi è quello di studiare in modo dettagliato un particolare tipo di sistemi binari, ovvero quelli formati da due buchi neri. Mentre nel Capitolo 1 è stata data una panoramica generale dei sistemi binari, in questo capitolo vengono descritti gli aspetti teorici necessari allo studio di binarie di oggetti compatti: stelle di neutroni e buchi neri stellari. Da questo momento in poi, ci si riferirà solo a buchi neri di origine stellare.

In Sezione 2.1 vengono descritti, in breve, i meccanismi di formazione delle stelle di neutroni e dei buchi neri. In Sezione 2.2 vengono mostrati i principali canali di formazione di binarie di oggetti compatti. Infine, in Sezione 2.3 sono affrontate le binarie di oggetti compatti come sorgenti di onde gravitazionali.

2.1 Formazione di oggetti compatti

Le stelle di neutroni e i buchi neri rivestono un ruolo chiave nel campo dell'astrofisica moderna. Infatti, questi oggetti sono fondamentali per spiegare e studiare una vasta gamma di processi fisici come l'emissione di onde gravitazionali e le binarie a raggi X. Tuttavia, il loro spettro di massa e i dettagli della loro formazione sono ancora incerti e soggetti a dibattito, specialmente nel caso dei buchi neri (Spera, Mapelli et al. 2015).

Da un punto di vista teorico, sia le stelle di neutroni che i buchi neri sono oggetti compatti che si formano durante le fasi finali dell'evoluzione di stelle massicce ($M \gtrsim 9 M_{\odot}$). La loro massa dipende fortemente da due ingredienti fondamentali: la quantità di materia persa tramite venti stellari e il meccanismo di esplosione di supernova.

2.1.1 Venti stellari

I venti stellari sono flussi di materia che fuoriesce dalla superficie delle stelle a causa del trasferimento di momento lineare dai fotoni alla particelle dell'atmosfera stellare. Essi sono dunque la principale causa di perdita di massa durante la vita di una stella singola, prima di un'eventuale supernova. Ovviamente, il tasso di perdita di massa dovuto ai venti stellari non è uguale per tutte le stelle. Infatti, stelle molto massicce ($M \gtrsim 30 M_\odot$) e luminose, ad esempio le *luminous blue variable*, sono soggette a venti molto più intensi di quelli associati a stelle meno massicce.

La composizione chimica della stella gioca un ruolo importante nel meccanismo dei venti stellari. Infatti, la metallicità Z ha l'effetto di modulare il tasso di perdita di massa secondo la seguente relazione

$$\frac{dM}{dt} \propto \left(\frac{Z}{Z_\odot} \right)^\alpha,$$

dove il parametro α assume valori tra 0.5–0.9 a seconda dei modelli fisici considerati (si veda Vink, de Koter et al. 2001 e Nieuwenhuijzen et al. 1990).

Quando la stella raggiunge o supera il proprio *limite di Eddington*¹, la dipendenza della perdita di massa dalla metallicità cambia, perché la struttura stellare non è più in equilibrio idrostatico (la forza di gravità non è in grado di controbilanciare la pressione di radiazione agente sugli strati esterni della stella e quindi la materia tende a sfuggire più facilmente). Se si introduce il rapporto Γ tra la luminosità della stella e la corrispondente luminosità di Eddington, si trova (Gräfener et al. 2008) che all'aumentare di tale rapporto la dipendenza dalla metallicità diventa sempre più debole fino a essere trascurabile per $\Gamma = 1$:

$$\alpha = \begin{cases} 0.85 & \text{se } \Gamma < 2/3 \\ 2.45 - 2.4\Gamma & \text{se } 2/3 \leq \Gamma \leq 1. \end{cases}$$

2.1.2 Esplosioni di supernova

Le esplosioni di supernova sono eventi estremamente energetici (l'energia del nucleo di Fe di una stella può arrivare a 10^{53} erg) e necessitano di una fisica molto complessa per essere spiegati e studiati. Le stelle sufficientemente massicce (con massa $\gtrsim 9 M_\odot$) arrivano a produrre un nucleo non degenere di carbonio e ossigeno che contraendosi

¹Definito come $L_{\text{edd}} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \simeq 3.2 \times 10^4 \left(\frac{M}{M_\odot} \right) L_\odot$, dove σ_T è la sezione d'urto della diffusione di Thomson, m_p è la massa del protone e c la velocità della luce.

innesca il bruciamento del carbonio. Le reazioni nucleari successive procedono velocemente fino a quando non si forma un nucleo interno di ferro e i bruciamenti nucleari si fermano. A questo punto la stella non produce abbastanza energia per contrastare la forza gravitazionale e il nucleo inizia a collassare. A seconda della massa del nucleo di carbonio, i meccanismi tramite i quali il collasso può avvenire sono: superamento del limite di Chandrasekhar, cattura elettronica, fotodisintegrazione e instabilità di coppia (discussa in Sezione 4.2).

Quando la densità del nucleo di ferro in contrazione raggiunge un valore prossimo alla densità nucleare ($\rho \sim 10^{14}$ g/cm³) l'equazione di stato che regola la materia diventa *stiff* e si crea un oggetto stellare compatto che si oppone al collasso. Viene così generata un'onda d'urto, dovuta al rimbalzo della materia che cade sulla superficie dell'oggetto compatto appena formato, diretta verso gli strati esterni.

I possibili esiti del collasso sono la formazione di una stella di neutroni, o di una stella di neutroni che diventa un buco nero, o direttamente di un buco nero oppure la completa distruzione della stella progenitrice. Quale di questi possibili esiti si realizzi dipende dalla massa finale della stella progenitrice e, in particolare, dalla massa del nucleo di carbonio al termine della sua esistenza (per i dettagli si veda Heger et al. 2003). Inoltre, se l'energia trasportata dall'onda d'urto è maggiore o uguale all'energia di legame dell'involuppo quest'ultimo verrà espulso. Al contrario, se l'involuppo è sufficientemente massiccio parte della materia ricadrà sulla stella di neutroni appena formata creando un buco nero. Nel caso di un involuppo molto massiccio la forza di gravità è talmente forte da causare il collasso diretto in un buco nero. La completa distruzione della stella è un caso particolare che si verifica quando nel nucleo della stella si instaurano le condizioni ottimali per la produzione di coppie elettrone positrone. Quest'ultime innescano una forte *reazione a catena* termonucleare che libera un'enorme quantità di energia capace di smembrare la stella senza lasciare nessun residuo.

In conclusione, siccome l'efficienza dei venti dipende dalla metallicità, le stelle massicce povere di metalli perderanno meno massa durante la loro evoluzione. Di conseguenza, esse tenderanno a formare buchi neri più massicci rispetto a quelli che si formerebbero da stelle con la stessa massa iniziale ma più ricche di metalli, poiché la formazione degli oggetti compatti dipende fortemente dalla massa finale delle stelle. In Fig. 2.1 sono mostrati i diversi destini delle stelle al variare della massa iniziale e della metallicità.

Negli ultimi anni i processi appena descritti sono stati profondamente rivisti, portando ad un radicale rinnovamento delle teorie evolutive delle stelle massicce (si veda Chen et al. 2014 e Tang et al. 2014) e a nuovi modelli per le esplosioni di supernovae

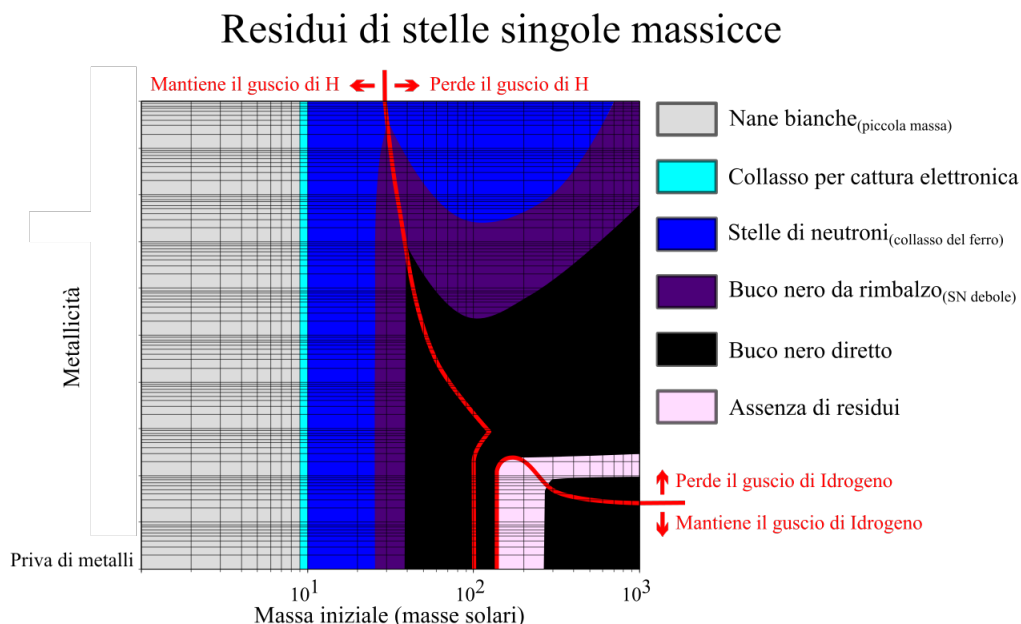


Figura 2.1: Diversi destini di stelle singole in funzione della loro massa iniziale (in ascissa) e della loro metallicità (in ordinata). Le stelle con massa inferiore a $\sim 9 M_{\odot}$ non esplodono in supernova e danno origine a nane bianche. Per stelle massicce sono indicate le diverse regioni in cui si ottengono come risultato la formazione di stelle di neutroni, buchi neri a seguito di una stella di neutroni e buchi neri per collasso diretto. La regione rosa rappresenta la regione in cui si verifica l'instabilità di coppia e la completa distruzione della stella. Adattamento di un grafico estratto da Heger et al. (2003).

(si veda Fryer, Belczynski et al. 2012), di cui parleremo nel capitolo successivo.

2.2 Formazione di binarie di oggetti compatti

La formazione di sistemi binari composti da oggetti compatti può avvenire attraverso due canali distinti. Il primo prevede che i due oggetti compatti siano il risultato dell'evoluzione di due stelle massicce in un sistema binario (*binarie primordiali*). Il secondo, in alternativa all'evoluzione stellare e se l'ambiente lo permette, prevede che i sistemi binari si possano formare tramite processi dinamici che coinvolgono oggetti singoli e/o sistemi binari.

2.2.1 Binarie primordiali

Se un sistema binario isolato è formato da stelle massicce ci si aspetta che, a causa dell'evoluzione stellare, il sistema evolverà in una binaria di oggetti compatti. Tutta-

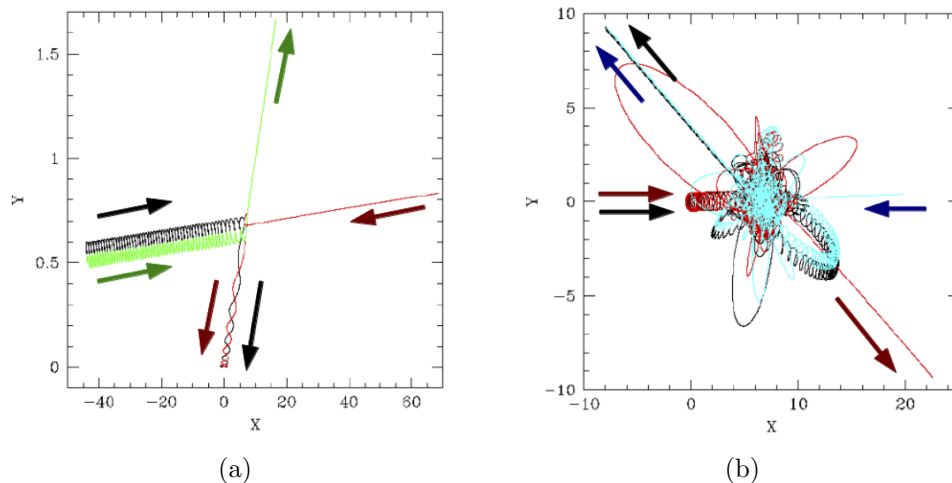


Figura 2.2: Simulazioni di due incontri tra un oggetto singolo e un sistema binario con conseguente scambio dinamico immediato (a) e scambio in risonanza (b). Le frecce indicano la direzione di evoluzione temporale della simulazione. Tratto da Mapelli (2015).

via, come descritto in precedenza (nel Capitolo 1), l'evoluzione di stella singola può essere fortemente alterata da processi che si verificano quando le stelle interagiscono tra loro. Una possibile conseguenza di questi processi, ad esempio del common envelope, è che le due componenti finiscano per fondersi ottenendo così un singolo oggetto compatto al posto di un sistema binario. Oppure, se una stella in un sistema binario esplose in supernova, l'onda d'urto dell'esplosione che investe la compagna potrebbe essere sufficientemente energetica da rompere il sistema, e in alcuni casi, anche distruggere completamente la stella che esplose. In entrambe le situazioni il sistema binario andrebbe distrutto.

Da un punto di vista teorico, calcolare la frazione di sistemi massicci che evolvono in binarie di oggetti compatti non è facile perché i modelli sono fortemente dipendenti dalle numerose assunzioni che si devono fare, ad esempio, sulla distribuzione iniziale degli elementi orbitali e sull'efficienza dei numerosi processi coinvolti, primo fra tutti il common envelope. Tuttavia, si stima (Taam et al. 2000) che solo una piccola parte dei sistemi binari massicci dia vita a binarie di oggetti compatti.

2.2.2 Binarie formate dinamicamente

La probabilità di formare sistemi binari attraverso processi dinamici è fortemente condizionata dalla densità dell'ambiente circostante. Ad esempio nei dintorni solari dove la densità è bassa ($\rho \leq 1$ stella/pc³) la probabilità che si verifichino incontri

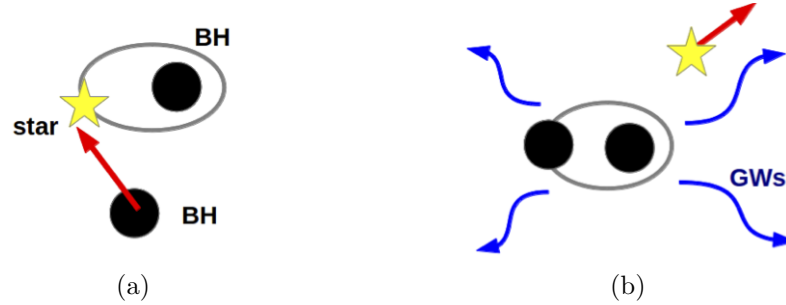


Figura 2.3: Formazione tramite scambio dinamico di un sistema binario composto da due buchi neri dovuta all'incontro tra un buco nero e un sistema binario (a) seguito dall'lestrazione della componente stellare a favore del buco nero singolo (b). Tratto da Mapelli (2015).

tra stelle è estremamente rara e trascurabile. Al contrario, in ambienti densi, come lo possono essere alcuni ammassi stellari ($\rho \geq 10^5$ stelle/pc³) la probabilità che una stella incontri un'altra stella o un sistema binario non è trascurabile.

Siccome le orbite relative delle stelle singole durante incontri isolati sono iperboli, è necessario che ci sia almeno un terzo corpo per permettere la formazione di un sistema binario (per maggiori dettagli si consiglia Binney et al. 2008). L'unica eccezione si ha quando si verifica un incontro molto ravvicinato, a una distanza di pochi raggi stellari, tra due stelle. In questo caso è possibile che le forze mareali che si generano siano sufficienti a legare gravitazionalmente le due stelle formando un sistema binario. In Fig. 2.2 sono mostrate due simulazioni di incontri a tre corpi.

Un meccanismo particolarmente importante per la formazione di binarie di buchi neri è lo scambio dinamico. Quando si verifica un incontro a tre corpi tra una stella e un sistema binario, è possibile che la stella singola rimpiazzhi una delle due componenti (per una descrizione più dettagliata si rimanda a Sigurdsson et al. 1993). La probabilità che si verifichi uno scambio dinamico è massima quando il corpo singolo è più massiccio di una delle componenti del sistema. Siccome i buchi neri sono più massicci della maggior parte delle stelle lo scambio dinamico rappresenta quindi un efficace canale di formazione di binarie di buchi neri (Fig. 2.3). Ad esempio, negli ammassi stellari giovani si arriva ad avere fino al 97% di binarie di buchi neri formate tramite scambio dinamico (Ziosi et al. 2014). Invece, per le stelle di neutroni questo processo dinamico diventa importante solo in ambienti dove la massa media delle stelle è inferiore a quella delle stelle di neutroni. Un'altra importante caratteristica degli scambi dinamici è che il sistema binario finale tende ad essere più stretto di quello iniziale.

2.3 Onde gravitazionali prodotte da binarie

Le onde gravitazionali sono perturbazioni dello spazio-tempo che si propagano alla velocità della luce e la loro esistenza è prevista dalla teoria della Relatività Generale sviluppata da Einstein nel 1916. Queste onde vengono emesse solo se il momento di quadrupolo della distribuzione di massa, ovvero il momento di inerzia, è diverso da zero. Questo significa che, in analogia alla radiazione elettromagnetica, la radiazione gravitazionale è generata dal moto accelerato delle masse a condizione che il movimento non sia perfettamente sferico o rotazionalmente sferico. In altre parole, la radiazione gravitazionale emessa da un corpo dipende dal grado di disomogeneità della distribuzione della massa della sorgente, cioè dalle deviazioni del corpo dalla simmetria sferica. Alcune possibili sorgenti di radiazione gravitazionale sono: pulsar, esplosioni di supernova, buchi neri in vibrazione e, ovviamente, sistemi binari.

Variazione di energia

Un sistema binario emette onde gravitazionali perché il momento di quadrupolo della sua massa è non nullo. Inoltre, emettendo radiazione il sistema perde energia. Tale energia non è altro che la variazione di energia orbitale della binaria (dE_{orb}/dt) e può essere scritta come

$$-\frac{dE_{\text{orb}}}{dt} = -\frac{d}{dt} \left(\frac{Gm_1m_2}{2a} \right) = \frac{Gm_1m_2}{2a^2} \frac{da}{dt}, \quad (2.1)$$

supponendo che m_1 e m_2 restino costanti. Dall'equazione (2.1) risulta evidente che la perdita di energia ha come effetto quello di ridurre il semiasse maggiore e quindi di avvicinare le due componenti.

Peters (1964) stimò che, a causa delle onde gravitazionali, la variazione di a fosse

$$\frac{da}{dt} = -\frac{64}{5} \frac{G^3 m_1 m_2 (m_1 + m_2)}{c^5 a^3 (1 - e^2)^{\frac{7}{2}}}. \quad (2.2)$$

Integrando l'equazione (2.2) tra il tempo iniziale e il tempo a cui il valore del semiasse maggiore diventa zero si ottiene il tempo scala di fusione delle due componenti:

$$t_{\text{gw}} = \frac{5}{256} \frac{c^5 (1 - e^2)^{\frac{7}{2}}}{G^3 m_1 m_2 (m_1 + m_2)} a^4, \quad (2.3)$$

da cui è evidente la forte dipendenza dalla separazione orbitale iniziale.

Frequenza delle onde gravitazionali

Un altro importante risultato che si può ottenere dalla relatività è che la frequenza delle onde emesse (ω_{gw}) è pari al doppio della frequenza del sistema binario (ω_{orb}):

$$\omega_{\text{gw}} = 2\omega_{\text{orb}} . \quad (2.4)$$

Questa relazione è valida fino a quando vale l'approssimazione di orbita kepleriana.

Deformazione

Il passaggio delle onde gravitazionali causa contrazione e dilatazione dello spazio in funzione della loro fase. Se si considerano due punti nello spazio, la variazione della distanza indotta dal passaggio delle onde gravitazionali viene chiamata *strain* e vale

$$h = \frac{4G}{c^4} \frac{\mu \omega_{\text{orb}}^2 a^2}{r} , \quad (2.5)$$

dove μ è la massa ridotta e r la distanza dalla sorgente. Inoltre, nel caso di binarie in cui una componente sia un buco nero, è necessario introdurre l'importante concetto di *ultima orbita stabile* LSO (dall'inglese Last Stable Orbit) che rappresenta il limite oltre il quale un corpo non può più muoversi su un'orbita circolare stabile e inizierà a cadere nel buco nero. Si ricava che il raggio della LSO è pari a tre volte il *raggio di Schwarzschild*² ($a_{\text{LSO}} = 3R_{\text{S}}$).

Infine, introducendo la *chirp mass*,

$$m_{\text{chirp}} = \frac{(m_1 m_2)^{\frac{3}{5}}}{(m_1 + m_2)^{\frac{1}{5}}} , \quad (2.6)$$

è possibile scrivere un'utile approssimazione per la stima dello strain nel caso di binarie strette di oggetti compatti:

$$h \sim 10^{-21} \left(\frac{m_{\text{chirp}}}{M_{\odot}} \right)^{\frac{5}{3}} \left(\frac{P}{\text{hours}} \right)^{-\frac{2}{3}} \left(\frac{r}{\text{kpc}} \right) , \quad (2.7)$$

dove P è il periodo del sistema e r la distanza della sorgente.

Questa quantità è molto piccola e solo nell'ultimo anno, grazie all'avvento di potenti rilevatori quali LIGO e Virgo con una sensibilità per lo strain dell'ordine 10^{-21} , è

² $R_{\text{S}} = \frac{2GM_{\text{tot}}}{c^2}$ cioè il raggio oltre il quale la velocità di fuga dal corpo di massa M è minore della velocità della luce. Si ricorda che un buco nero è un oggetto che ha dimensioni inferiori al proprio raggio di Schwarzschild.

stato possibile osservare direttamente le onde gravitazionali (Abbott et al. 2016a).

Osservabilità

Siccome la frequenza delle onde gravitazionali prodotte da un sistema binario aumenta al diminuire della separazione orbitale. Usando l'equazione (2.5) si può stimare la distanza orbitale minima necessaria a produrre una distorsione osservabile ($\sim 10^{-21}$). Ad esempio, se si considera una binaria di due stelle di massa $10 M_{\odot}$ e distante 1 Mpc da noi si ottiene un valore del semiasse maggiore di $\sim 10^{-2} R_{\odot}$. Se invece le stelle fossero di $1 M_{\odot}$ la distanza orbitale massima, necessaria a produrre distorsioni osservabili, sarebbe $\sim 10^{-2} R_{\odot}$. Ovviamente questi sistemi non possono esistere in quanto la fusione delle due componenti avverrebbe prima dell'eventuale emissione di onde gravitazionali. Risulta quindi evidente che solo i sistemi binari di oggetti compatti sono in grado di generare onde gravitazionali che producano una deformazione rilevabile $\gtrsim 10^{-21}$. Inoltre, per i sistemi di oggetti compatti c'è la possibilità di osservare la controparte elettromagnetica come viene spiegato in Abbott et al. (2016b) per l'osservazione dell'evento GW150914 (Abbott et al. 2016a).

In Fig. 2.4 è schematizzato lo spettro di frequenza delle onde gravitazionali in cui sono indicati, per ogni intervallo di frequenza, le possibili sorgenti e i rilevatori in grado di osservarle.

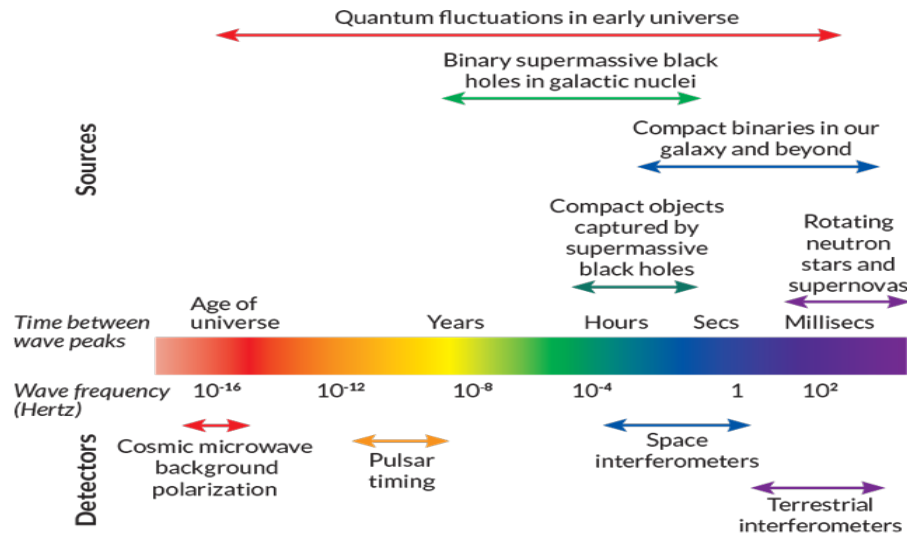


Figura 2.4: Rappresentazione schematica dello spettro di frequenza delle onde gravitazionali in cui sono indicati, per ogni intervallo di frequenza, le possibili sorgenti e i rilevatori in grado di osservarle. La zona racchiusa nel rettangolo blu indica l'intervallo di frequenze in cui gli strumenti LIGO e Virgo possono rilevare le onde gravitazionali. L'immagine è presa dalla tesi di dottorato di Ziosi Brunetto.

Capitolo 3

BSE

In questo Capitolo descrivo le modifiche che ho apportato al codice BSE (Binary Stellar Evolution) per considerare le teorie più aggiornate dei venti stellari e i moderni modelli di esplosione di supernova allo scopo di studiare la demografia delle binarie di oggetti compatti.

Nella Sezione 3.1 vengono presentate le caratteristiche principali di BSE. In Sezione 3.2 discuterò in dettaglio come ho implementato, in BSE, le nuove teorie per la perdita di massa tramite venti stellari e i diversi modelli di esplosione di supernova. Infine, in Sezione 3.3 presenterò i risultati ottenuti usando la versione modificata di BSE per studiare la demografia delle binarie di oggetti compatti e confrontarli con quelli ottenuti con la versione originale di BSE.

3.1 Panoramica di BSE

Il programma BSE¹ è un codice di sintesi di popolazione di sistemi binari stellari sviluppato da Hurley, Tout et al. (2002) e scritto in linguaggio FORTRAN. Le ricette per l'evoluzione di stelle singole che sono implementate in BSE sono le stesse utilizzate nel codice di sintesi di popolazione SSE (Single Stellar Evolution) descritto in Hurley, Pols et al. (2000). Tali prescrizioni sono un insieme di formule analitiche che approssimano l'evoluzione di stelle comprese in un ampio intervallo di massa ($M \in [0.1, 100] M_{\odot}$) e metallicità ($Z \in [0.0001, 0.03]$). Il vantaggio di questo approccio è che si riescono a calcolare le proprietà delle stelle in modo rapido e accurato senza dover utilizzare un codice di evoluzione stellare. Questo risulta particolarmente utile quando si vuole accoppiare l'evoluzione stellare a processi dinamici usando

¹<http://astronomy.swin.edu.au/~jhurley/>

codici per le simulazioni a N-corpi.

Oltre alle ricette per l'evoluzione di stelle singole, in BSE sono inclusi i principali meccanismi coinvolti nell'evoluzione dei sistemi binari tra cui:

- il trasferimento di massa attraverso il meccanismo di RLOF (1.2);
- l'accrescimento di massa tramite venti stellari;
- l'evoluzione del common envelope;
- le collisioni tra le componenti del sistema;
- gli effetti dovuti alla spinta generata dall'esplosione di supernova;
- la perdita di momento angolare;
- la circolarizzazione e sincronizzazione delle orbite.

Per la descrizione dettagliata di tutti questi processi si rimanda alla lettura di Hurley, Tout et al. (2002).

3.2 Aggiornamenti

Negli ultimi anni i processi coinvolti nei venti stellari e i meccanismi di esplosione di supernova sono stati profondamente rivisti, portando ad un radicale rinnovamento delle teorie evolutive delle stelle massicce (si veda Chen et al. 2014 e Tang et al. 2014) e a nuovi modelli per le esplosioni di supernovae (si veda Fryer, Belczynski et al. 2012). Siccome la versione originale di BSE non comprende queste nuove ricette, al fine di studiare la demografia delle binarie di buchi neri e, più in generale, di oggetti compatti, ho apportato alcune modifiche a BSE. Infatti, ho aggiornato le istruzioni per il calcolo della perdita di massa dovuta ai venti stellari e, inoltre, ho implementato due nuovi modelli per le esplosioni di supernovae. Entrambi questi aggiornamenti sono descritti in dettaglio di seguito e le parti principali del codice, aggiunte e/o modificate, sono riportate in Appendice A.

3.2.1 Venti stellari e perdita di massa

Uno dei più importanti processi fisici che coinvolgono le stelle molto massicce ($M_{\text{ZAMS}} \geq 30 M_{\odot}$) durante la loro evoluzione è la perdita di massa dovuta ai venti stellari. Infatti, come già spiegato nei precedenti capitoli introduttivi, la massa finale M_{fin} della

stella progenitrice influenza la massa dell'oggetto compatto.

Di seguito sono riassunte le prescrizioni di evoluzione stellare adottate da Hurley, Pols et al. (2000) e usate per scrivere BSE. Da questo punto in poi, i simboli adottati saranno: $L([L_\odot])$, $R([R_\odot])$, $M([M_\odot])$, $T([K])$ e Z per indicare, rispettivamente, la luminosità, il raggio, la massa, la temperatura effettiva e la metallicità. Inoltre, si assume che la metallicità solare valga $Z_\odot = 0.02$.

Stelle di piccola massa: sul ramo delle giganti (GB) il tasso di perdita di massa è descritto dalla relazione trovata da Kudritzki et al. (1978)

$$\dot{M}_R = 2 \times 10^{-13} \left(\frac{R L}{M} \right) M_\odot \text{ yr}^{-1} ,$$

dove non compare nessuna dipendenza da Z . Invece, sul ramo asintotico delle giganti (AGB) la relazione che governa la perdita di massa è data da Vassiliadis et al. (1993)

$$\log \dot{M}_{VW} = -11.4 + 0.0125[P_0 - 100(\max(M - 2.5, 0.0))] ,$$

dove P_0 è il periodo di pulsazione della stella prima di entrare nella fase dei superventi durante la quale il tasso massimo di perdita di massa è fissato a:

$$\dot{M}_{VW} = 1.36 \times 10^{-9} L M_\odot \text{ yr}^{-1} .$$

Stelle massicce (ricette BSE originale): per le stelle massicce ($L > 4000 L_\odot$) la perdita di massa a causa dei venti stellari è data dalla seguente relazione (Nieuwenhuijzen et al. 1990)

$$\dot{M}_{NJ} = 9.6 \times 10^{-13} \left(\frac{Z}{Z_\odot} \right)^{1/2} R^{0.81} L^{1.24} M^{0.16} M_\odot \text{ yr}^{-1} ,$$

valida sull'intero diagramma di Hertzsprung Russell (HRD).

Per le stelle Wolf-Rayet (WR) e le stelle simil-WR, ovvero stelle con un piccolo involucro di idrogeno² ($\mu < 1.0$), la formula che descrive la perdita di massa è

$$\dot{M}_{WR} = 10^{-13} L^{1.5} (1.0 - \mu) M_\odot \text{ yr}^{-1} .$$

Infine, BSE seleziona per la stella il tasso di perdita di massa più efficiente, cioè

$$\dot{M} = \max(\dot{M}_R, \dot{M}_{VW}, \dot{M}_{NJ}, \dot{M}_{WR}) .$$

² μ è un parametro usato per esprimere la relazione tra massa dell'involucro di idrogeno e massa totale: $\mu \propto \frac{M - M_{\text{core}}}{M}$ in Hurley, Pols et al. (2000).

Nel caso di stelle molto luminose, come le *luminous blue variable* che eccedono i limiti $L > 6 \cdot 10^5 L_\odot$ e $10^{-5} R L^{0.5} > 1.0 R_\odot L_\odot$, viene aggiunto un termine alla normale perdita di massa:

$$\dot{M} = \dot{M} + \dot{M}_{\text{LBV}} ,$$

dove

$$\dot{M}_{\text{LBV}} = 0.1(10^{-5} R L^{0.5} - 1.0)^3 \left(\frac{L}{6 \cdot 10^5} - 1.0 \right) M_\odot \text{ yr}^{-1} .$$

Mentre per le stelle *helium-naked* (incluse le stelle simil-WR) il tasso di perdita di massa diventa

$$\dot{M} = \max[\dot{M}_{\text{R}}, \dot{M}_{\text{WR}}(\mu = 0)] .$$

Per effettuare l'aggiornamento dei venti in BSE ho seguito lo schema proposto da Belczynski, Bulik et al. (2010) e ho usato le ricette descritte in Vink, de Koter et al. (2001).

Il nuovo modello dei venti stellari lascia inalterate le prescrizioni per le stelle di piccola massa mentre comporta importanti modifiche per le stelle massicce. Qui di seguito sono elencate le nuove ricette adottate per le stelle massicce.

Stelle massicce (BSE aggiornato): le stelle massicce vengono suddivise in due classi in base alla loro temperatura efficace. Per stelle con temperatura $12500 \text{ K} \leq T \leq 25000 \text{ K}$ vale la relazione

$$\begin{aligned} \log \dot{M}_{\text{OB}} = & - 6.688 + 2.210 \log \left(\frac{L}{10^5 L_\odot} \right) \\ & - 1.339 \log \left(\frac{M}{30 M_\odot} \right) - 1.601 \log \left(\frac{V}{2.0} \right) \\ & + 0.85 \log \left(\frac{Z}{Z_\odot} \right) + 1.07 \log \left(\frac{T}{20000 \text{ K}} \right) \end{aligned}$$

con³ $V = v_{\text{inf}}/v_{\text{esc}} = 1.3$. Invece, per stelle con temperatura $25000 \text{ K} < T \leq 50000 \text{ K}$

³V è il rapporto tra la velocità del vento (v_{inf}) all'infinito e la velocità di fuga(v_{esc}).

si ha

$$\begin{aligned} \log \dot{M}_{\text{OB}} = & -6.697 + 2.194 \log \left(\frac{L}{10^5 L_{\odot}} \right) \\ & - 1.313 \log \left(\frac{M}{30 M_{\odot}} \right) - 1.226 \log \left(\frac{V}{2.0} \right) \\ & + 0.85 \log \left(\frac{Z}{Z_{\odot}} \right) + 0.933 \log \left(\frac{T}{40000 \text{ K}} \right) \\ & + 10.92 \left[\log \left(\frac{T}{40000 \text{ K}} \right) \right]^2 \end{aligned}$$

dove $V = v_{\text{inf}}/v_{\text{esc}} = 2.6$.

Per stelle molto luminose, oltre i limiti $L > 6 \cdot 10^5 L_{\odot}$ e $10^{-5} R L^{0.5} > 1.0 R_{\odot} L_{\odot}$, il tasso di perdita di massa vale

$$\dot{M}_{\text{LBV}} = f_{\text{lbv}} \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} ,$$

dove f_{lbv} è il fattore di calibrazione e vale 1.5.

Infine, per le stelle WR e le stelle helium-naked la perdita di massa è dalla seguente relazione

$$\dot{M}_{\text{WR}} = 10^{-13} L^{1.5} \left(\frac{Z}{Z_{\odot}} \right)^{\alpha} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} .$$

dove $\alpha = 0.86$ (Vink, de Koter et al. 2001).

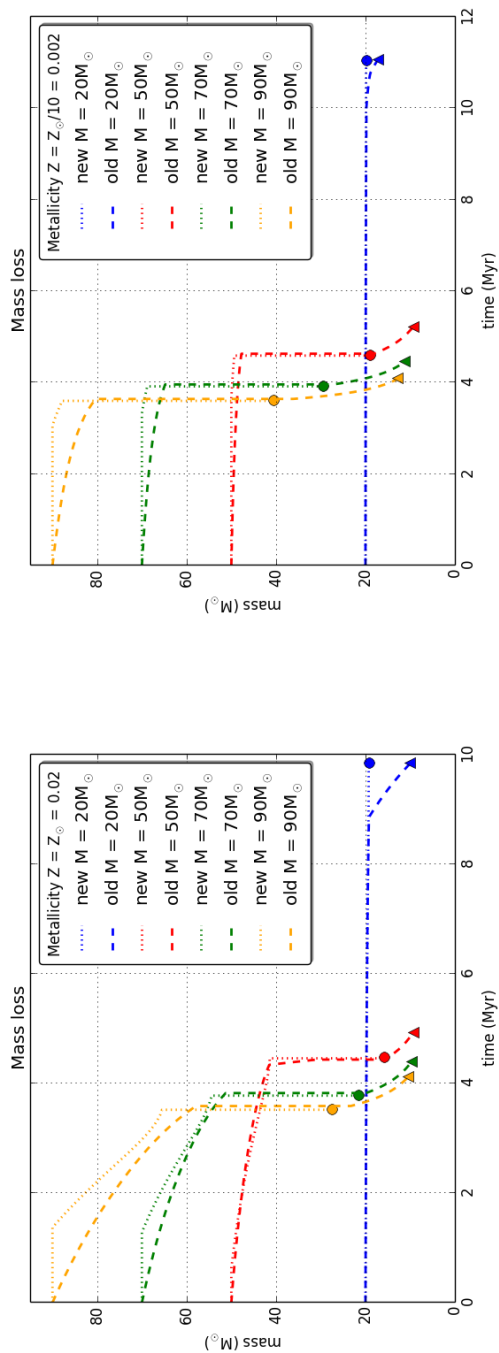
Concludendo, si nota che il nuovo modello per i venti di stelle massicce ha una differente dipendenza dalla metallicità rispetto al modello originariamente implementato in BSE. Infatti, in entrambi i casi sulla sequenza principale la perdita di massa obbedisce alla relazione $\dot{M} \propto Z^{\alpha} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ma il valore dell'esponente è 0.5 per il vecchio modello e 0.86 per il nuovo. Inoltre, nel modello aggiornato, esiste una dipendenza dalla metallicità anche nella fase di WR.

In Fig. 3.1 sono mostrati i risultati ottenuti simulando l'evoluzione di stelle massicce, con diverse masse iniziali e metallicità, tramite le due versioni di BSE (old e new). Dai grafici in Fig. 3.1 è evidente che la perdita di massa è più vigorosa usando la versione originale di BSE. Tale perdita di massa è così intensa, che per stelle molto massicce $M \gtrsim 30 M_{\odot}$, le masse finali (cioè le masse pre-supernova) sono ampiamente al di sotto delle $10 M_{\odot}$ e non variano molto al variare della metallicità. Al contrario, usando la versione aggiornata di BSE si ottengono masse finali molto più grandi e il

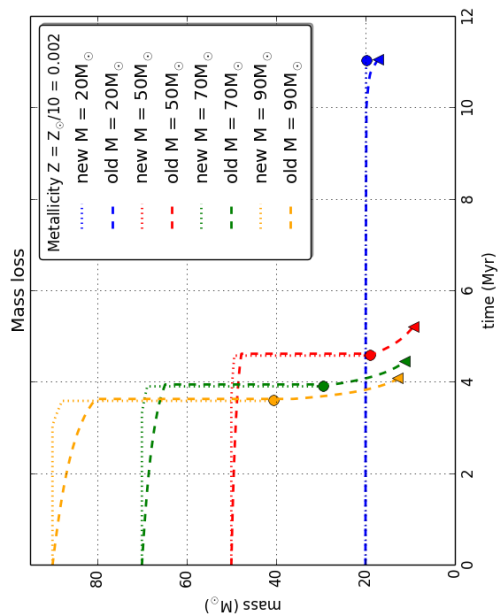
loro valore dipende fortemente dalla metallicità.

Il confronto tra lo spettro di massa degli oggetti compatti ottenuto con le nuove e quello ottenuto con le vecchie ricette è mostrato in Fig. 3.2.

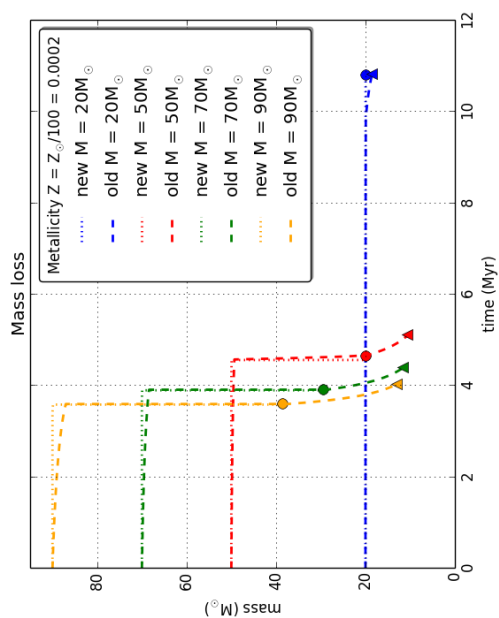
Per una descrizione dei modelli di supernova usati in Fig. 3.2 si veda la sezione Sezione 3.2.2 di questa tesi.



(a)



(b)



(c)

Figura 3.1: Evoluzione in funzione del tempo del tempo di stelle massicce con differenti M_{ZAMS} e per diverse metallicità: (a) $Z = 0.02$, (b) $Z = 0.002$ e (c) $Z = 0.0002$. Le linee a tratti rappresentano l'evoluzione calcolata usando la versione originale di BSE, mentre le linee a punti mostrano l'evoluzione ottenuta usando la versione aggiornata di BSE (con i venti descritti da Vink, de Koter et al. (2001)).

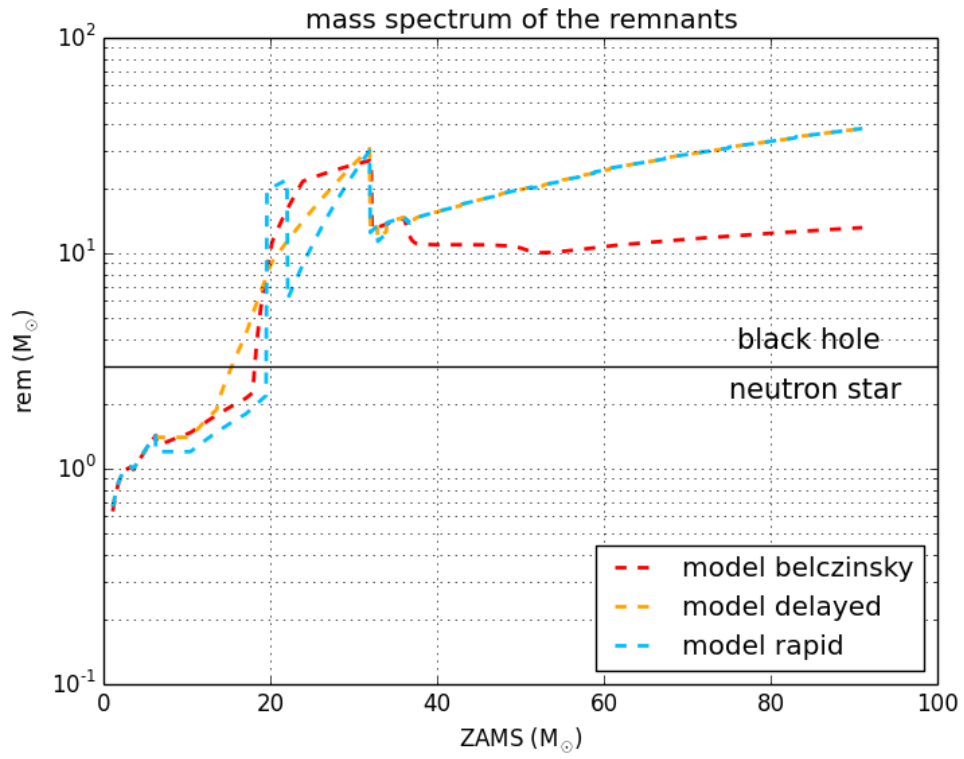


Figura 3.2: Confronto tra i risultati ottenuti con la vecchia versione di BSE (linea rossa) e la versione aggiornata (linee azzurra e gialla). I modelli per le esplosioni di supernova usati sono: belczynski per la versione originale e rapid e delayed per la versione aggiornata.

3.2.2 Modelli per l'esplosione di supernovae

La fisica necessaria a spiegare le esplosioni di supernova è estremamente complessa e vengono utilizzati codici idrodinamici per studiarne i meccanismi. Esistono molti modelli per spiegare le esplosioni di supernova ma non c'è un parere unanime nella comunità scientifica (Smartt 2009) riguardo a molti aspetti. Siccome lo studio della fisica delle esplosioni di supernova va oltre lo scopo del mio lavoro di tesi, ho deciso di implementare in BSE solo due oltre ai due già esistenti.

Come spiegato nei capitoli introduttivi, quando una stella è sufficientemente massiccia (ovvero se $M_{\text{ZAMS}} \gtrsim 7 M_{\odot}$) è in grado di produrre un nucleo di carbinio-ossigeno (CO) non degenere.

In BSE il destino di queste stelle dipende fortemente dalla massa del loro nucleo di CO. Infatti, se la massa del nucleo di CO, $M_{\text{c,CO}}$, raggiunge il valore massimo, $M_{\text{c,max}}$ ⁴, prima che questa perda il proprio inviluppo, allora la stella passerà attraverso la fase di esplosione di supernova. Al contrario, la stella non esploderà e diventerà una nana bianca.

Nel primo caso, ovvero se avviene l'esplosione di supernova, BSE fa un'ulteriore distinzione. Se la massa del nucleo di CO soddisfa la condizione $M_{\text{Ch}} \lesssim M_{\text{c,CO}} < 1.6 M_{\odot}$, l'innesco del bruciamento del carbonio avviene attraverso dei flash che causano l'esplosione dell'intera stella senza lasciare nessun relitto. Diversamente, se $M_{\text{c,CO}} \geq 1.6 M_{\odot}$, la versione di default di BSE permette di scegliere tra due differenti modelli per calcolare i risultati dell'esplosione di supernova. Di seguito mi riferirò a questi modelli chiamandoli: hurley e belczynski. Invece, mi riferirò ai modelli che ho aggiunto chiamandoli: rapid e delayed. Questi ultimi modelli sono descritti in dettaglio in Fryer, Belczynski et al. (2012), e qui si ricorda solo che la principale differenza tra i due meccanismi risiede nei differenti tempi scala in cui è prevista avvenire l'esplosione. Nel modello rapid l'esplosione avviene a $t \lesssim 250$ ms dopo il rimbalzo, mentre per il meccanismo delayed avviene dopo $t \gtrsim 0.5$ s dal rimbalzo. Di seguito vengono descritti tutti e quattro i modelli implementati e in Appendice A.2 è riportata parte del codice.

Modello hurley: predice che la massa del relitto (M_{rem}) lasciato dell'esplosione valga

$$M_{\text{rem}} = 1.17 + 0.09 M_{\text{c,CO}} .$$

Questo modello prevede che la massa minima di una stella di neutroni sia $1.3 M_{\odot}$ e che la massa massima, oltre la quale l'oggetto compatto viene considerato un buco

⁴ $M_{\text{c,max}} = \max(M_{\text{Ch}}, 0.773M_{\text{core}})$, dove M_{Ch} è la massa di Chandrasekhar e vale $1.44 M_{\odot}$.

nero, valga $1.8 M_{\odot}$.

Gli altri tre modelli si basano sull'idea che, dopo l'esplosione, la massa finale del relitto si ottiene come somma della massa di un proto-oggetto compatto, M_{pro} , e della massa che vi ricade sopra, M_{fb} :

$$M_{\text{rem}} = M_{\text{pro}} + M_{\text{fb}} ,$$

dove M_{fb} è data in funzione del *fattore di ricaduta (fallback)* f_{fb} dalla relazione

$$M_{\text{fb}} = f_{\text{fb}}(M_{\text{fin}} - M_{\text{pro}}) .$$

Modello belczynski: si basa sulle prescrizioni descritte in Belczynski, Kalogera et al. (2002). In questo caso, M_{rem} dipende da $M_{\text{c,CO}}$ e le ricette sono riassunte di seguito. Le stelle con $M_{\text{c,CO}} \leq 2.5 M_{\odot}$ innescano il bruciamento del carbonio in una condizione semi-degenere, mentre stelle con un nucleo più massiccio sviluppano un nucleo di CO non degenere. Questo significa che, a seconda della massa pre-supernova del nucleo di CO si ottengono due classi di proto-oggetti compatti differenti:

$$M_{\text{pro}} = \begin{cases} 0.161767 M_{\text{c,CO}} + 1.067055 & \text{se } M_{\text{c,CO}} \leq 2.5 M_{\odot} , \\ 0.314154 M_{\text{c,CO}} + 0.686088 & \text{se } M_{\text{c,CO}} > 2.5 M_{\odot} . \end{cases}$$

Il fattore di ricaduta (*fallback*) vale

$$f_{\text{fb}} = \begin{cases} 0 & \text{SE } M_{\text{c,CO}} \leq 5 M_{\odot} , \\ \frac{(M_{\text{c,CO}} - 5M_{\odot})}{2.6} & \text{SE } 5 M_{\odot} < M_{\text{c,CO}} < 7.6 M_{\odot} , \\ 1.0 & \text{SE } M_{\text{c,CO}} \geq 7.6 M_{\odot} . \end{cases}$$

Gli oggetti compatti che si formano come conseguenza delle esplosioni di supernova sono stelle di neutroni e buchi neri. Inoltre, nel caso di stelle molto massicce ($\sim 20 M_{\odot}$ a Z_{\odot}) l'esplosione fallisce e si verifica il collasso diretto in buco nero.

Modello rapid: assume che la massa del proto-oggetto compatto sia fissata a $M_{\text{pro}} = 1.0 M_{\odot}$ e che il fattore di ricaduta valga

$$f_{\text{fb}} = \begin{cases} \frac{0.2}{M_{\text{fin}} - M_{\text{pro}}} & \text{se } M_{\text{c,CO}} < 2.5 M_{\odot} , \\ \frac{0.286M_{\text{c,CO}} - 0.514M_{\odot}}{M_{\text{fin}} - M_{\text{pro}}} & \text{se } 2.5 M_{\odot} \leq M_{\text{c,CO}} < 6.0 M_{\odot} , \\ 1.0 & \text{se } 6.0 M_{\odot} \leq M_{\text{c,CO}} < 7.0 M_{\odot} , \\ \alpha_{\text{R}}M_{\text{c,CO}} + \beta_{\text{R}} & \text{se } 7.0 M_{\odot} \leq M_{\text{c,CO}} < 11.0 M_{\odot} , \\ 1.0 & \text{se } M_{\text{c,CO}} \gtrsim 11.0 M_{\odot} , \end{cases}$$

dove

$$\begin{cases} \alpha_R & \equiv 0.25 - \frac{1.275}{M_{\text{fin}} - M_{\text{pro}}} \\ \beta_R & \equiv 1 - 11\alpha_R . \end{cases}$$

Questo significa che il meccanismo appena descritto predice il collasso diretto in un buco nero per due differenti intervalli di massa del nucleo di CO.

Modello delayed: la massa di del proto-oggetto compatto non è fissata e viene calcolata tramite le seguenti formule in funzione della massa del nucleo di CO

$$M_{\text{pro}} = \begin{cases} 1.2 M_{\odot} & \text{se } M_{\text{c,CO}} \leq 3.5 M_{\odot} , \\ 1.3 M_{\odot} & \text{se } 3.5 M_{\odot} \leq M_{\text{c,CO}} < 6.0 M_{\odot} , \\ 1.4 M_{\odot} & \text{se } 6.0 M_{\odot} \leq M_{\text{c,CO}} < 11.0 M_{\odot} , \\ 1.6 M_{\odot} & \text{se } M_{\text{c,CO}} \gtrsim 11.0 M_{\odot} . \end{cases}$$

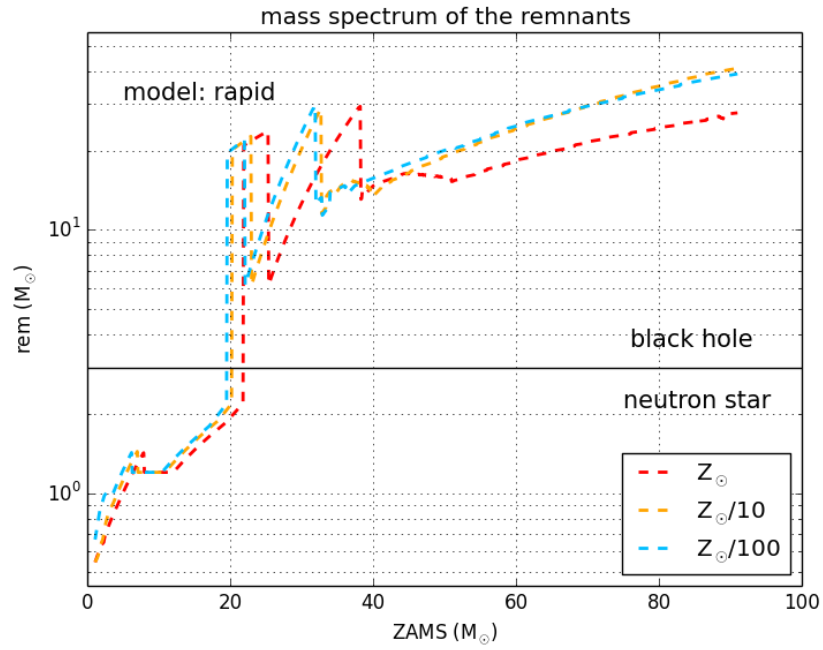
Mentre il fattore di ricaduta vale

$$f_{\text{fb}} = \begin{cases} \frac{0.2}{M_{\text{fin}} - M_{\text{pro}}} & \text{se } M_{\text{c,CO}} < 2.5 M_{\odot} , \\ \frac{0.5M_{\text{c,CO}} - 1.05M_{\odot}}{M_{\text{fin}} - M_{\text{pro}}} & \text{se } 2.5 M_{\odot} \leq M_{\text{c,CO}} < 3.5 M_{\odot} , \\ \alpha_D M_{\text{c,CO}} + \beta_D & \text{se } 3.5 M_{\odot} \leq M_{\text{c,CO}} < 11.0 M_{\odot} , \\ 1.0 & \text{se } M_{\text{c,CO}} \gtrsim 11.0 M_{\odot} , \end{cases}$$

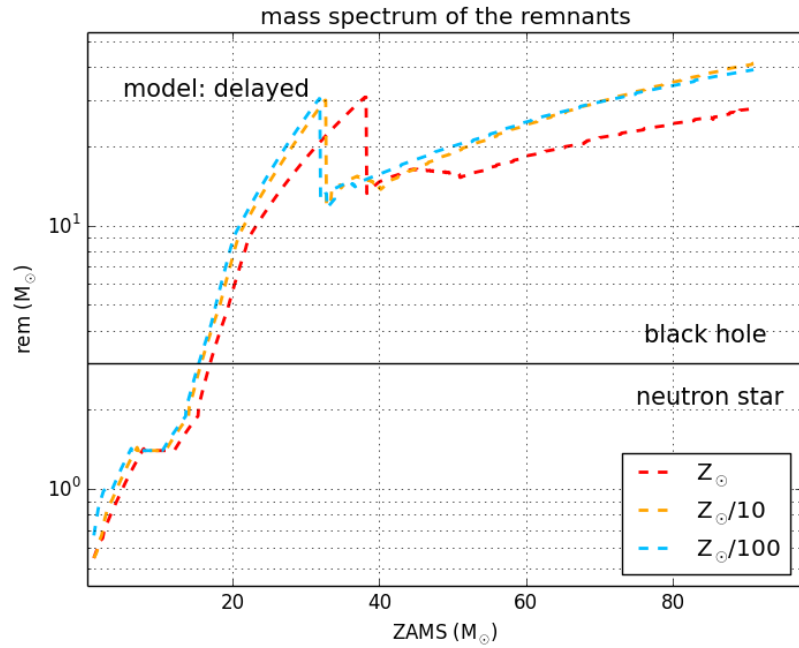
dove

$$\begin{cases} \alpha_R & \equiv 0.133 - \frac{0.093}{M_{\text{fin}} - M_{\text{pro}}} \\ \beta_R & \equiv 1 - 11\alpha_R . \end{cases}$$

Perciò, il collasso diretto in buchi neri, previsto da questo meccanismo di esplosione, si ha solo per stelle estremamente massicce in grado di produrre un nucleo di CO più massiccio di $11.0 M_{\odot}$.



(a)



(b)

Figura 3.3: Massa dei relitti in funzione della M_{ZAMS} . I risultati sono ottenuti usando il modello rapid (a) e il modello delayed (b).

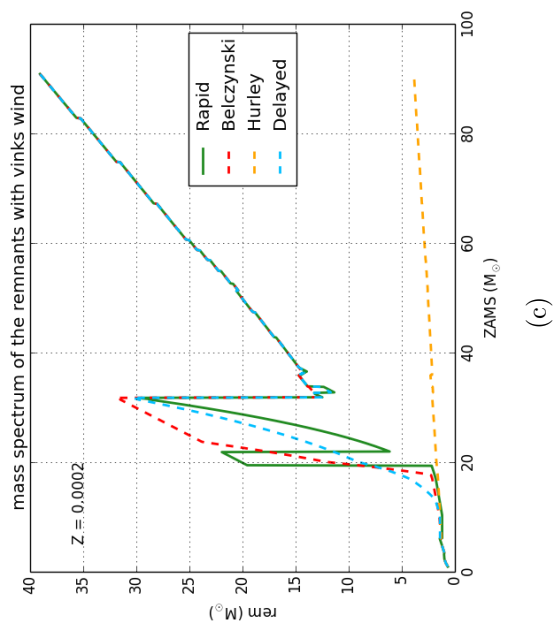
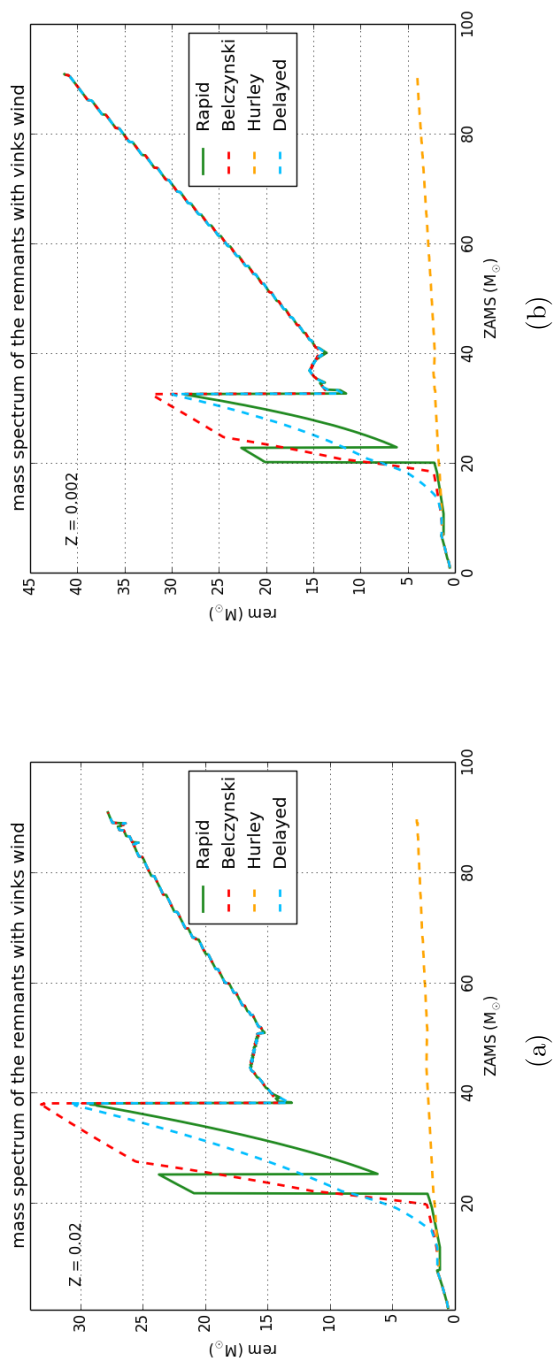


Figura 3.4: Massa dei relitti in funzione della M_{ZAMS} ottenuta usando tutti i modelli di supernova implementati per differenti metallicità: $Z = 0.002$ (a), $Z = 0.002$ (b) e $Z = 0.0002$ (c).

3.3 Risultati

Al termine dell'implementazione riguardante l'aggiornamento di BSE, con questo codice ho studiato la demografia delle binarie di oggetti compatti e ho confrontato i risultati con quelli ottenuti usando la versione originale.

Griglia di input

Per lo studio sulla demografia ho generato una griglia di input contenente i valori iniziali delle masse delle stelle (M_1 e M_2), della loro separazione orbitale (a), del periodo (P), dell'eccentricità (e), metallicità, per un totale di 5000 sistemi binari.

La massa della stella primaria è stata generata considerando la *funzione di massa iniziale* (*initial mass function*) descritta da Kroupa (2002), mentre per la massa della secondaria ho assunto una distribuzione uniforme compresa tra $0.1 M_1$ e M_1 . Siccome ho focalizzato lo studio sulle binarie che potessero formare oggetti compatti, ho considerato solo sistemi in cui la stella secondaria ha massa maggiore di $12 M_\odot$. Per la separazione orbitale iniziale ho assunto una distribuzione logaritmica uniforme tra i valori $0.1 R_\odot$ e $10^6 R_\odot$. Il periodo viene calcolato applicando la legge di Keplero una volta noti a , M_1 ed M_2 . Infine, per l'eccentricità ho assunto una distribuzione e^2 uniforme tra 0 e 1. La metallicità, invece, viene considerata uguale per tutte le stelle.

Per entrambe le versioni di BSE ho effettuato le simulazioni usando come input la griglia sopracitata variando solo la metallicità: 0.02, 0.002, 0.0002. Inoltre, per la versione aggiornata di BSE ho effettuato le simulazioni, per ogni metallicità, con tutti e tre i meccanismi di supernova disponibili, mentre, per BSE originale solo con il meccanismo chiamato *belczynski*.

In Fig. 3.5 sono mostrati i risultati dell'evoluzione ottenuti lanciando la versione originale di BSE con in input le griglie con le tre diverse metallicità. I grafici di sinistra mostrano la percentuale di sistemi che sopravvivono (in giallo), formando binarie di oggetti compatti, e la percentuale di sistemi che finiscono per essere distrutti (in azzurro) tramite, ad esempio, fusione delle componenti, rottura del legame gravitazionale, etc., per le tre diverse metallicità ($Z = 0.02$ in Fig. 3.5(a), $Z = 0.002$ Fig. 3.5(c) e $Z = 0.0002$ in Fig. 3.5(e)). Invece, in Fig. 3.5 i diagrammi di destra descrivono la composizione dei sistemi che sopravvivono, per le stesse metallicità, distinguendo tra sistemi composti da: due stelle di neutroni (NS-NS), una stella di neutroni e un buco nero (NS-BH) e due buchi neri (BH-BH).

Da Fig. 3.6 a Fig. 3.8 sono mostrati gli stessi diagrammi relativi però ai risultati ottenuti usando la versione aggiornata di BSE per evolvere i 5000 sistemi binari a

diverse metallicità. Per la metallicità $Z = 0.02$ (Fig. 3.6) i risultati ottenuti sono così organizzati:

- Fig. 3.8(a) e Fig. 3.8(b) mostrano i risultati ottenuti usando il modello di belczynski per le esplosioni di supernova;
- Fig. 3.8(c) e Fig. 3.8(d) rappresentano i risultati ottenuti impostando come modello per le esplosioni di supernova il meccanismo rapid;
- Fig. 3.8(e) e Fig. 3.8(f) illustrano i risultati dell'evoluzione dei sistemi binari ottenuti con il meccanismo delayed per le esplosioni di supernova.

I risultati delle simulazioni per le metallicità $Z = 0.002$ e $Z = 0.0002$ sono raggruppate rispettivamente in figura Fig. 3.7 e Fig. 3.8 e sono organizzati seguendo la stessa logica appena esposta per le simulazioni a metallicità $Z = 0.02$.

Per tutte le simulazioni, sfruttando l'equazione (2.3), ho calcolato il tempo scala di fusione dovuto all'emissione di onde gravitazionali per i sistemi sopravvissuti e l'ho confrontato con il *tempo di Hubble*⁵ ($t_H = 14$ Giga anni). Questi risultati sono tutti riassunti in Tab. 3.1.

Inoltre, data l'importanza delle binarie di buchi neri come sorgenti di onde gravitazionali e viste le recenti osservazioni effettuate dalla collaborazione LIGO-Virgo, ho calcolato le distribuzioni delle masse delle componenti delle binarie di buchi neri ottenute per ogni simulazione. In Fig. 3.9 sono riportate le distribuzioni della massa delle componenti delle binarie simulate, per tutte le metallicità, in cui si è usato il modello di belczynski (con BSE originale e aggiornato). Invece, in Fig. 3.10 sono mostrate, per tutte le metallicità, le distribuzioni di *chirp mass* relative alle simulazioni in cui i meccanismi per le supernovae sono quelli rapid e delayed.

⁵Che si ottiene considerando un tasso di espansione dell'universo uniforme dal Big Bang ad oggi.

Tabella 3.1: Risultati demografia

modello SNe	Z	N° tot. sistemi	NS-NS		NS-BH		BH-BH	
			$t_{gw} < t_H$ (4)	$t_{gw} \geq t_H$ (5)	$t_{gw} < t_H$ (6)	$t_{gw} \geq t_H$ (7)	$t_{gw} < t_H$ (8)	$t_{gw} \geq t_H$ (9)
(1)	(2)	(3)						
belczynski*	0.02	1215	4	1	8	10	41	1151
belczynski*	0.002	1264	4	9	9	14	31	1203
belczynski*	0.0002	1256	1	2	13	17	28	1193
belczynski†	0.02	1199	2	4	7	22	18	1146
belczynski†	0.002	1405	2	3	5	28	43	1324
belczynski†	0.0002	1439	1	5	8	26	47	1352
rapid†	0.02	993	5	1	12	37	17	921
rapid†	0.002	1234	-	1	8	33	38	1154
rapid†	0.0002	1270	1	1	12	25	39	1192
delayed†	0.02	1354	2	1	12	15	14	1310
delayed†	0.002	1578	1	4	7	25	50	1528
delayed†	0.0002	1661	2	-	10	33	52	1564

NOTE: Col(1): modello esplosione supernova usato; Col(2): metallicità; Col(3): numero totale di sistemi binari sopravvissuti; Col(4): sistemi di stelle di neutroni che vanno a coalescenze in un tempo inferiore al tempo di Hubble (14,4 Giga anni) e Col(5): sistemi di stelle di neutroni che non vanno a coalescenza entro il tempo di Hubble; Col(6) e Col(7): come colonna (5) ma per sistemi con una stella di neutroni e un buco nero; Col(8) e Col(9): come colonna (5) ma per sistemi di buchi neri. Gli apici * e † si riferiscono rispettivamente alla versione originale e quella aggiornata di BSE usate per le simulazioni.

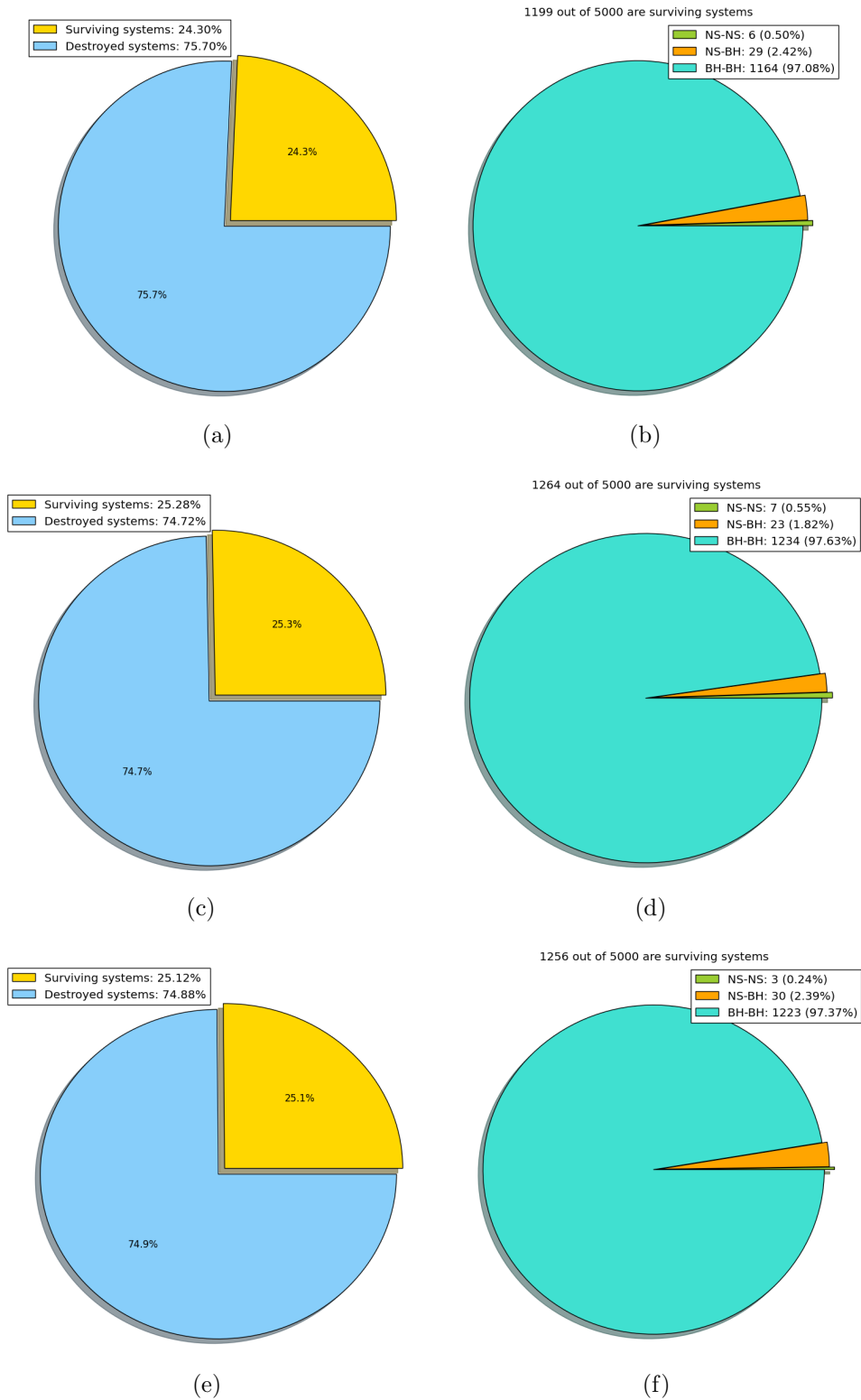


Figura 3.5: Risultati delle simulazioni effettuate con la versione originale di BSE per diverse metallicità: $Z = 0.02$ (a) e (b); $Z = 0.002$ (c) e (d); $Z = 0.0002$ (e) e (f). I Grafici di destra mostrano la percentuale di sistemi compatti che si formano mentre il grafico di sinistra illustra la loro composizione.

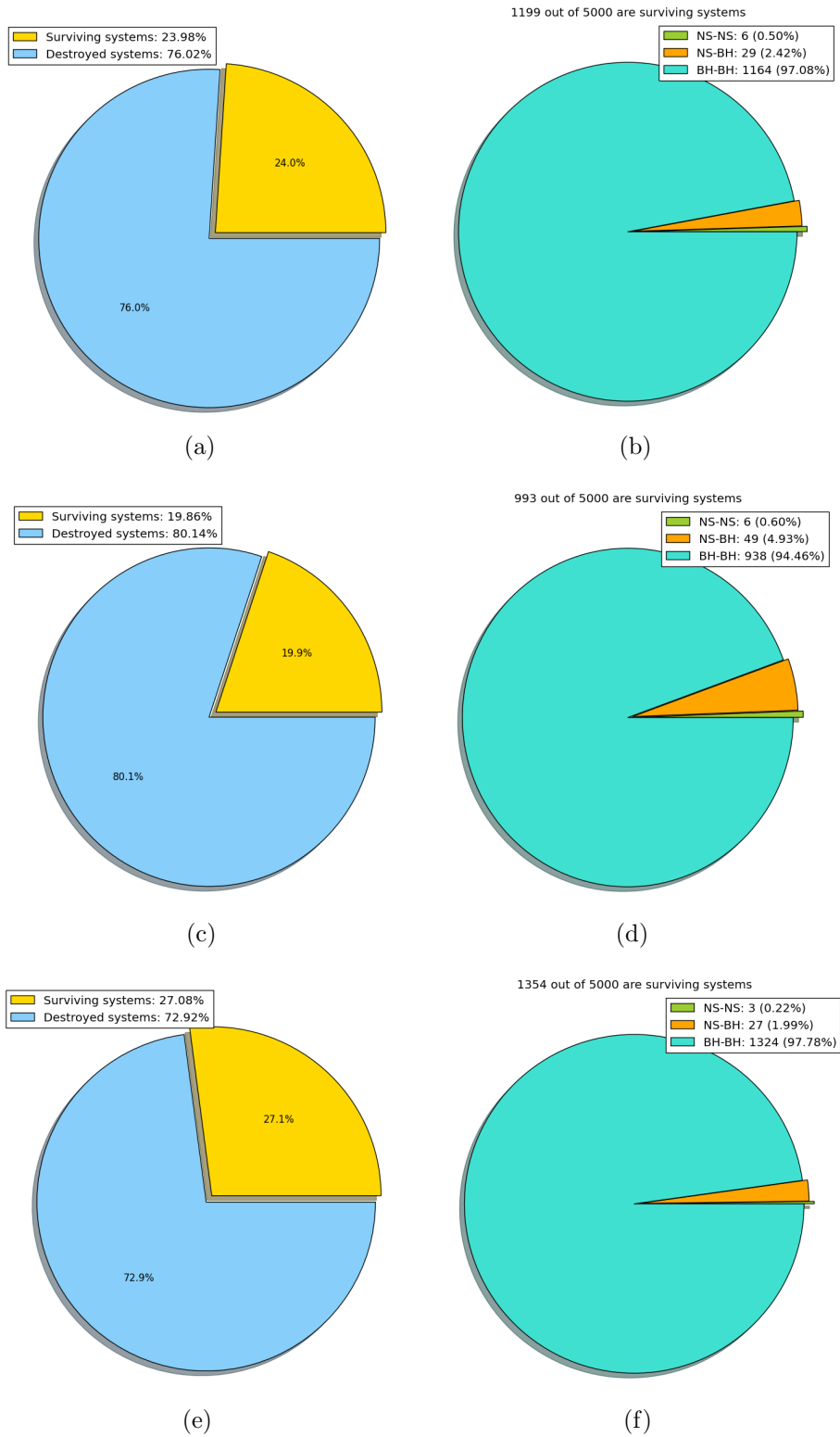


Figura 3.6: Risultati delle simulazioni effettuate con la versione aggiornata di BSE (modello belczynski) per diverse metallicità: $Z = 0.02$ (a) e (b); $Z = 0.002$ (c) e (d); $Z = 0.0002$ (e) e (f); I Grafici di destra mostrano la percentuale di sistemi compatti che si formano mentre il grafico di sinistra illustra la loro composizione.

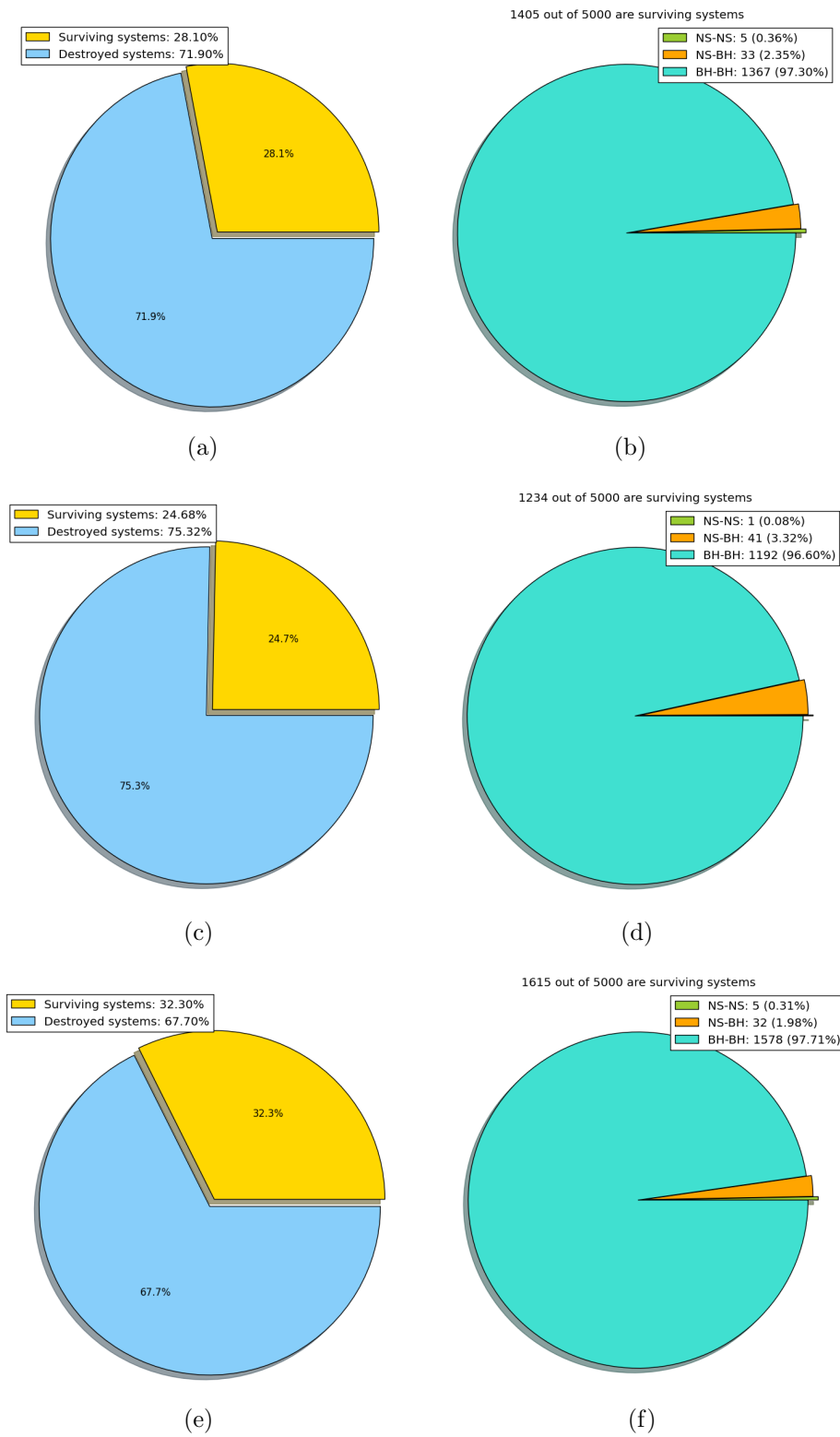


Figura 3.7: Le quantità mostrate in questa figura sono le stesse mostrate in Figura 3.6 ma per la versione aggiornata di BSE con il modello rapid di esplosione di supernova.

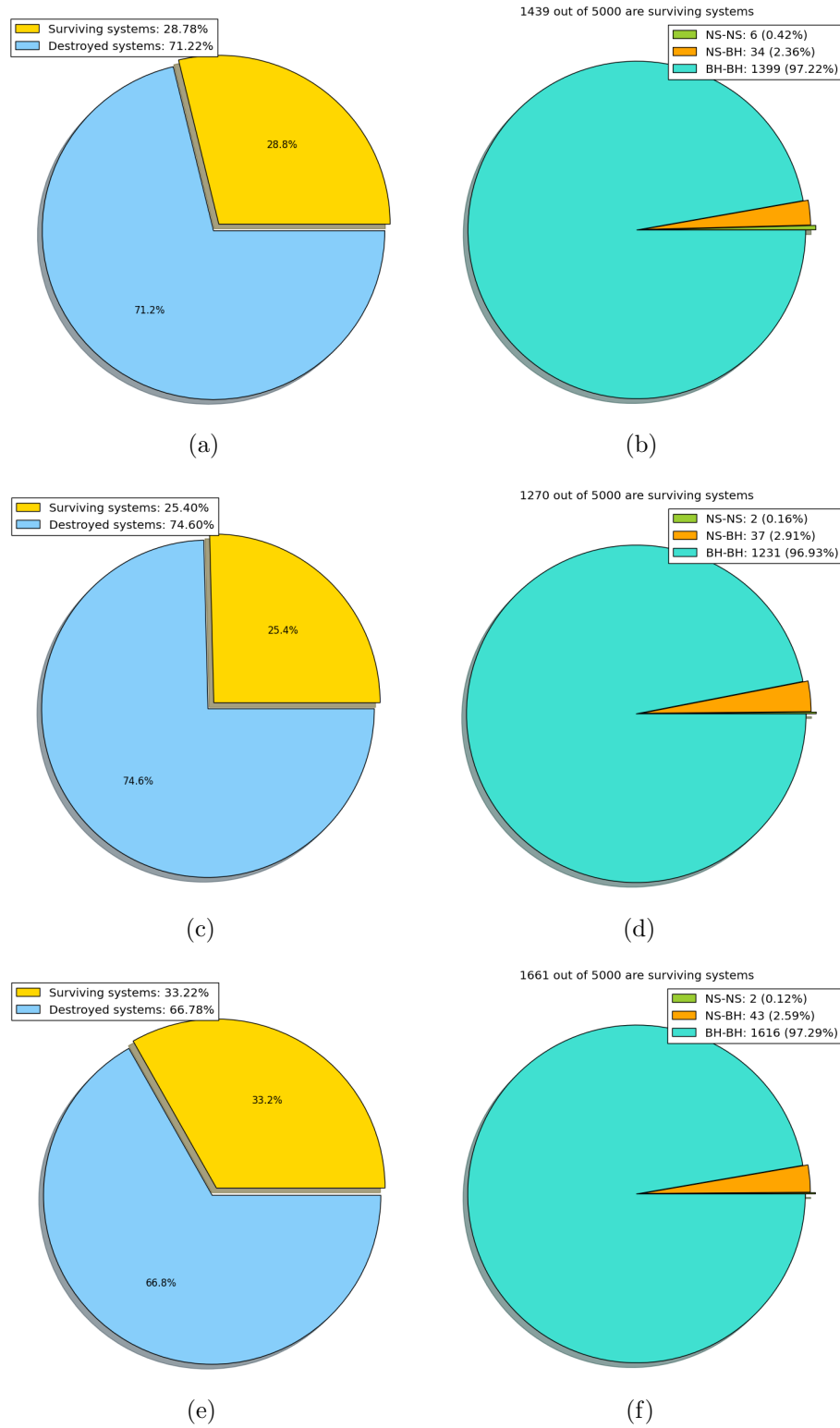
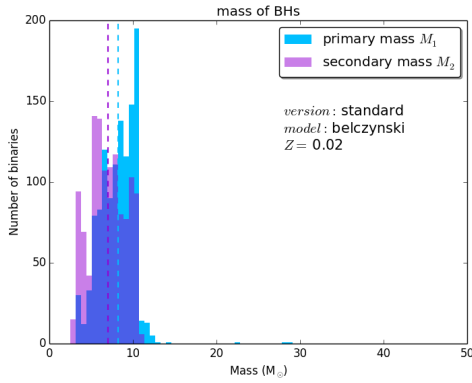
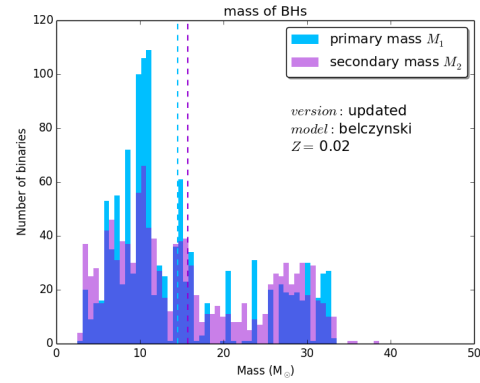


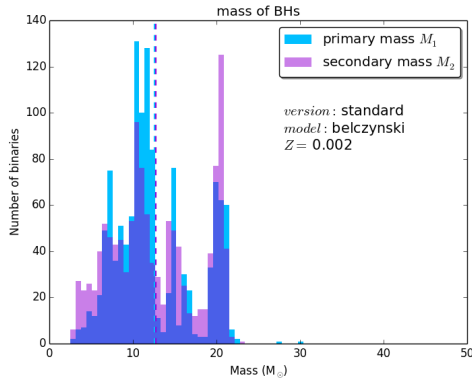
Figura 3.8: Le quantità mostrate in questa figura sono le stesse mostrate in Figura 3.6 ma per la versione aggiornata di BSE con il modello delayed di esplosione di supernova.



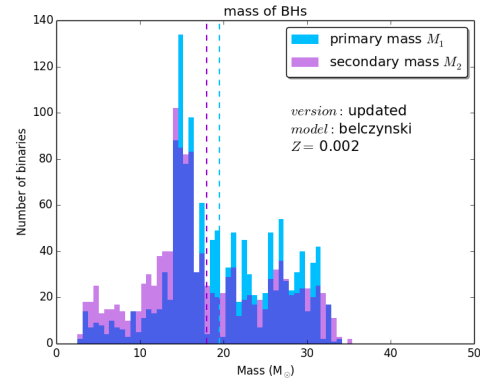
(a)



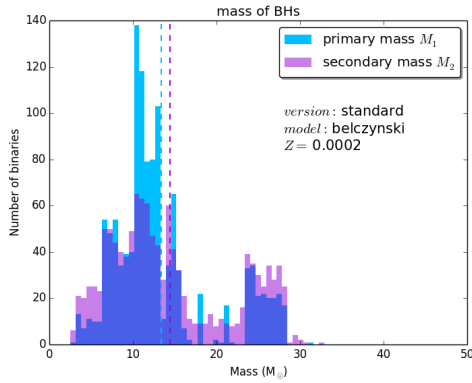
(b)



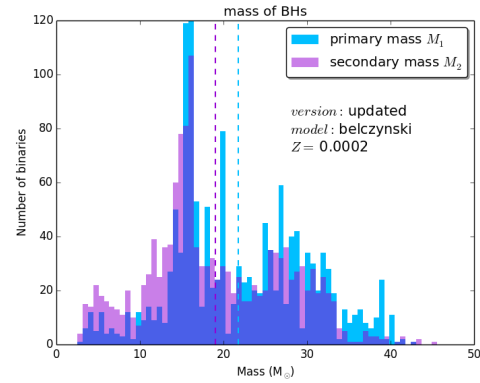
(c)



(d)



(e)



(f)

Figura 3.9: Distribuzioni delle masse dei buchi neri ottenute nelle simulazioni in cui viene usato il modello belczynski in BSE originale (grafici di sinistra) e in BSE aggiornato (grafici di destra). Le metallicità usate sono: $Z = 0.02$ (a) e (b); $Z = 0.002$ (c) e (d); $Z = 0.0002$ (e) e (f);.

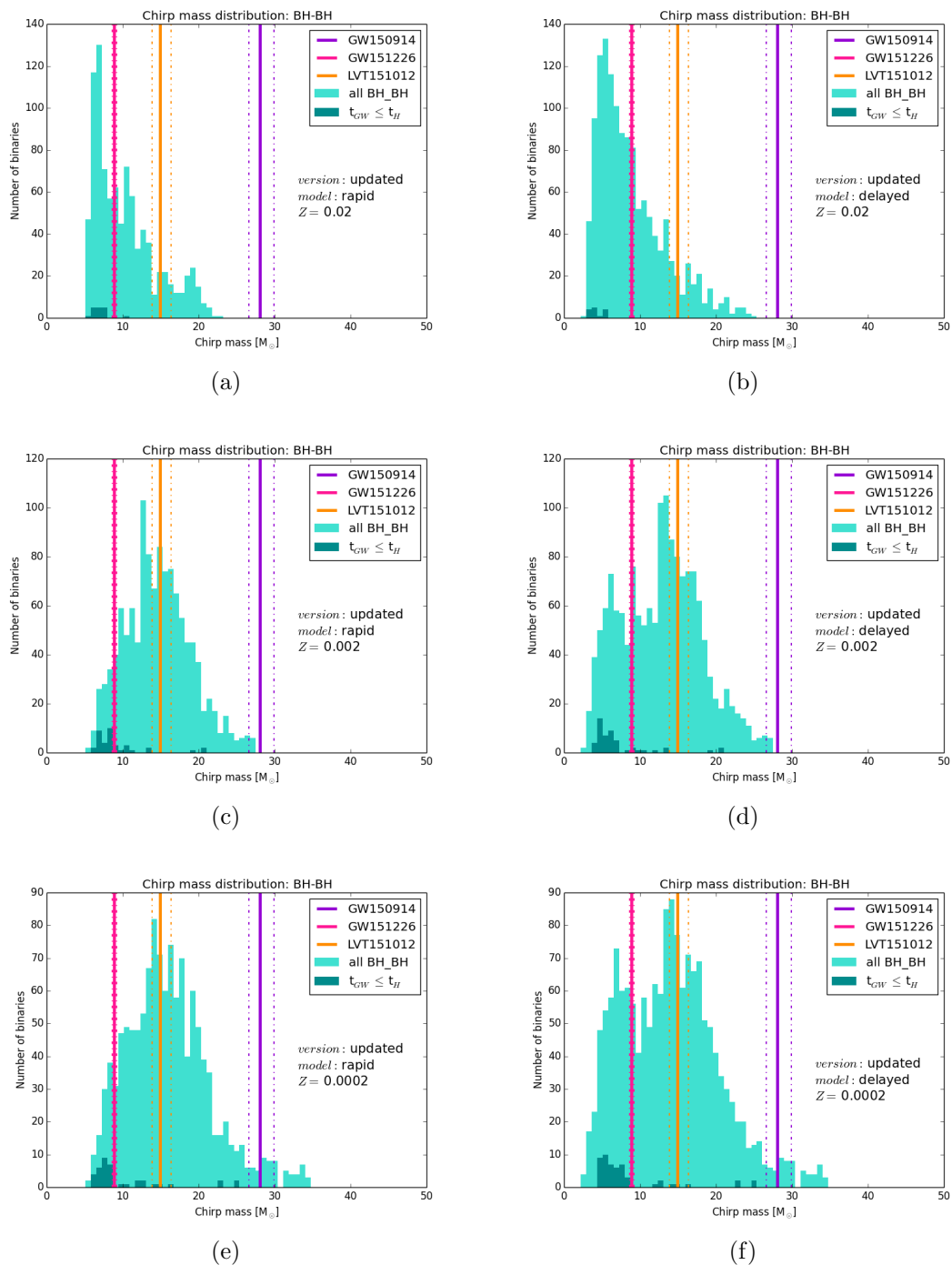


Figura 3.10: Distribuzioni delle chirp mass masse dei dei sistemi composti da buchi neri ottenute nelle simulazioni effettuate con BSE aggiornato usando il modello rapid (grafici di sinistra) e il modello delayed (grafici di destra). Le metallicità usate sono: $Z = 0.02$ (a) e (b); $Z = 0.002$ (c) e (d); $Z = 0.0002$ (e) e (f);.

Capitolo 4

SEVN

In questo Capitolo presenterò SEVN, acronimo di "Stellar Evolution for N-body code", il nuovo codice di sintesi di popolazioni stellari sviluppato dal nostro gruppo, e discuterò l'implementazione del nuovo modulo riguardante il common envelope che rappresenta uno dei due argomenti principali di questo lavoro di tesi.

In Sezione 4.1 sono presentate le principali caratteristiche di SEVN. In Sezione 4.2 vengono descritti i due aggiornamenti che ho apportato a SEVN nella fase preliminare del lavoro di tesi e che sono l'argomento principale del proceeding di Spera, Giacobbo et al. (2016). Nell'ultima Sezione 4.3 vengono presentati il nuovo modulo per il common envelope e i risultati che ho ottenuto.

4.1 Panoramica di SEVN

SEVN è il nuovo codice *open source*¹ di sintesi di popolazione sviluppato dal nostro gruppo (Spera, Mapelli et al. 2015) e scritto prevalentemente in linguaggio C++.

La caratteristica fondamentale di questo codice è quella di accoppiare le moderne ricette di evoluzione stellare ai modelli aggiornati per le esplosioni di supernova con il principale scopo di studiare la connessione tra gli oggetti compatti e le loro stelle progenitrici.

Le ricette stellari usate di default da SEVN sono quelle di PARSEC² (descritte in dettaglio in Bressan et al. 2012, Tang et al. 2014 e Chen et al. 2014) che, tra le altre cose, considerano i più recenti modelli di perdita di massa dovuta ai venti stellari (ad esempio, quelli proposti da Vink, de Koter et al. 2001 e Vink, Muijres et al.

¹Disponibile su richiesta agli autori di Spera, Mapelli et al. 2015

²PARSEC (PAdova and TRieste Stellar Evolution Code) è un codice di evoluzione stellare sviluppato da Bressan et al. (2012).

2011). Il codice SEVN usa le isocrone ottenute da codici di evoluzione stellare, come PARSEC, in formato di tabelle così da avere una griglia per le masse e le metallicità da usare come input. Questa strategia rende SEVN un codice estremamente elastico. Infatti, nel caso si fosse interessati ad usare altri modelli di evoluzione stellare, ad esempio per un confronto, basterebbe sostituire le tabelle di input senza dover intervenire nella struttura del codice.

I modelli di esplosione di supernova implementati in SEVN sono cinque. In tre di questi, la massa del relitto dipende esclusivamente dalle caratteristiche finali della stella progenitrice, ovvero dalla massa finale del nucleo di carbonio-ossigeno e dalla massa totale della stella pre-supernova. Questi tre modelli sono descritti in dettaglio in Fryer, Belczynski et al. (2012) e sono: i) il modello implementato nel codice di sintesi di popolazioni STARTRACK (Belczynski, Bulik et al. 2010); ii) il modello di esplosione rapida di supernova; iii) il modello di esplosione ritardata. Tutti e tre i modelli sono descritti in Sezione 3.2 e identificati con i nomi di *modello belczynski*, *modello rapid* e *modello delayed*, rispettivamente.

Siccome la massa finale del residuo potrebbe dipendere in modo più complesso dalle caratteristiche finali della stella, gli altri due modelli implementati in SEVN sfruttano ricette più sofisticate. Infatti, questi ultimi si basano su considerazioni fatte sulla compattezza del nucleo di ferro della stella prima della fase di supernova (per una spiegazione approfondita si rimanda a O'Connor et al. 2011, Ugliano et al. 2012 e Smartt 2009). Il modello impostato di default in SEVN è quello descritto dell'esplosione ritardata ma può essere facilmente cambiato modificando il parametro di selezione del modello nel file di input.

Un'altra peculiarità di SEVN è quella di poter essere accoppiato a un codice per le simulazioni a N-corpi, come ad esempio HiGPUS (Capuzzo-Dolcetta et al. 2013) o STARLAB³ (Portegies Zwart 2001).

Ci sono diversi modi per accoppiare l'evoluzione stellare con le simulazioni dinamiche in un singolo codice. Quello scelto per SEVN si basa sull'interpolazione polinomiale dei parametri fondamentali delle stelle (raggio, luminosità, temperatura e composizione chimica) in funzione del tempo, della massa e dalla metallicità, fatta utilizzando le griglie delle tabelle di input. Questo approccio permette di non dover richiamare ad ogni passo temporale della simulazione a N-corpi il codice di evoluzione stellare per il calcolo dell'evoluzione dei singoli parametri, riducendo i tempi di elaborazione. In conclusione, tutte queste caratteristiche rendono SEVN uno strumento molto versatile per lo studio degli oggetti compatti. Infatti, può essere usato, singolarmente, come codice di sintesi di popolazioni per studiare la formazione e l'evoluzione di oggetti compatti (e binarie di oggetti compatti) di campo, oppure, in combinazione

³<http://www.sns.ias.edu/~starlab/>

con i codici di simulazioni a N-corpi, per studiare l'evoluzione dinamica degli oggetti compatti che vivono in ammassi stellari.

4.2 Pair instability supernovae in SEVN

Durante il mio lavoro di tesi, prima di concentrarmi sull'implementazione del nuovo modulo di SEVN per il common envelope, ho effettuato due aggiornamenti direttamente a SEVN:

1. ampliamento dello spettro delle masse stellari iniziali per l'evoluzione stellare;
2. implementazione del codice per l'esplosione di supernova tramite il meccanismo dell'instabilità di coppia.

Oltre che per lo studio dello spettro di massa dei buchi neri, questi due aggiornamenti risultano di fondamentale importanza per lo studio delle stelle di *popolazione III*⁴. Infatti, è sempre più accreditata l'ipotesi che le prime stelle formatesi dopo il Big Bang fossero stelle estremamente massicce ($100 - 300 M_{\odot}$) e quasi completamente prive di metalli (Fryer, Woosley et al. 2001). Di conseguenza si suppone che questo tipo di stelle abbia concluso la propria vita dopo circa 3×10^6 anni esplodendo come supernovae mediante il meccanismo di instabilità di coppia.

Spettro delle masse stellari considerate

La prima modifica consiste nell'aggiornare le tabelle di input per SEVN in modo tale da considerare anche l'evoluzione di stelle con masse iniziali fino a $\sim 350 M_{\odot}$. Infatti, le tracce evolutive disponibili nel database di PARSEC coprono un ampio intervallo di massa, da stelle di piccola massa ($M = 0.1 M_{\odot}$) fino a stelle estremamente massicce ($M = 350 M_{\odot}$), partendo dalla fase di pre-sequenza principale e arrivando fino all'inizio del bruciamento del carbonio nel nucleo.

Esplosioni di supernova a instabilità di coppia

Le esplosioni di supernova a instabilità di coppia sono un particolare tipo di supernovae che si verificano quando la produzione di coppie, elettrone e positrone, è così efficiente da innescare il collasso gravitazionale che porta ad un effetto term nucleare a catena e quindi all'esplosione.

La produzione di queste coppie è dovuta all'interazione coulombiana che si verifica

⁴Sono le prime stelle che si sono formate dopo il Big Bang e sono si ritiene siano loro a produrre i metalli che poi sono stati dispersi nel mezzo interstellare.

tra gli atomi e i raggi gamma prodotti dalle reazioni di fusione nucleare. Più intenso (energetico) è il raggio gamma, maggiore sarà la probabilità di produzione della coppia.

Nelle stelle molto massicce, date le alte temperature centrali ($T \simeq 10^9$ K), i fotoni gamma costituiscono una frazione consistente della radiazione emessa dal nucleo stellare. Una diminuzione di questi fotoni ha un forte effetto sulla stabilità della struttura stellare (Fraley 1968), in quanto viene a mancare parte della pressione di radiazione. Infatti, la caduta di pressione porta ad un parziale collasso della stella che innesca una reazione termonucleare a catena talmente energetica da smembrare completamente la stella senza lasciare alcun oggetto compatto.

Dal punto di vista computazionale, l'implementazione delle ricette necessarie a considerare l'instabilità di coppia nelle esplosioni di supernovae non è stata complicata (ed è riportata in Appendice B.1). Nella fattispecie, si è assunto che per le stelle aventi un nucleo di carbonio-ossigeno di massa $M_{\text{CO}} \gtrsim 45 M_{\odot}$ (che corrisponde ad una massa di elio $\gtrsim 65 M_{\odot}$) l'esplosione di supernova è guidata dall'instabilità di coppia e non lascia alcun residuo. Al contrario, per le stelle con una massa di elio $\gtrsim 135 M_{\odot}$ avviene il collasso diretto in buchi neri come previsto da Heger et al. (2003).

Risultati

In Fig. 4.1 sono mostrati gli spettri di massa degli oggetti compatti (M_{rem}) in funzione della massa iniziale dei loro progenitori (M_{ZAMS} fino a $350 M_{\odot}$) e per diverse metallicità fissate. Nel pannello superiore sono mostrati i risultati ottenuti considerando gli effetti dovuti all'instabilità di coppia (SEVN aggiornato) mentre nel pannello inferiore sono rappresentati i risultati ottenuti con la precedente versione di SEVN (Spera, Mapelli et al. 2015) su uno spettro di massa iniziale più ampio.

I grafici di Fig. 4.1 confermano che più bassa è la metallicità maggiore sarà la massa degli oggetti compatti residui. Infatti, per stelle con metallicità solare ($Z_{\odot} = 0.01524$ Caffau et al. 2011) si ottengono buchi neri di massa fino a $\sim 25 M_{\odot}$ mentre per stelle con metallicità $Z = Z_{\odot}/100$ si formano buchi neri con masse fino a $\sim 275 M_{\odot}$. Inoltre, si vede che la larghezza dell'intervallo di massa in cui si verifica l'instabilità di coppia varia con la metallicità. Il valore del limite inferiore è fortemente dipendente dalla metallicità: si passa da $\sim 175 M_{\odot}$, per $Z \simeq 0.008$, a $\sim 110 M_{\odot}$, per $Z \lesssim 0.001$. Al contrario, il limite superiore oltre il quale si ha il collasso diretto in buco nero non dipende in modo significativo dalla metallicità e vale $\sim 230 M_{\odot}$.

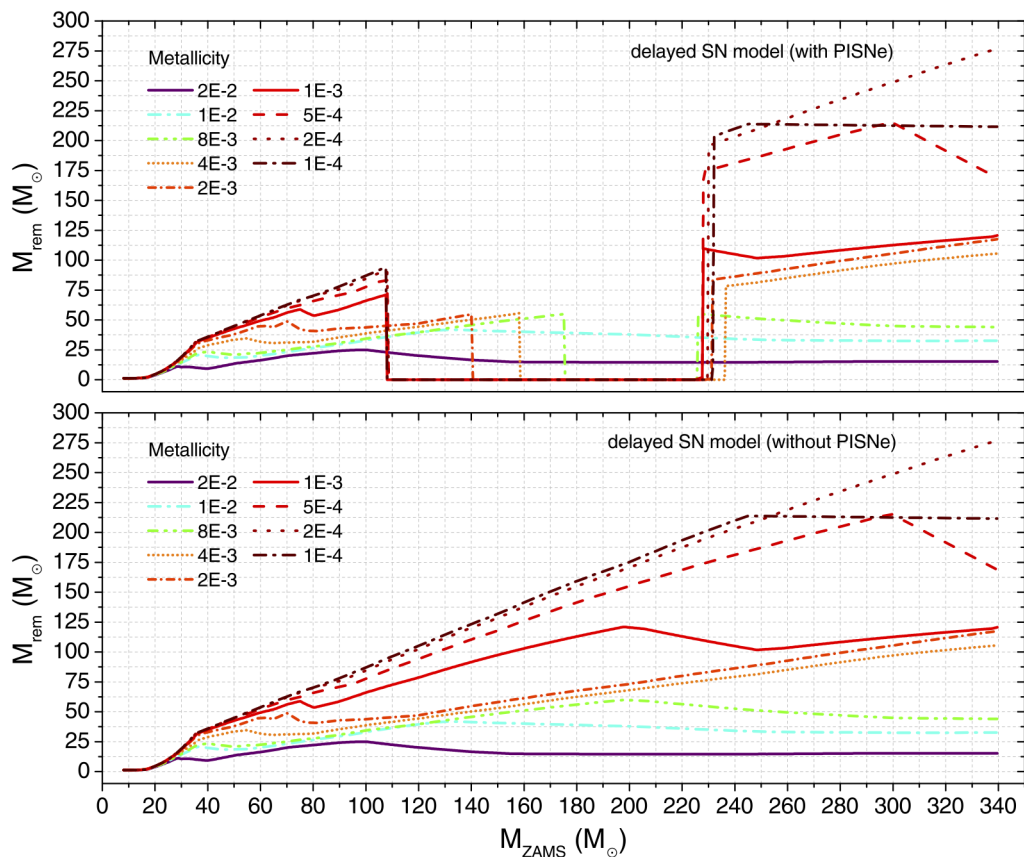


Figura 4.1: Massa degli oggetti compatti (M_{rem}) in funzione della massa iniziale della stella progenitrice (M_{ZAMS}) e per diverse metallicità. I grafici mostrano i risultati ottenuti usando SEVN con il modello di esplosione ritardato (delayed). Nel pannello in alto è stata inclusa l'instabilità di coppia (PISNe) mentre per quello in basso no. I grafici sono un adattamento da Spera, Giacobbo et al. (2016).

4.3 Modulo per il common envelope

L'obiettivo del nostro gruppo è quello di implementare in SEVN tutti i processi necessari per lo studio dell'evoluzione dei sistemi binari.

Nel mio lavoro di tesi ho scelto di implementare per primo il modulo relativo al common envelope, perché, come ampiamente spiegato nei capitoli introduttivi, tra tutti i meccanismi coinvolti nella vita delle binarie strette ($P \lesssim 1$ giorno) è uno dei più importanti.

4.3.1 Implementazione del nuovo modulo

Come per la maggior parte di SEVN, anche questo nuovo modulo è stato scritto in C++ e per implementarlo ho usato come riferimento il lavoro descritto da Hurley, Tout et al. (2002) per sviluppare BSE.

Formalismo

Tra i due possibili formalismi che permettono di descrivere l'evoluzione della binarie durante la fase di common envelope (vedi Sezione 1.3) ho scelto di usare quello basato sulla conservazione dell'energia. Le ragioni principali alla base di questa scelta sono due: la prima è che questo formalismo risulta di facile implementazione e permette di sviluppare un codice "snello"; la seconda, invece, è che può essere applicato a tutti i sistemi binari, al contrario del formalismo γ , nell'ipotesi che le variazioni di energia avvengano su tempi scala dinamici dell'inviluppo⁵.

Evoluzione del common envelope

Una volta lanciata la simulazione dell'evoluzione di un sistema binario, SEVN inizia ad evolvere le due stelle singole tramite le classiche ricette di evoluzione stellare. Gli eventi che possono portare alla formazione di un inviluppo condiviso sono due:

1. la collisione tra le componenti, qualora almeno una delle due stelle sia una stella evoluta (non più in sequenza principale);
2. il trasferimento di massa tramite RLOF da una stella evoluta alla sua compagna, che in un tempo scala dinamico riempie anch'essa il proprio lobo di Roche.

A questo punto SEVN deve richiamare la nuova funzione `common_envelope` per valutare i risultati dell'evoluzione durante la fase di common envelope.

In entrambi i casi la stella primaria deve essere una stella che ha già formato un nucleo denso di massa $M_{c,1}$ e raggio $R_{c,1}$, avvolto da un inviluppo di massa $M_{env,1} = M_1 - M_{c,1}$. Per la stella secondaria conviene definire dei valori effettivi che permettono di semplificare i conti e che identificheremo con una barra ($\bar{\quad}$). Se la stella secondaria è una stella in sequenza principale⁶ la massa effettiva del nucleo vale $\bar{M}_{c,2} = M_2$, mentre il suo raggio effettivo sarà $\bar{R}_{c,2} = R_2$ (ricordiamo che

⁵Nel caso una delle fasi del common envelope (spiral-in o espansione sistema) si svolgesse su un tempo scala termico la conservazione dell'energia espressa nel modo semplice di Sezione 1.3 non sarebbe più valida e bisognerebbe considerare altre sorgenti di energia come descritto in Ivanova et al. (2013).

⁶Il caso più frequente che coinvolge l'evoluzione del common envelope è quello che coinvolge una stella gigante e una stella di sequenza principale.

una stella in sequenza principale non ha ancora formato un nucleo denso e quindi $M_{c,2} = 0.0$). Al contrario, se la stella secondaria è anch'essa una stella evoluta i valori effettivi corrisponderanno ai valori reali di massa e raggio del nucleo della stella ($\bar{M}_{c,2} = M_{c,2}$ e $\bar{R}_{c,2} = R_{c,2}$). A questo punto, la massa effettiva dell'involuppo vale $\bar{M}_{\text{env},2} = M_2 - \bar{M}_{c,2}$. Invece, nel caso in cui la stella secondaria sia un oggetto compatto si considera quest'ultimo come un nucleo senza involuppo, ovvero si impone che $M_{c,2} = M_2$ e $R_{c,2} = R_2$.

Siccome i risultati dell'evoluzione del common envelope dipendono dai valori dell'energia di legame dell'involuppo e dell'energia orbitale dei due nuclei, la prima cosa che viene calcolata dalla funzione `common_envelope`, è l'energia di legame iniziale dell'involuppo:

$$E_{\text{bin},i} = -\frac{G}{\lambda} \left(\frac{M_1 M_{\text{env},1}}{R_1} + \frac{M_2 \bar{M}_{\text{env},2}}{R_2} \right), \quad (4.1)$$

dove il parametro libero λ è fissato di default al valore di 0.5.

Successivamente, viene calcolato il valore dell'energia orbitale iniziale dei due nuclei:

$$E_{\text{orb},i} = -\frac{1}{2} \frac{G M_{c,1} \bar{M}_{c,2}}{a_i},$$

dove a_i rappresenta il valore della distanza orbitale all'inizio della fase in cui si ha l'involuppo condiviso.

A questo punto si assume che i due nuclei, a causa dell'attrito, inizino a spiraleggiare e trasferire energia orbitale al gas circostante. Il valore dell'efficienza di trasferimento dell'energia α_{CE} è il secondo parametro libero, fissato di default al valore 0.5. Ovviamente, λ e α_{CE} , essendo parametri liberi, possono assumere diversi valori a scelta dell'utente.

La separazione orbitale finale, se l'energia rilasciata è sufficiente, si ottiene dalla seguente equazione nell'ipotesi che l'intero involuppo venga espulso:

$$a_f = \frac{M_{c,1} \bar{M}_{c,2}}{2E_{\text{orb},f}},$$

dove $E_{\text{orb},f}$ è l'energia orbitale finale che si ricava usando l'equazione (1.6)

$$E_{\text{orb},f} = E_{\text{orb},i} - \frac{E_{\text{bin},i}}{\alpha_{\text{CE}}}.$$

Una volta ottenuto il valore di a_f , mediante l'equazione (1.3) il codice calcola le dimensioni dei raggi dei lobi di Roche relativi ai due nuclei e le confronta con le dimensioni dei raggi dei nuclei stessi, assumendo $q = M_{c,1}/\bar{M}_{c,2}$ per $R_{L1,f}$ e $q = M_{c,2}/\bar{M}_{c,1}$

per $R_{L2,f}$. Se nessuno dei due nuclei riempie il proprio lobo di Roche la funzione `common_envelope` restituisce al programma principale il nuovo sistema formato dai due nuclei con distanza orbitale a_f e da cui è stato espulso tutto l'involuppo.

Al contrario, se uno dei due nuclei riesce a riempire il proprio lobo di Roche, la fase di spiraleggiamento si interrompe e i due nuclei entrano in coalescenza. Ciò avviene quando si verifica una delle due condizioni: $R_{c,1} \geq R_{L1}$ oppure $\bar{R}_{c,2} \geq R_{L2}$. In quest'ultimo caso, sfruttando ancora l'equazione (1.3), viene calcolato il nuovo valore della separazione orbitale a_L , che permette di quantificare l'energia di legame dell'involuppo ancora presente nel sistema:

$$E_{\text{bin},f} - E_{\text{bin},i} = \alpha_{\text{CE}} \left(\frac{1}{2} \frac{GM_{c,1}\bar{M}_{c,2}}{a_L} + E_{\text{bin},i} \right).$$

Il risultato è la formazione di una stella gigante o simil-gigante caratterizzata da una massa totale $M_3 = M_f$ e un nucleo di massa $M_{c,3} = M_{c,1} + M_{c,2}$. Nel caso particolare in cui la stella secondaria sia una WR o simil-WR la massa del nucleo vale $M_{c,3} = M_{c,1} + M_2$.

Per calcolare la massa finale M_f si suppone che i due nuclei vadano a coalescenza immediatamente (in un tempo scala dinamico per le stelle $t_{\text{dyn}} \sim 1/\sqrt{G\rho}$). Possiamo quindi scrivere l'energia di legame immediatamente prima ($E_{\text{bin},i}$) e subito dopo ($E_{\text{bin},f}$) la formazione della nuova stella come segue:

$$E_{\text{bin},i} = -\frac{G(M_1 + M_2)(M_1 + M_2 - M_{c,3})}{\lambda R_i}$$

$$E_{\text{bin},f} = -\frac{GM_f(M_f - M_{c,3})}{\lambda R_f}.$$

Sfruttando il fatto che, su un tempo scala dinamico, la variazione del raggio per una stella gigante (e simil-gigante) segue la relazione $R \propto M^x$, si può scrivere formula:

$$\frac{E_{\text{bin},f}}{E_{\text{bin},i}} = \left(\frac{M_f}{M_1 + M_2} \right)^{1+x} \frac{M_f - M_{c,3}}{M_1 + M_2 - M_{c,3}}, \quad (4.2)$$

dove l'esponente x dipende dalla metallicità e viene calcolato tramite l'equazione (47) in Hurley, Pols et al. (2000), di cui si consiglia la lettura per maggiori dettagli. Quindi, la massa finale si ottiene riscrivendo l'equazione (4.2) mettendo in evidenza M_f

$$M_f^{1+x}(M_f - M_{c,3}) = \frac{E_{\text{bin},f}}{E_{\text{bin},i}}(M_1 + M_2 - M_{c,3})(M_1 + M_2)^{1+x}$$

e risolvendola per M_f tramite il metodo Newton-Raphson per la ricerca degli zeri. A questo punto la funzione `common_envelope` restituisce al programma principale i valori della nuova stella che continua la sua evoluzione come stella singola. Il codice della funzione `common_envelope` appena descritta è riportato in Appendice B.2.

Collisioni tra stelle non evolute

Se si verifica la condizione di collisione tra le due componenti del sistema, ma entrambe sono stelle di sequenza principale, allora il risultato sarà la formazione di una nuova stella senza passare attraverso la fase di common envelope. In questo caso SEVN, anziché richiamare la funzione `common_envelope`, richiama la funzione `collision_mix` che valuta le caratteristiche della nuova stella. La massa della nuova stella è calcolata tramite la somma algebrica delle masse delle due stelle ($M_3 = M_1 + M_2$). Se però una delle due componenti, per esempio la stella primaria, è un oggetto compatto, allora il risultato della collisione sarà un oggetto compatto di massa $M_3 = M_1$. Anche il codice relativo all'implementazione della funzione `collision_mix` è riportato in Appendice B.2.

4.4 Risultati

Una volta completata l'implementazione del nuovo modulo per l'evoluzione del common envelope ho effettuato delle prove per testarne l'affidabilità. In Tab. 4.1 sono riassunti i valori iniziali delle grandezze caratterizzanti le binarie che sono stati usati per le simulazioni.

Da Fig. 4.2 a Fig. 4.5 sono riportati i grafici relativi ai risultati delle simulazioni; ogni coppia di grafici (riga) è relativa ad uno dei sistemi studiati. Nei grafici di sinistra viene rappresentata l'evoluzione della massa delle stelle in funzione del tempo (linee continue) e, se presente, anche della massa dei nuclei (linea tratteggiata). Nei grafici di destra, invece, si può vedere l'evoluzione nel tempo dei raggi delle due componenti (linee solide) e il confronto tra la separazione orbitale (linea nera) e la somma dei raggi stellari (linea gialla).

Nel dettaglio, le figure possono essere raggruppate nel seguente modo:

- i primi quattro casi (Fig. 4.2, Fig. 4.3(a) e Fig. 4.3(b)) mostrano l'evoluzione di sistemi in cui le due componenti entrano in collisione prima di aver formato un nucleo centrale denso, e il cui risultato è una stella che evolve singolarmente;
- nelle simulazioni 5 e 6 (in Fig. 4.3), invece, la formazione della stella singola avviene a seguito della fase di common envelope durante la quale le componenti

Tabella 4.1: Valori di input per le simulazioni

<i>ID</i>	$M_{\text{ZAMS},1}$	$M_{\text{ZAMS},2}$	t_1	t_2	P	a
(1)	[M_{\odot}]	[M_{\odot}]	[Myr]	[Myr]	[day]	[R_{\odot}]
	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
CASE 1	40	35	2.75	3.10	200	606
CASE 2	25	20	2.75	3.10	200	511
CASE 3	70	60	1.20	2.15	5	62
CASE 4	180	150	0.10	0.25	2.5	55
CASE 5	160	20	0.10	4.75	5	69
CASE 6	80	50	0.10	0.65	13	118
CASE 7	40	25	2.70	3.15	2.5	55
CASE 8	60	62	1.20	1.15	50	283
CASE 9	40	35	2.75	3.10	600	1252
CASE 10	60	62	3.10	3.75	15	126
CASE 11	60	60	1.15	1.10	50	281
CASE 12	62	60	1.20	1.15	50	283

NOTE: Col(1): nome identificativo della simulazione; Col(2) e Col(3): masse delle stelle di *Zero Age Main Sequence*; Col(4) e Col(5): età delle stelle all'inizio della simulazione; Col(6): periodo orbitale iniziale del sistema; Col(7): separazione orbitale iniziale del sistema. Tutte le stelle hanno una metallicità fissata a $Z = 0.02$.

del sistema vanno a coalescenza;

- anche nei casi di Fig. 4.4, Fig. 4.5(a) e Fig. 4.5(b) si forma un involuppo comune, ma questa volta il sistema sopravvive e si ottiene una binaria più stretta di quella di partenza;
- negli ultimi due casi (Fig. 4.5) è mostrata l'evoluzione di due sistemi la cui separazione orbitale iniziale è sufficientemente grande da permettere alle stelle di evolvere senza interagire.

I risultati ottenuti confermano che il nuovo modulo funziona in modo corretto e che è perfettamente connesso con il corpo principale di SEVN.

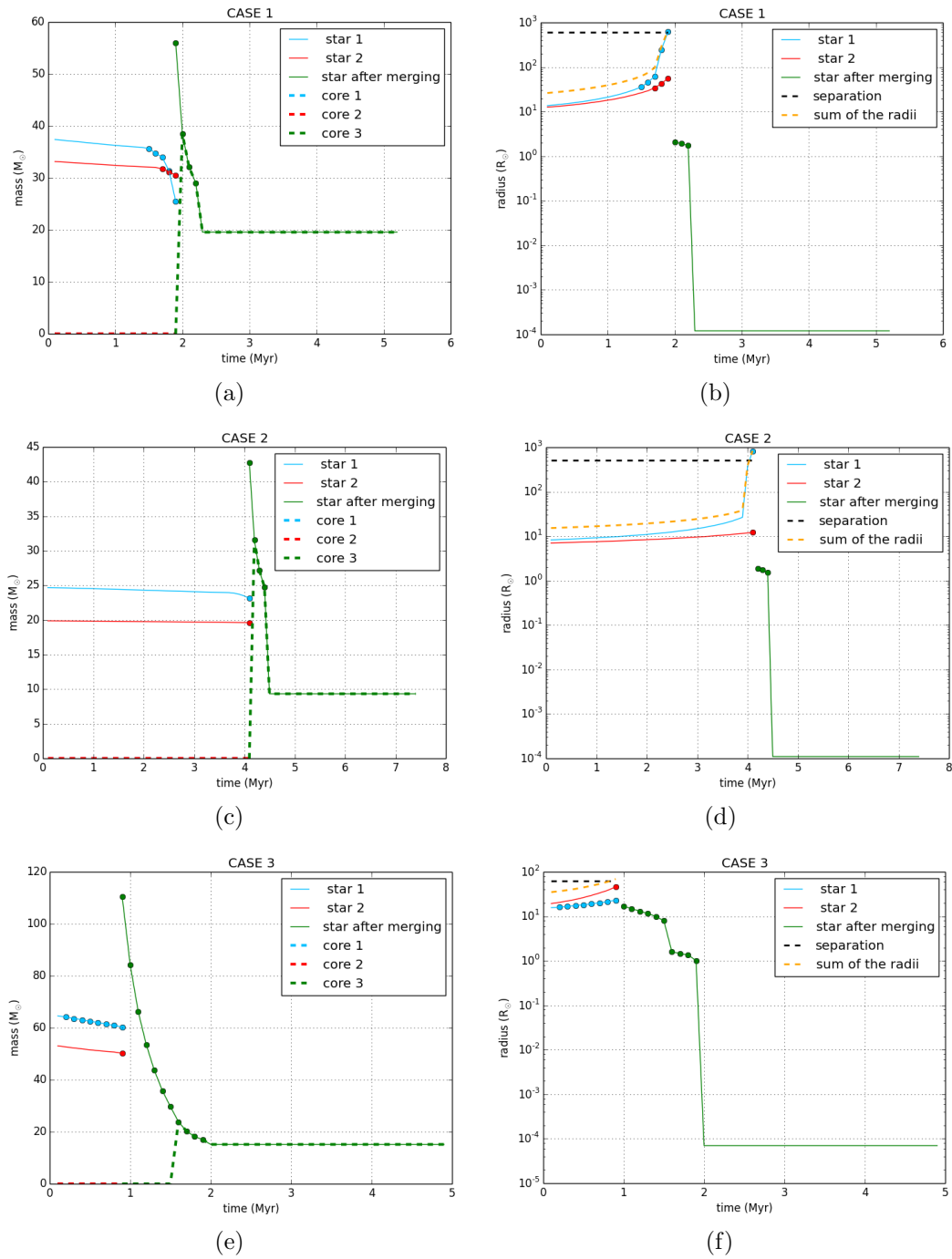


Figura 4.2: Simulazioni dei sistemi riportati in Tab. 4.1 dal CASE 1 al CASE 3.

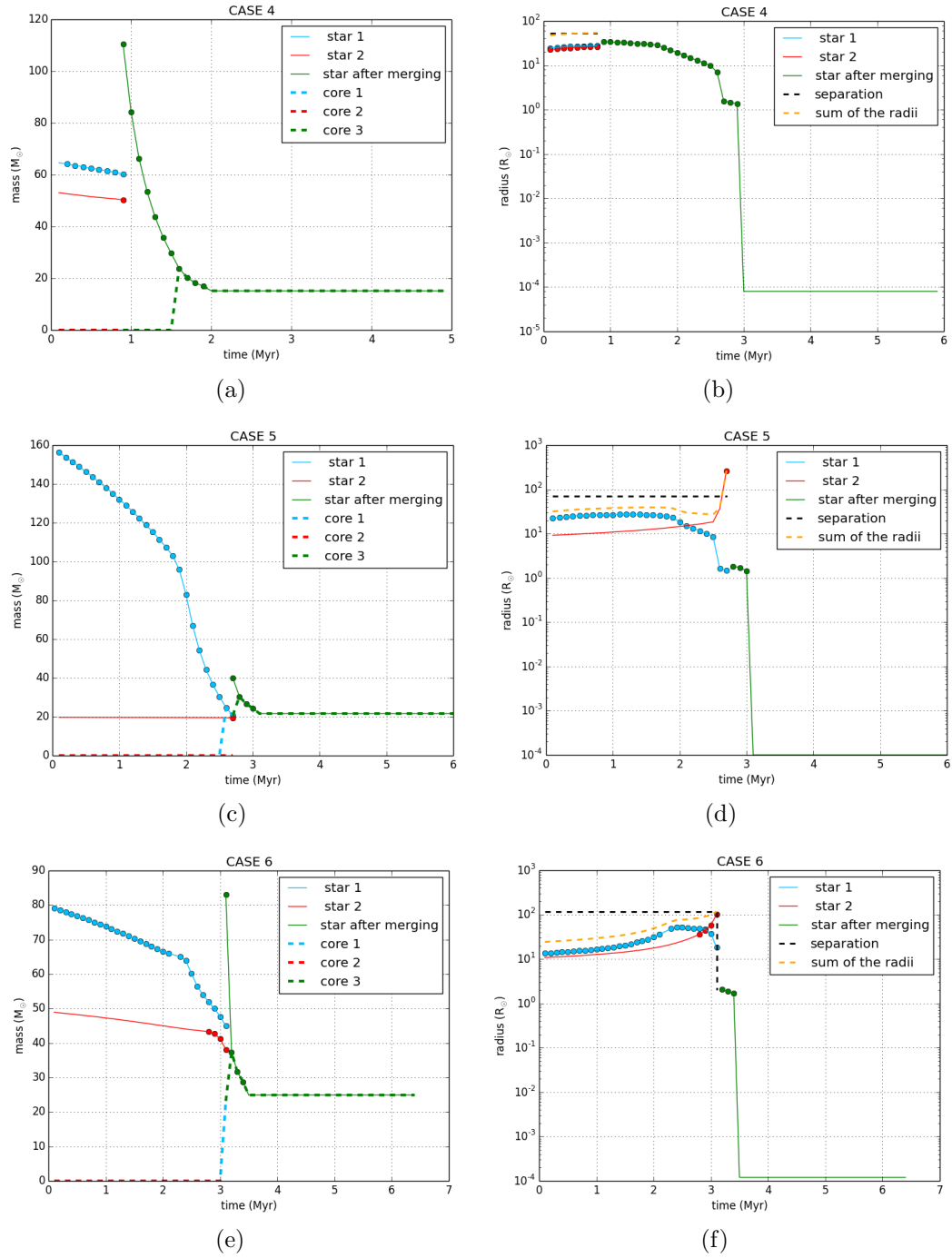


Figura 4.3: Simulazioni dei sistemi riportati in Tab. 4.1 dal CASE 4 al CASE 6.

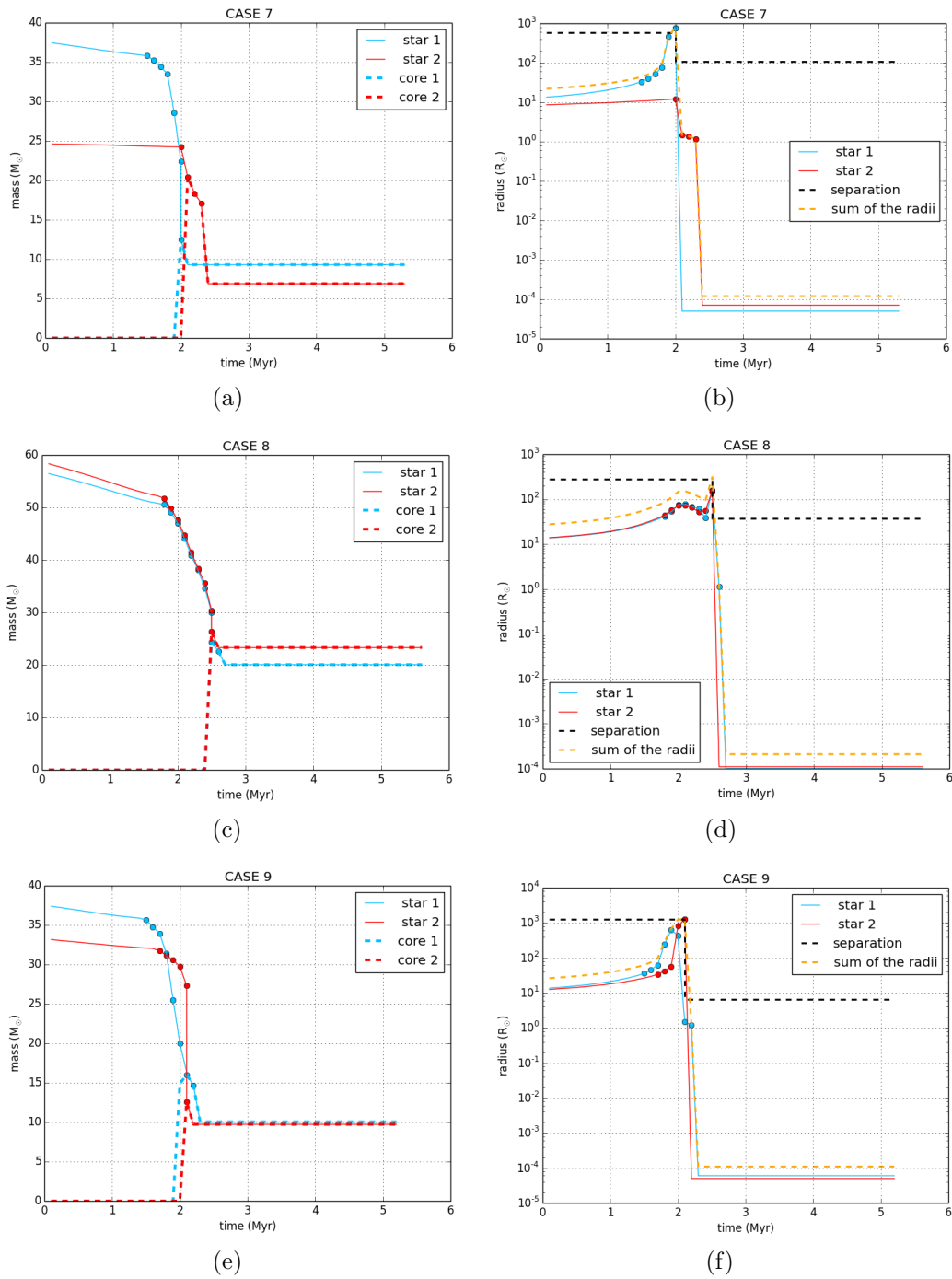
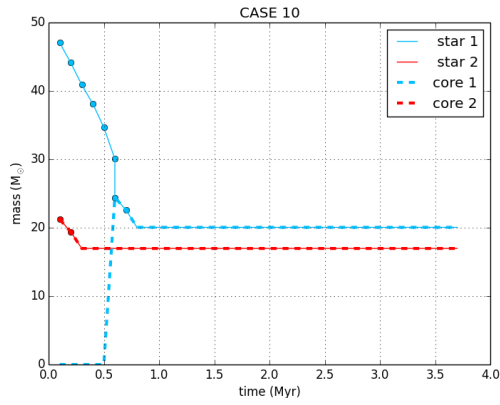
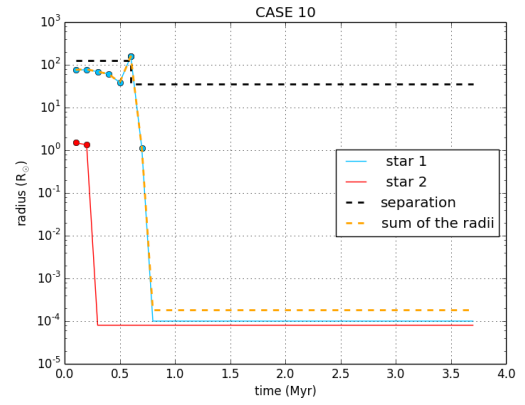


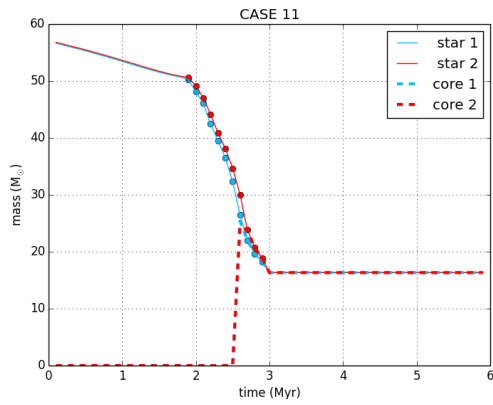
Figura 4.4: Simulazioni dei sistemi riportati in Tab. 4.1 dal CASE 7 al CASE 9.



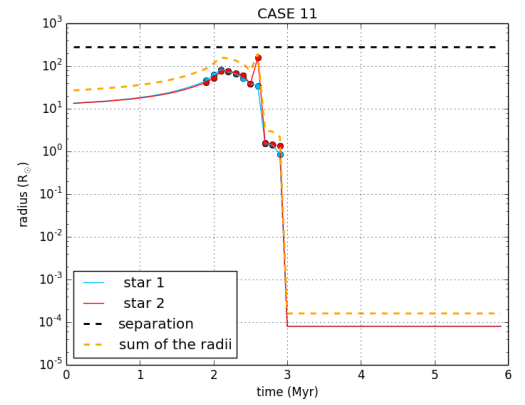
(a)



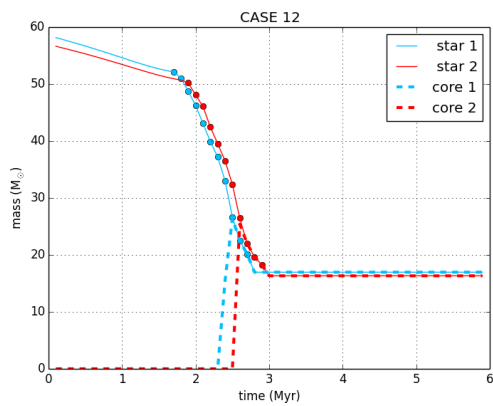
(b)



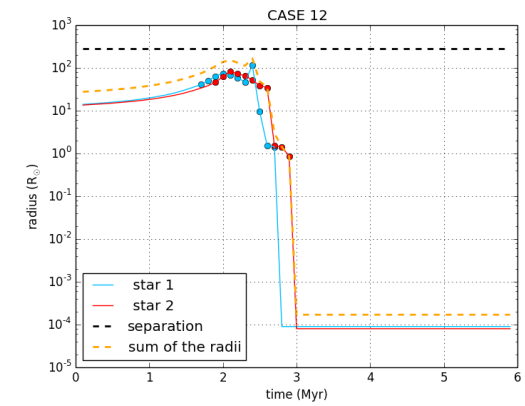
(c)



(d)



(e)



(f)

Figura 4.5: Simulazioni dei sistemi riportati in Tab. 4.1 dal CASE 10 al CASE 12.

Capitolo 5

Conclusioni

In Sezione 5.1 di questo Capitolo discuto i risultati ottenuti dallo studio della demografia delle binarie di oggetti compatti usando la versione aggiornata di BSE. Invece, in Sezione 5.2 presento gli sviluppi futuri del mio lavoro di tesi che sono alla base del mio progetto di dottorato.

5.1 BSE: conclusioni

I risultati che ho ottenuto dallo studio sulla demografia degli oggetti compatti e, in modo particolare, dei buchi neri portano a due importanti conclusioni.

La prima è che lo spettro di massa degli oggetti compatti ottenuti dall'evoluzione di sistemi binari dipende dalle ricette che descrivono la perdita di massa per venti stellari, al variare della metallicità delle stelle progenitrici.

Questi effetti sono mostrati in Fig. 5.1 in cui sono rappresentati gli spettri di massa dei buchi neri ottenuti dalle simulazioni fatte usando entrambe le versioni di BSE, utilizzando il modello belczynski per le esplosioni di supernova e fissando la metallicità a $Z = 0.0002$. Da questi grafici risulta evidente che, mentre nella mia versione di BSE lo spettro di massa dei buchi neri (Fig. 5.1(a)) è compatibile con le recenti osservazioni di LIGO-Virgo (che mostrano l'esistenza di buchi neri di massa superiore alle $30 M_{\odot}$, Abbott et al. 2016a), i buchi neri ottenuti con la versione tradizionale di BSE (Fig. 5.1(b)) non sono abbastanza massicci, nemmeno nel caso di stelle povere di metalli.

La seconda conclusione, invece, riguarda i modelli di esplosione di supernova. Infatti, a seconda dei meccanismi che intervengono durante le esplosioni di supernova, lo spettro di massa cambia la propria distribuzione.

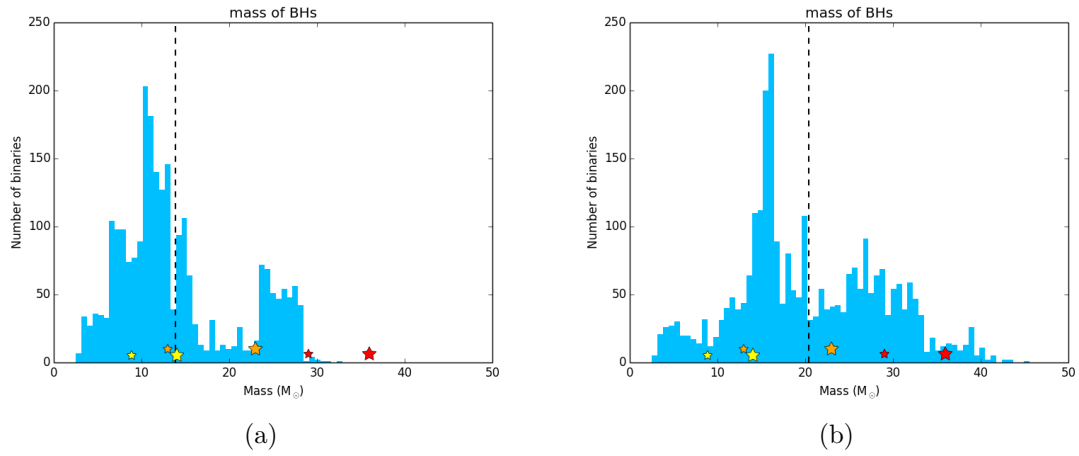


Figura 5.1: Distribuzione delle masse dei buchi neri ottenute dalle simulazioni effettuate usando il modello belczynski e le griglie con $Z = 0.0002$ rispettivamente per la versione originale (a) e per la versione implementata in questa Tesi (b). La linea tratteggiata rappresenta il valore medio della distribuzione. Le stelle rappresentano i valori delle masse dei buchi neri osservati nel primo periodo di attività di Advanced LIGO (The LIGO Scientific Collaboration et al. 2016): rosse per GW150914; gialle per GW151226; arancione LVT151012.

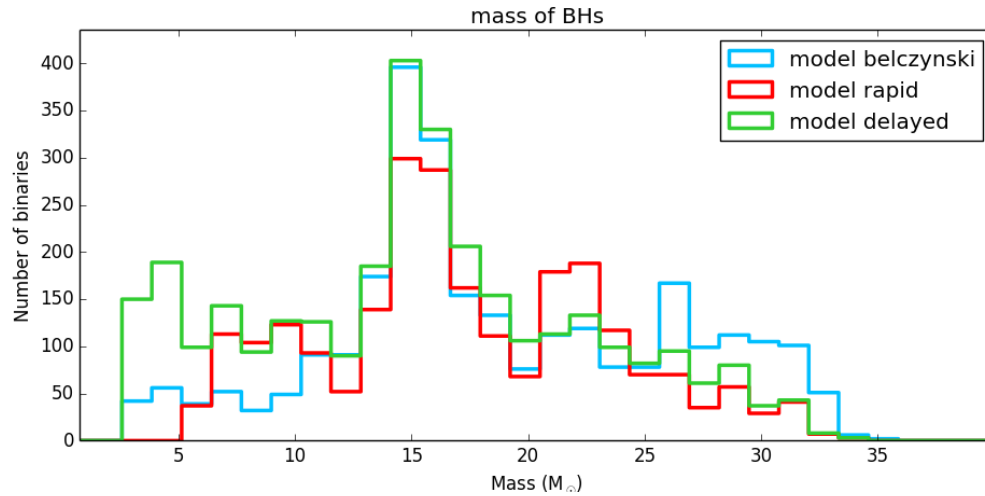


Figura 5.2: Distribuzione delle masse dei buchi neri ottenute dalle simulazioni effettuate usando tutti e tre i modelli di esplosione di supernova presenti nella versione aggiornata di BSE. La metallicità assunta vale $Z = 0.002$.

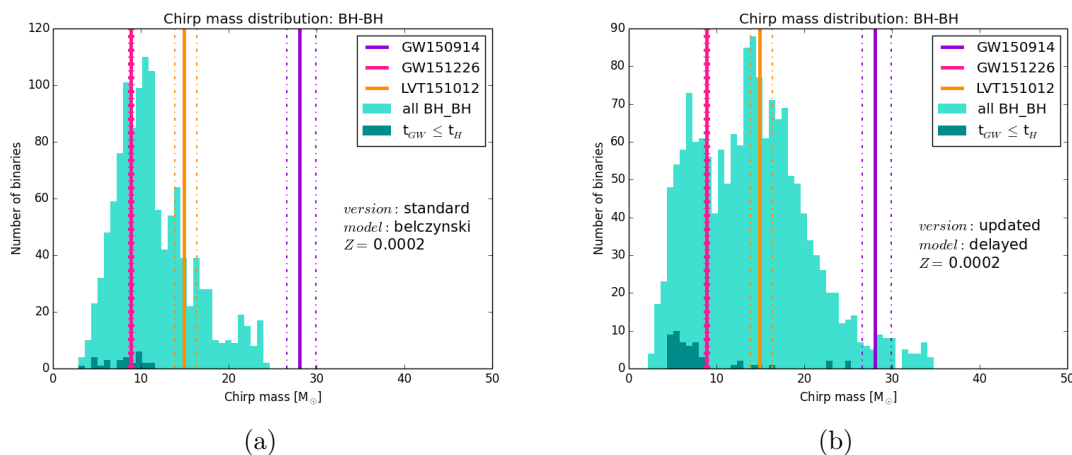


Figura 5.3: Distribuzione delle chirp mass di un campione di binarie simulate a bassa metallicità ($Z = 0.0002$): versione originale di BSE e modello belczynski (a), BSE aggiornato in questa tesi e modello delayed (b).

In Fig. 5.2 sono mostrati gli spettri di massa che ho ottenuto dalle simulazioni fatte con stelle di metallicità $Z = 0.002$ usando tutti e tre i modelli implementati nella nuova versione di BSE (belczynski, rapid e delayed). Dal grafico si vede che con il meccanismo rapid non si formano buchi neri di massa inferiore a $\sim 5 M_{\odot}$, mentre con gli altri due meccanismi e, in modo particolare con quello belczynski, la distribuzione di massa è popolata fino al limite inferiore di $3 M_{\odot}$ (la massa limite tra buchi neri e stella di neutroni). Per valori di massa superiori a circa $20 M_{\odot}$ le distribuzioni relative ai modelli rapid e delayed mostrano una decrescita a differenza della terza distribuzione, relativa alla modello belczynski, che rimane mediamente più popolata. Infine, in Fig. 5.3 sono mostrate le distribuzioni delle chirp mass dei sistemi compatti ottenuti dalle simulazioni con metallicità fissata a $Z = 0.0002$. Nei grafici sono segnati i valori delle chirp mass (linee continue) con i rispettivi errori (linee tratteggiate) relativi alle osservazioni fatte da Advanced LIGO nel primo periodo di attività (The LIGO Scientific Collaboration et al. 2016). In Fig. 5.3(a) viene riprodotta la distribuzione ottenuta con la versione originale di BSE, mentre in Fig. 5.3(b) viene mostrata la distribuzione della chirp mass ottenuta con la versione aggiornata di BSE. Risulta evidente che la versione originale di BSE non è in grado di spiegare tutte e tre le osservazioni, mentre la versione da me aggiornata copre tutto l'intervallo di massa delle osservazioni.

5.2 SEVN: sviluppi futuri

I test descritti nel Capitolo 4 mostrano la solidità del nuovo modulo che ho implementato in SEVN. Tuttavia questo è solo il primo passo per poter simulare l'evoluzione in binaria con SEVN. In futuro, dovremo implementare in SEVN anche gli altri processi evolutivi descritti nel Capitolo 1.

Inoltre, siccome in alcuni ambienti l'evoluzione stellare non è il canale principale per la formazione di sistemi binari compatti, un ulteriore lavoro futuro sarà quello di affiancare a SEVN un codice per le simulazioni N-body. In questo modo potremo finalmente capire l'impatto dell'ambiente (ad esempio ammassi stellari densi, ammassi nucleari, campo della galassia, ammassi aperti, etc.) sulla demografia delle binarie di oggetti compatti.

Elenco delle figure

1.1	Esempio di sistema binario	8
1.2	Problema ristretto dei tre corpi	10
1.3	Modello di Roche	11
1.4	Classificazione di binarie strette	12
1.5	Trasferimento di massa	14
1.6	Evoluzione del common envelope	16
1.7	Esempi di evoluzione sistemi binari	18
2.1	Esiti delle esplosioni di supernova	22
2.2	Simulazione di incontri a tre corpi	23
2.3	Formazione di un sistema binario di buchi neri	24
2.4	Spettro delle frequenze delle onde gravitazionali	27
3.1	Confronto tra vecchi e nuovi modelli per i venti implementati in BSE	35
3.2	Confronto tra gli spettri di massa di oggetti compatti ottenuti con le vecchie e le nuove ricette dei venti	36
3.3	Massa dei relitti in funzione della M_{ZAMS} con modelli rapid e delayed	40
3.4	Massa dei relitti in funzione della M_{ZAMS} : tutti i modelli	41
3.5	Studio demografico con BSE originale	45
3.6	Studio demografico con BSE aggiornato: $Z = 0.02$	46
3.7	Studio demografico con BSE aggiornato: $Z = 0.002$	47
3.8	Studio demografico con BSE aggiornato: $Z = 0.0002$	48
3.9	Distribuzioni delle masse ottenute con il modello belczynski	49
3.10	Distribuzioni delle masse ottenute con i modelli rapid e delayed	50
4.1	Spettro di massa dei buchi neri considerando l'instabilità si coppia	55
4.2	Risultati dell'evoluzione di singoli sistemi I	61
4.3	Risultati dell'evoluzione di singoli sistemi II	62
4.4	Risultati dell'evoluzione di singoli sistemi III	63

4.5	Risultati dell'evoluzione di singoli sistemi IV	64
5.1	Distribuzione della massa di buchi neri in binarie old/new e osservazioni LIGO-Virgo	66
5.2	Distribuzione della massa di buchi neri in binarie ottenuta con tutti e tre i meccanismi di esplosione di supernova	66
5.3	Confronto delle distribuzioni della chirp mass ottenute per le due versioni di BSE usate	67

Bibliografia

- Abbott, B. P. et al. (2016a). “GW150914: The Advanced LIGO Detectors in the Era of First Discoveries”. In: *Physical Review Letters* 116.13, 131103, p. 131103. DOI: [10.1103/PhysRevLett.116.131103](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.131103). arXiv: [1602.03838](https://arxiv.org/abs/1602.03838) [gr-qc].
- (2016b). “Localization and Broadband Follow-up of the Gravitational-wave Transient GW150914”. In: *The Astrophysical Journal Letters* 826, L13, p. L13. DOI: [10.3847/2041-8205/826/1/L13](https://doi.org/10.3847/2041-8205/826/1/L13). arXiv: [1602.08492](https://arxiv.org/abs/1602.08492) [astro-ph.HE].
- Andersen, J. (1991). “Accurate masses and radii of normal stars”. In: *The Astronomy and Astrophysics Review* 3.2.
- Belczynski, K., T. Bulik, C. L. Fryer, A. Ruiter, F. Valsecchi, J. S. Vink e J. R. Hurley (2010). “On the Maximum Mass of Stellar Black Holes”. In: *The Astrophysical Journal* 714.2, p. 1217. URL: <http://stacks.iop.org/0004-637X/714/i=2/a=1217>.
- Belczynski, K., V. Kalogera e T. Bulik (2002). “A Comprehensive Study of Binary Compact Objects as Gravitational Wave Sources: Evolutionary Channels, Rates, and Physical Properties”. In: *ApJs* 572, pp. 407–431. DOI: [10.1086/340304](https://doi.org/10.1086/340304). eprint: [astro-ph/0111452](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0111452).
- Binney, J. e S. Tremaine (2008). *Galactic dynamics: Second edition*.
- Bressan, A., P. Marigo, L. Girardi, B. Salasnich, C. Dal Cero, S. Rubele e A. Nanni (2012). “PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code”. In: *MNRAS* 427, pp. 127–145. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2012.21948.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21948.x). arXiv: [1208.4498](https://arxiv.org/abs/1208.4498) [astro-ph.SR].
- Caffau, E., H.-G. Ludwig, M. Steffen, B. Freytag e P. Bonifacio (2011). “Solar Chemical Abundances Determined with a CO5BOLD 3D Model Atmosphere”. In: *Solar Physics* 268, pp. 255–269. DOI: [10.1007/s11207-010-9541-4](https://doi.org/10.1007/s11207-010-9541-4). arXiv: [1003.1190](https://arxiv.org/abs/1003.1190) [astro-ph.SR].
- Capuzzo-Dolcetta, R. e M. Spera (2013). “A performance comparison of different graphics processing units running direct N-body simulations”. In: *Computer Physics Communications* 184, pp. 2528–2539. DOI: [10.1016/j.cpc.2013.07.005](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2013.07.005). arXiv: [1304.1966](https://arxiv.org/abs/1304.1966) [astro-ph.IM].

- Chen, Y., L. Girardi, A. Bressan, P. Marigo, M. Barbieri e X. Kong (2014). “Improving PARSEC models for very low mass stars”. In: *MNRAS* 444, pp. 2525–2543. DOI: [10.1093/mnras/stu1605](https://doi.org/10.1093/mnras/stu1605). arXiv: [1409.0322](https://arxiv.org/abs/1409.0322).
- Eggleton, P. P. (1983). “Approximations to the radii of Roche lobes”. In: *The Astrophysical Journal* 268, p. 368. DOI: [10.1086/160960](https://doi.org/10.1086/160960).
- Fraley, G. S. (1968). “Supernovae Explosions Induced by Pair-Production Instability”. In: *Astrophysics and Space Science* 2, pp. 96–114. DOI: [10.1007/BF00651498](https://doi.org/10.1007/BF00651498).
- Fryer, C. L., K. Belczynski, G. Wiktorowicz, M. Dominik, V. Kalogera e D. E. Holz (2012). “Compact Remnant Mass Function: Dependence on the Explosion Mechanism and Metallicity”. In: *ApJs* 749, 91, p. 91. DOI: [10.1088/0004-637X/749/1/91](https://doi.org/10.1088/0004-637X/749/1/91). arXiv: [1110.1726](https://arxiv.org/abs/1110.1726) [[astro-ph.SR](https://arxiv.org/abs/1110.1726)].
- Fryer, C. L., S. E. Woosley e A. Heger (2001). “Pair-Instability Supernovae, Gravity Waves, and Gamma-Ray Transients”. In: *The Astrophysical Journal* 550, pp. 372–382. DOI: [10.1086/319719](https://doi.org/10.1086/319719). eprint: [astro-ph/0007176](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0007176).
- Gräfenor, G. e W.-R. Hamann (2008). “Mass loss from late-type WN stars and its Z-dependence. Very massive stars approaching the Eddington limit”. In: *A & A* 482, pp. 945–960. DOI: [10.1051/0004-6361:20066176](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066176). arXiv: [0803.0866](https://arxiv.org/abs/0803.0866).
- Heger, A., C. L. Fryer, S. E. Woosley, N. Langer e D. H. Hartmann (2003). “How Massive Single Stars End Their Life”. In: *The Astrophysical Journal* 591, pp. 288–300. DOI: [10.1086/375341](https://doi.org/10.1086/375341). eprint: [astro-ph/0212469](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0212469).
- Hurley, J. R., O. R. Pols e C. A. Tout (2000). “Comprehensive analytic formulae for stellar evolution as a function of mass and metallicity”. In: *MNRAS* 315, pp. 543–569. DOI: [10.1046/j.1365-8711.2000.03426.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2000.03426.x). eprint: [astro-ph/0001295](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0001295).
- Hurley, J. R., C. A. Tout e O. R. Pols (2002). “Evolution of binary stars and the effect of tides on binary populations”. In: *MNRAS* 329, pp. 897–928. DOI: [10.1046/j.1365-8711.2002.05038.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2002.05038.x). eprint: [astro-ph/0201220](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0201220).
- Iben Jr., I. e A. V. Tutukov (1984). “Supernovae of type I as end products of the evolution of binaries with components of moderate initial mass (M not greater than about 9 solar masses)”. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 54, pp. 335–372. DOI: [10.1086/190932](https://doi.org/10.1086/190932).
- Ivanova, N. et al. (2013). “Common envelope evolution: where we stand and how we can move forward”. In: *The Astronomy and Astrophysics Review* 21, 59, p. 59. DOI: [10.1007/s00159-013-0059-2](https://doi.org/10.1007/s00159-013-0059-2). arXiv: [1209.4302](https://arxiv.org/abs/1209.4302) [[astro-ph.HE](https://arxiv.org/abs/1209.4302)].
- Kobulnicky, H. A. e C. L. Fryer (2007). “A New Look at the Binary Characteristics of Massive Stars”. In: *ApJs* 670, pp. 747–765. DOI: [10.1086/522073](https://doi.org/10.1086/522073).
- Kroupa, P. (2002). “The Initial Mass Function of Stars: Evidence for Uniformity in Variable Systems”. In: *Science* 295, pp. 82–91. DOI: [10.1126/science.1067524](https://doi.org/10.1126/science.1067524). eprint: [astro-ph/0201098](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0201098).

- Kudritzki, R. P. e D. Reimers (1978). “On the absolute scale of mass-loss in red giants. II. Circumstellar absorption lines in the spectrum of alpha Sco B and mass-loss of alpha Sco A.” In: *A & A* 70, pp. 227–239.
- Mapelli, M. (2015). “How to be ready for multi-messenger astronomy: compact-object binaries in the frequency range of Advanced LIGO and VIRGO”. In: *Proceeding of the binational Heraeus Summer School*. A cura di K-H. Lotze e S. Simionato. Heldin Jena.
- Nieuwenhuijzen, H. e C. de Jager (1990). “Parametrization of stellar rates of mass loss as functions of the fundamental stellar parameters M, L, and R”. In: *A & A* 231, pp. 134–136.
- O’Connor, E. e C. D. Ott (2011). “Black Hole Formation in Failing Core-Collapse Supernovae”. In: *The Astrophysical Journal* 730, 70, p. 70. DOI: [10.1088/0004-637X/730/2/70](https://doi.org/10.1088/0004-637X/730/2/70). arXiv: [1010.5550](https://arxiv.org/abs/1010.5550) [astro-ph.HE].
- Peters, P. C. (1964). “Gravitational Radiation and the Motion of Two Point Masses”. In: *Physical Review* 136, pp. 1224–1232. DOI: [10.1103/PhysRev.136.B1224](https://doi.org/10.1103/PhysRev.136.B1224).
- Podsiadlowski, P., S. Rappaport e E. D. Pfahl (2002). “Evolutionary Sequences for Low- and Intermediate-Mass X-Ray Binaries”. In: *The Astrophysical Journal* 565, pp. 1107–1133. DOI: [10.1086/324686](https://doi.org/10.1086/324686). eprint: [astro-ph/0107261](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0107261).
- Sigurdsson, S. e E. S. Phinney (1993). “Binary–Single Star Interactions in Globular Clusters”. In: *The Astrophysical Journal* 415, p. 631. DOI: [10.1086/173190](https://doi.org/10.1086/173190).
- Smartt, S. J. (2009). “Progenitors of Core-Collapse Supernovae”. In: *Annual Review of Astronomy & Astrophysics* 47, pp. 63–106. DOI: [10.1146/annurev-astro-082708-101737](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082708-101737). arXiv: [0908.0700](https://arxiv.org/abs/0908.0700) [astro-ph.SR].
- Spera, M., N. Giacobbo e M. Mapelli (2016). “Shedding light on the black hole mass spectrum”. In: *ArXiv e-prints*. arXiv: [1606.03349](https://arxiv.org/abs/1606.03349) [astro-ph.SR].
- Spera, M., M. Mapelli e A. Bressan (2015). “The mass spectrum of compact remnants from the PARSEC stellar evolution tracks”. In: *MNRAS* 451, pp. 4086–4103. DOI: [10.1093/mnras/stv1161](https://doi.org/10.1093/mnras/stv1161). arXiv: [1505.05201](https://arxiv.org/abs/1505.05201) [astro-ph.SR].
- Taam, R. E. e E. L. Sandquist (2000). “Common Envelope Evolution of Massive Binary Stars”. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 38, pp. 113–141. DOI: [10.1146/annurev.astro.38.1.113](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.38.1.113).
- Tang, J., A. Bressan, P. Rosenfield, A. Slemmer, P. Marigo, L. Girardi e L. Bianchi (2014). “New PARSEC evolutionary tracks of massive stars at low metallicity: testing canonical stellar evolution in nearby star-forming dwarf galaxies”. In: *MNRAS* 445, pp. 4287–4305. DOI: [10.1093/mnras/stu2029](https://doi.org/10.1093/mnras/stu2029). arXiv: [1410.1745](https://arxiv.org/abs/1410.1745) [astro-ph.SR].

- The LIGO Scientific Collaboration et al. (2016). “Binary Black Hole Mergers in the first Advanced LIGO Observing Run”. In: *ArXiv e-prints*. arXiv: [1606.04856 \[gr-qc\]](#).
- Ugliano, M., H.-T. Janka, A. Marek e A. Arcones (2012). “Progenitor-explosion Connection and Remnant Birth Masses for Neutrino-driven Supernovae of Iron-core Progenitors”. In: *The Astrophysical Journal* 757, 69, p. 69. DOI: [10.1088/0004-637X/757/1/69](#). arXiv: [1205.3657 \[astro-ph.SR\]](#).
- Vassiliadis, E. e P. R. Wood (1993). “Evolution of low- and intermediate-mass stars to the end of the asymptotic giant branch with mass loss”. In: *ApJs* 413, pp. 641–657. DOI: [10.1086/173033](#).
- Vink, J. S., A. de Koter e H. J. G. L. M. Lamers (2001). “Mass-loss predictions for O and B stars as a function of metallicity”. In: *A & A* 369, pp. 574–588. DOI: [10.1051/0004-6361:20010127](#). eprint: [astro-ph/0101509](#).
- Vink, J. S., L. E. Muijres, B. Anthonisse, A. de Koter, G. Gräfenor e N. Langer (2011). “Wind modelling of very massive stars up to 300 solar masses”. In: *A & A* 531, A132, A132. DOI: [10.1051/0004-6361/201116614](#). arXiv: [1105.0556 \[astro-ph.SR\]](#).
- Whelan, J. e I. Iben Jr. (1973). “Binaries and Supernovae of Type I”. In: *The Astrophysical Journal* 186, pp. 1007–1014. DOI: [10.1086/152565](#).
- Woods, T. E., N. Ivanova, M. van der Sluys e S. Chaichenets (2011). “On The Formation of Double White Dwarfs: Reevaluating How We Parametrise the Common Envelope Phase”. In: *Evolution of Compact Binaries*. A cura di L. Schmidtobreick, M. R. Schreiber e C. Tappert. Vol. 447. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 127. arXiv: [1108.0681 \[astro-ph.SR\]](#).
- Ziosi, B. M., M. Mapelli, M. Branchesi e G. Tormen (2014). “Dynamics of stellar black holes in young star clusters with different metallicities - II. Black hole-black hole binaries”. In: *MNRAS* 441, pp. 3703–3717. DOI: [10.1093/mnras/stu824](#). arXiv: [1404.7147](#).

Appendices

Appendice A

In questa sezione vengono riportate solo le parti del codice di BSE che ho modificato per aggiornare i modelli dei venti e delle esplosioni di supernova. Le parti originali sono scritte in nero mentre le aggiunte/cambiamenti sono in azzurro (in verde i commenti e in blue le parole chiave del linguaggio FORTRAN77).

A.1 Stellar winds

Il codice di seguito è parte della subroutine *mlwind_vink.f* dove sono implementati i modelli dei venti utilizzati da BSE.

```
|| dms = 0.d0

! Calculate stellar wind mass loss for massive stars.
  if(kw.eq.0 .or. kw.eq.1)then
! Calculate the effective temperature
    sigma = 5.67d0*10.d0**(-5.d0)*(6.96d0*10.d0**10.d0)**2.d0/(3.84d0*10.d0**33.d0)
    FOURPI = 2.d0*ACOS(-1.d0)
    tem = (lum/(FOURPI*r**2.d0*sigma))**(1.d0/4.d0)

    if(12500.d0.le.tem .and. tem.le.25000.d0)then
      ad11 = 2.21d0*Log10(lum*10.d0**(-5.d0))
      ad12 = -1.339d0*Log10(mt/30.d0)
! V is the ration of wind velocity at inf to escape velocity
      ad13 = -1.601d0*Log10(V1/2.d0)
      ad14 = 0.85d0*Log10(z/Zsun)
      ad15 = 1.071*Log10(tem/20000.d0)
! logarithm of the mass loss rate
      lgdms = -6.688 + ad11 + ad12 + ad13 + ad14 + ad15
      dms = 10.d0**lgdms
    elseif(25000.d0.lt.tem .and. tem.le.50000.d0)then
      ad21 = 2.194d0*Log10(lum/(10.d0**5.d0))
      ad22 = -1.313d0*Log10(mt/30.d0)
! V is the ration of wind velocity at inf to escape velocity
      ad23 = -1.226d0*Log10(V2/2.d0)
      ad24 = 0.85d0*Log10(z/Zsun)
      ad25 = 0.933d0*Log10(tem/40000.d0)
```

```

        ad26 = -10.92d0*(Log10(tem/40000.d0))*2.d0
! logarithm of the mass loss rate
        lgdms = -6.688 + ad21 + ad22 + ad23 + ad24 + ad25 +ad26
        dms = 10.d0**lgdms
    endif
endif

    if(kw.ge.2.and.kw.le.9)then
! 'Reimers' mass loss
        dml = neta*4.0d-13*r*lum/mt
        if(r1.gt.0.d0) dml = dml*(1.d0 + bwind*(MIN(0.5d0,(r/r1)))*6)
! Apply mass loss for high pulsation periods on AGB.
        if(kw.eq.5.or.kw.eq.6)then
            p0 = -2.07d0 - 0.9d0*log10(mt) + 1.94d0*log10(r)
            p0 = 10.d0**p0
            p0 = MIN(p0,2000.d0)
            dmt = -11.4d0+0.0125d0*(p0-100.d0*MAX(mt-2.5d0,0.d0))
            dmt = 10.d0**dmt
            dmt = 1.d0*MIN(dmt,1.36d-09*lum)
            dml = MAX(dml,dmt)

        dms = dml

    endif
    if(kw.gt.6)then

! WR-like mass loss from Belczynski 2010
        dms = 10.d0**(-13.d0)*lum**1.5d0*Log10(z/Zsun)**mm
    endif
! LBV-like mass loss beyond the Humphreys-Davidson limit.
        x = 1.0d-5*r*sqrt(lum)
        if(lum.gt.6.0d+05.and.x.gt.1.d0)then
            dms = flbv*10.d0**(-4.d0)*lum**1.5d0
        endif
    endif

    mlwind = dms

    return
end

```

A.2 SNe

In BSE esiste una flag, `nsflag`, che permette all'utente di selezionare il modello di supernova tra quelli implementati. Nella versione originale di Hurley, Tout et al. (2002) esistono solo due modelli per l'esplosione di supernova (identificati da `nsflag = 0, 1`), mentre nella versione che ho modificato ho aggiunto due nuovi modelli (identificati con `nsflag = 2, 3`).

Il codice che segue è solo un estratto della subroutine `hrdiag.f` che mostra la parte che ho aggiunto/modificato.

```

if(nsflag.eq.0)then
  mt = 1.17d0 + 0.09d0*mc

elseif(nsflag.eq.1)then
  ! Use NS/BH mass given by Belczynski et al. 2002, ApJ, 572, 407.
  if(mc.lt.2.5d0)then
    mcx = 0.161767d0*mc + 1.067055d0
  else
    mcx = 0.314154d0*mc + 0.686088d0
  endif
  if(mc.le.5.d0)then
    mt = mcx
  elseif(mc.lt.7.6d0)then
    mt = mcx + (mc - 5.d0)*(mt - mcx)/2.6d0
  endif

elseif(nsflag.eq.2)then
  ! RAPID SN explosion by Spera et al. 2015, MNRAS, 451
  mproto = 1.d0
  if(mc.lt.2.5d0)then
    ffb = 0.2d0/(mt - mproto)
  elseif(2.5d0.lt.mc .and. mc.lt.6.d0)then
    ffb = (0.286d0*mc - 0.514d0)/(mt - mproto)
  elseif(6.d0.le.mc .and. mc.lt.7.d0)then
    ffb = 1.d0
  elseif(7.d0.le.mc .and. mc.lt.11.d0)then
    alpha_R = 0.25d0 - 1.275d0/(mt - mproto)
    beta_R = 1.d0 - 11.d0*alpha_R
    ffb = alpha_R*mc + beta_R
  elseif(11.d0.le.mc)then
    ffb = 1.d0
  endif
  mfb = ffb*(mt - mproto)
  mrem = mproto + mfb
  mt = mrem

elseif(nsflag.eq.3)then
  ! DELAYED SN explosion by Spera et al. 2015, MNRAS, 451
  if(mc.lt.2.5d0)then
    mproto = 1.2d0
  elseif(3.5d0.le.mc .and. mc.lt.6.d0)then
    mproto = 1.3d0
  elseif(6.d0.le.mc .and. mc.lt.11.d0)then
    mproto = 1.4d0
  elseif(11.d0.le.mc)then
    mproto = 1.6d0
  endif

  if(mc.lt.2.5d0)then
    ffb = 0.2d0/(mt - mproto)
  elseif(2.5d0.lt.mc .and. mc.lt.3.5d0)then
    ffb = (0.5*mc - 1.05d0)/(mt - mproto)
  elseif(3.5d0.le.mc .and. mc.lt.11.d0)then
    alpha_D = 0.133d0 - 0.093d0/(mt - mproto)
    beta_D = 1.d0 - 11.d0*alpha_D
    ffb = alpha_D*mc + beta_D
  elseif(11.d0.le.mc)then
    ffb = 1.d0

```

```
    endif
    mfb = ffb*(mt - mproto)
    mrem = mproto + mfb
    mt = mrem

endif

mc = mt
if(mt.le.mxns)then
    ! Zero-age Neutron star
    kw = 13
else
    ! Zero-age Black hole
    kw = 14
endif
```


Appendice B

In questa appendice sono riportati l'aggiornamento per la pair-instability e le parti principali del codice che ho scritto per implementare il modulo per il common envelope.

B.1 Pair-instability

Queste sono le righe di codice che permettono di considerare l'instabilità di coppia nei processi di esplosioni di supernova. Per non attivare il meccanismo di pair instability basta disattivare il parametro PINSe, ovvero porre PINe=false.

```
// Pair Inastability
if(PISNe == true){
    if(65.0 <= s->he_fin && s->he_fin <= 135.0){
        s->m_rem = 0.0;
        s->fallback = 0.0;
    }
}
```

B.2 Modulo common envelope

In questa sezione è riportato il corpo principale della funzione `common_envelope` che implementa il common envelope in SEVN e la funzione `collision_mix` che determina il risultato delle collisioni. Nonostante che queste funzioni siano il cuore del nuovo modulo, sono solo una parte dell'intero codice che ho scritto. Infatti, sono state scritte molte altre funzioni ausiliari. Inoltre, una parte non trascurabile del lavoro è consistita nel congiungere il nuovo modulo al corpo principale di SEVN. Tenuto conto di questi fattori, il lavoro complessivo di implementazione del modulo per il common envelope è stimato in poco meno di 1500 righe.

```

bool binaryfunction::common_envelope(binary *bs){

    // CONSTANTS:
    twopi = 2*3.141592653589793;
    aursun = 214.95; // 149597870700 / (6.99*10^(8)) in meters
    k3 = 0.21;
    k2 = 0.1;
    lambda = 0.5;
    alphace = 0.5;

    // INITIALIZATION:
    COEL = false;
    evol_phase** type_from_col = tools::merge_result(15,15);
    double m_hel = critical_helium_mass(bs->s2.z);

    // Star s1
    double m1 = bs->s1.m_t;
    float mc1 = bs->s1.mcore;
    float r1 = bs->s1.r_t;
    float rc1 = bs->s1.rcore;
    evol_phase type_1 = bs->s1.star_type;

    // Star s2
    double m2 = bs->s2.m_t;
    float mc2 = bs->s2.mcore;
    float r2 = bs->s2.r_t;
    float rc2 = bs->s2.rcore;
    evol_phase type_2 = bs->s2.star_type;

    // System bs
    double ecc = bs->ecc;
    double sep = bs->a;
    double sepf = 0.0;
    double sepl = 0.0;
    float q1, q2, r11, r12;
    q1 = q2 = r11 = r12 = 0.0;
    double Eorbi = 0.0;
    double Eorbf = 0.0;
    double Ebini = m1*(m1 - mc1)/(lambda*r1); //eq 69 of hurley 2002
    double Ebinf = 0.0; //final binding energy

    /* Control of the mass core of s1 */
    if(mc1 <= 0.0){
        cout<<"++++" <<endl;
        cout<<" Problem: we have a evolved star without a helium core!" <<endl;
        cout<<"++++" <<endl;
    }

    /* If s2 is a giant-like we add its envelope's energy */
    if((type_2 >= HG) && (type_2 <= WR_RG) && (type_2 != WR_MS)){
        Ebini = Ebini + m2*(m2 - mc2)/(lambda*r2);
        Eorbi = mc1*mc2/(2*sep); //eq 70 of hurley 2002
    }
    else{
        Eorbi = mc1*m2/(2*sep);
    }

    double Ecirc = Eorbi/(1 - ecc*ecc); //allow for an eccentric orbit

```

```

Eorbf = Eorbi + Ebini/alphace; //eq 71 of hurley 2002

/* If s2 lays on the MS we check if it fills its Roche lobe */
if((type_2 <= MS_high) || (type_2 == WR_MS)){
    sepf = mc1*m2/(2*Eorbf); //eq 72 of hurley 2002
    q1 = mc1/m2;
    q2 = 1/q1;
    r11 = lobe_radius(q1);
    r12 = lobe_radius(q2);

    if(rc1/r11 >= r2/r12){
        if(rc1 >= r11*sepf){
            COEL = true;
            sepl = rc1/r11;
        }
    }
    else{
        if(r2 >= r12*sepf){
            COEL = true;
            sepl = r2/r12;
        }
    }
}

/* In presence of coalescence */
if(COEL){

    type_3 = type_from_col[type_1][type_2]; //we have a new star s3
    mc3 = mc1; //the core of the new star
    if((type_2 == WR_MS) && (type_3 == HB))
        mc3 = mc3 + m2; //because s2 is a naked helium star and s3 is not degenerate
    //it ensures that Ebinf will be not larger than Ebini
    Eorbf = max(mc1*m2/(2*sepl),Eorbi);
    Ebinf = Ebini - alphace*(Eorbf - Eorbi); // eq 73 of hurley 2002
}

/* No Coalescence => s1 becomes a BH, NS, WD or Helium Star */
else{

    if(bs->s2.t_loc >= bs->s2.sntime){
        cout<<endl;
        cout<<"-----" <<endl;
        cout<<" Be careful. The SN explosion has already occurred! " <<endl;
        cout<<"-----" <<endl;
    }

    cout<<"-----" <<endl;
    cout<<" s1 must evolve into a degenerate star! " <<endl;
    cout<<"-----" <<endl;

    //the envelope will be ejected
    bs->s1.m_t = mc1;
    bs->s1.mcore = bs->s1.m_t;
}
}

/* If s2 is degenerate or giant star */
else{
    sepf = mc1*mc2/(2*Eorbf);
    q1 = mc1/mc2;

```

```

q2 = 1/q1;
r11 = lobe_radius(q1);
r12 = lobe_radius(q2);

if(rc1/r11 >= rc2/r12){
    if(rc1 >= r11*sepf){
        COEL = true;
        sepl = rc1/r11;
    }
}
else{
    if(rc2 >= r12*sepf){
        COEL = true;
        sepl = rc2/r12;
    }
}

if(COEL){
    sepf = 0;
    if(type_2 >= NS){
        bs->s1.mcore = mc2;
        bs->s1.m_t = bs->s1.mcore;
        bs->s2.mcore = 0;
        bs->s2.m_t = 0;
        bs->s1.star_type = type_2;
        bs->s2.star_type = empty;

        bs->a = sepf;
        return COEL;
        cout<< type_2;
        exit(0);
    }

    type_3 = type_from_col[type_1][type_2];
    mc3 = mc1 + mc2;

    Eorbf = max(mc1*mc2/(2*sepl),Eorbi);
    Ebinf = Ebin1 - alphace*(Eorbf - Eorbi); // eq 73 of hurley 2002
}
else{
    /* For star 1 */
    if(bs->s1.t_loc >= bs->s1.sntime){
        cout<<endl;
        cout<<"-----"<<endl;
        cout<<" Warnig: Be careful. The SN explosion has already occured for s1!"<<endl;
        cout<<"-----"<<endl;
    }

    /* For star 2 */
    if(bs->s2.t_loc >= bs->s2.sntime){
        cout<<endl;
        cout<<"-----"<<endl;
        cout<<" Warning: Be careful. The SN explosion has already occured for s2 !"<<endl;
        cout<<"-----"<<endl;
    }

    cout<<"-----"<<endl;
}

```

```

cout<<" Warning: s2 is a GIANT or DEGENERETE star "<<endl;
cout<<"-----"<<endl;

/* The envelope will be ejected */
bs->s1.m_t = mc1;
bs->s1.mcore = bs->s1.m_t;
cout<<" mass " <<bs->s1.m_t<<endl;
cout<<" mcore " <<bs->s1.mcore<<endl;
bs->s2.m_t = mc2;
bs->s2.mcore = bs->s2.m_t;
cout<<" mass " <<bs->s2.m_t<<endl;
cout<<" mcore " <<bs->s2.mcore<<endl;

/* Control for the mcore of s1 */
if(mc1 <= 0.0){
    cout<<"+++++++"<<endl;
    cout<<" Problem: we have a evolved star without a helium core!"<<endl;
    cout<<"+++++++"<<endl;
    exit(1);
}
}
}

if(COEL){

    //it is not necessary
    if(type_2 == WR_MS){
        mc2 = m2;
    }

    bs->period = sepl/aursun * sqrt(sepl/(aursun*(mc1 + mc2)));
    double Oorb = twopi/bs->period; // orbital spin before COELescence

    if(Ebinf <= 0.){ // the envelope has been completely ejected
        m3 = mc3;
    }
    else{
        double m = m1 + m2;
        double mc = mc1 + mc2;
        double EfEi = Ebinf/Ebini;

        cout<<"-----"<<endl;
        cout<<" Newton-Raphson "<<endl;
        cout<<" m3i ---> " << m <<endl;
        cout<<" mc3 ---> " << mc <<endl;
        cout<<" Ebini -> " << Ebini <<endl;
        cout<<" Ebinf -> " << Ebinf <<endl;
        cout<<" type3 -> " << bs->s1.star_type <<endl;
        cout<<"-----"<<endl;

        m3 = newton_raphson(m, mc, EfEi, bs->s2.z);
        cout<<" m3f ---> " << m3 <<endl;
        cout<<endl;
    }

    if(mc2 == 0.){
        m3 = max(m3,mc1+m2);
    }
}

```

```

        bs->s2.m_t = 0.;
        bs->s1.m_t = m3;
        bs->s2.star_type = empty;
        bs->s1.mcore = mc1 + mc2; //Combine the core masses
        bs->s2.mcore = 0.;
        bs->s1.star_type = type_3;
        bs->ecc = 0.;
        bs->a = sepf;

        return COEL;
    }
    else{

        if(Eorbf <= Ecirc)
            bs->ecc = sqrt(1 - Eorbf/Ecirc);
        else
            bs->ecc = 0.0;

        bs->a = sepf;
        bs->period = sepf/aur_sun * sqrt(sepf/(aur_sun*(mc1 + mc2)));
        double Oorb = twopi/bs->period;
        bs->ang_mom = m1*m2 / (m1 + m2) * sqrt(1 - bs->ecc*bs->ecc) * bs->a*bs->a * Oorb;

        return COEL;
    }
}

```

```

void binaryfunction::collision_mix(binary *bs){

    // find the most evolved star
    if(bs->s2.star_type > bs->s1.star_type){
        star s3 = bs->s1;
        bs->s1 = bs->s2;
        bs->s2 = s3;
        cout<<"we have switched the stars because s2 is more evolved than s1"<<endl;
    }

    // load the collision matrix
    evol_phase** type_from_col = tools::merge_result(15,15);

    // Star s1
    double m1 = bs->s1.m_t;
    float mc1 = bs->s1.mcore;
    evol_phase type_1 = bs->s1.star_type;

    // Star s2
    double m2 = bs->s2.m_t;
    float mc2 = bs->s2.mcore;
    evol_phase type_2 = bs->s2.star_type;

    evol_phase icase = type_from_col[type_1][type_2]; //we have a new star s3

    // check for planetary systems - defined as HeWD and low-mass WD

```

```

if((type_1 == WD_He) && (m1 < 0.05)){
    icense = type_2;
    if(type_2 < MS_high) icense = MS_high;
}
else if((type_1 >= WD_CO) && (m1 == 0.5) && (icense == TPAGB)){
    icense = WR_RG;
}
if((type_2 == WD_He) && (m2 < 0.05)){
    icense = type_1;
    if(type_1 < MS_high) icense = MS_high;
}

// specify the total mass
m3 = m1 + m2;
mc3 = mc1 + mc2;
type_3 = icense;

if(m3 > 300.0)
    cout<<" Can be survive or we have to put a constraint? "<<endl;

if((icense == RG) || (icense == HB) || (icense == TPAGB) || (icense == WR_RG)){
    mc3 = m1;
}
else if((WD_He < icense) && (icense < WD_0Ne) && (m3 >= 1.44)){
    type_3 = empty;
    m3 = 0.0;
}
else if((icense == NS) || (icense == BH)){
    // set unstable Throne-Zytkow object with fast mass loss of envelope unless
    // the less evolved star is a WD, NS, BH
    if(type_2 < WD_He)
        m3 = m1;
    if((type_3 == NS) && (m3 >= 3.0))
        type_3 = BH;
}
else if(icense == empty){
    m3 = 0.0;
}
// cout<<m3<<endl;
// cout<<icense<<" "<<type_3<<endl;
// update the results in s1 and delete s2
bs->s1.m_t = m3;
bs->s2.m_t = 0.0;
bs->s1.mcore = mc3;
bs->s1.star_type = type_3;
bs->s2.star_type = empty;
bs->ecc = -1;
bs->period = 0.0;
bs->a = 0.0;

return;
}

```