



# UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

---

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "GALILEO GALILEI"

CORSO DI LAUREA IN ASTRONOMIA

## IMPATTO DEL TRASFERIMENTO DI MASSA SULLA FORMAZIONE DI BUCHI NERI BINARI

**Relatore:**

Prof.ssa Michela Mapelli

**Correlatore:**

Dott. Guglielmo Costa

**Candidata:**

Simonetta Zotto

Anno Accademico 2021/2022



## **Abstract**

La tesi descrive i principali canali di trasferimento di massa tra le componenti di un sistema binario. In particolare, sono state analizzate le evoluzioni per trasferimento di massa stabile, tramite il Roche lobe overflow, e l'evoluzione per involuppo comune. Seguirà una comparazione tra i due, dedotta dai dati dei modelli sviluppati con un codice di evoluzione stellare e con un codice di sintesi di popolazione.



# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Trasferimento stabile di massa</b>	<b>5</b>
2.1	Il lobo di Roche . . . . .	5
2.2	Meccanismi di trasferimento di massa . . . . .	6
2.3	Regime instabile . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Inviluppo comune</b>	<b>10</b>
3.1	Il formalismo alpha ( $\alpha$ ) . . . . .	10
3.2	Espulsione dell'inviluppo . . . . .	11
3.3	Fase evolutiva delle stelle donatrici . . . . .	12
3.3.1	Inviluppo radiativo e inviluppo convettivo . . . . .	12
3.3.2	Super-giganti rosse con inviluppi convettivi . . . . .	13
3.4	Discussione dei risultati . . . . .	15
3.4.1	Robustezza della previsione . . . . .	15
3.4.2	Limite di luminosità per le RSGs . . . . .	15
<b>4</b>	<b>Efficienza dei due canali nella formazione di BBHs</b>	<b>16</b>
4.1	MESA e COSMIC . . . . .	16
4.1.1	Risultati di MESA . . . . .	17
4.1.2	Comparazione tra MESA e COSMIC . . . . .	19
<b>5</b>	<b>Metodi e risultati</b>	<b>21</b>
5.1	SEVN . . . . .	21
5.1.1	Descrizione delle simulazioni . . . . .	21
5.2	Risultati . . . . .	22
<b>6</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>25</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>27</b>



# Capitolo 1

## Introduzione

Un sistema binario di buchi neri, figura 1.1, è un sistema astrofisico composto da due oggetti, di massa  $m_1$  e  $m_2$ , così vicini tra loro da essere legati dalla reciproca attrazione gravitazionale e che, a causa di essa, ruotano attorno ad un centro comune detto centro di massa. Tale sistema può avere origine da un sistema binario stellare massiccio, con masse delle componenti superiori alle  $\sim 15 M_\odot$ : durante la propria vita e sotto determinate condizioni, un sistema binario massiccio arriva a scambiare del materiale tra le componenti, modificandone l'evoluzione. Questo processo inizia quando una delle due stelle che compone il sistema lascia la sequenza principale, che coincide con il termine del ciclo di bruciamento dell'idrogeno nel core stellare. La formazione o meno di un buco nero binario dipende dal tipo di canale di trasferimento di massa tra le componenti, ma anche dall'efficienza di questo canale. In questa tesi ci concentreremo in particolare su due tipi di trasferimento di massa: trasferimento stabile di massa, *stable mass transfer*, attraverso il *Roche lobe overflow*, ed evoluzione per involuppo comune, *common envelope*.



Figura 1.1: Immagine che simula un sistema binario di buchi neri; Fonte: web

Studiare i meccanismi di trasferimento di massa in sistemi binari è di fondamentale importanza per quantificare il tasso di formazione di sistemi binari di buchi neri (BBHs). Attraverso questo dato è possibile ricavare il tasso di coalescenza, *merger*, di BBHs, processo che produce onde gravitazionali detettabili da terra. Il 14 Settembre 2015 è stato captato dall'interferometro LIGO il primo segnale di onde gravitazionali prodotte dalla coalescenza di due buchi neri in un sistema binario, esattamente un secolo dopo la pubblicazione dell'ipotesi di Einstein [1]. Negli ultimi anni il numero dei segnali gravitazionali osservati si è moltiplicato e numerosi cataloghi sono stati redatti, come risultato del primo, secondo e terzo run osservativo di LIGO e Virgo (O1, O2, ed O3), visibili in figura 1.2 e 1.3.

Molteplici sono state le scoperte e le conferme derivate dal tracciamento delle onde gravitazionali: prima fra tutte la conferma dell'esistenza di sistemi binari composti da due buchi neri. In secondo luogo, hanno dimostrato che esistono sistemi in grado di arrivare a coalescenza in un tempo di Hubble. Il tempo di Hubble è definito come  $\tau_0 = 1/H_0$ , con  $H_0 \simeq 70 \pm 6 \text{ km/sec/Mpc}$  costante di Hubble, e vale  $\tau_0 \simeq 14.6 \times 10^9 \text{ yr}$ . Infine, hanno permesso di alzare il limite di massa di un buco nero formato dall'evoluzione stellare: prima dell'osservazione delle onde gravitazionali, i buchi neri per i quali esistevano misure dinamiche di massa avevano  $m \leq 20 M_\odot$ . Le componenti di massa osservate dalla collaborazione degli interferometri LIGO-Virgo hanno superato questo dato, captando un segnale che aveva origine da un sistema con masse di  $m_1 = 35.6^{+4.7}_{-3.1} M_\odot$  e  $m_2 = 30.6^{+3.0}_{-4.4} M_\odot$ . Nacque quindi la necessità di rivedere i modelli che trattavano la formazione e l'evoluzione dei buchi neri.

Partendo da un sistema binario isolato, che quindi non subisce l'influenza gravitazionale di altri oggetti, formato da due stelle massicce in fase di sequenza principale, analizzeremo i principali canali di trasferimento di massa. In seguito, tramite una comparazione dei modelli di BBHs ottenuti con codici di evoluzione stellare e di sintesi di popolazione, definiremo l'efficacia dell'uno o dell'altro canale.



Figura 1.2: Interferometro LIGO, che ha rilevato le onde gravitazionali il 14 Settembre 2015; fonte: web



Figura 1.3: Immagine aerea dell'interferometro VIRGO, che collabora con l'interferometro LIGO; fonte: web

## Capitolo 2

# Trasferimento stabile di massa

### 2.1 Il lobo di Roche

Il processo di evoluzione di un sistema binario stellare è influenzato dai trasferimenti di massa che avvengono tra le componenti del sistema stesso. Per capirne i meccanismi, è importante inquadrare la geometria del sistema. Come detto precedentemente, un sistema binario è formato da due oggetti legati gravitazionalmente l'uno all'altro a causa della distanza ravvicinata. Attorno ad ogni stella che lo compone, si trova una superficie equipotenziale a forma di goccia, chiamata lobo di Roche, che contiene tutto il materiale legato gravitazionalmente alla stella. In un sistema binario i lobi di Roche delle due componenti si toccano in unico punto: il punto lagrangiano L1. In figura 2.1 è possibile vedere la forma dei lobi di Roche delle componenti del sistema, rappresentati dalla linea gialla tratteggiata, con il punto lagrangiano L1 situato dove le linee tratteggiate si intersecano.

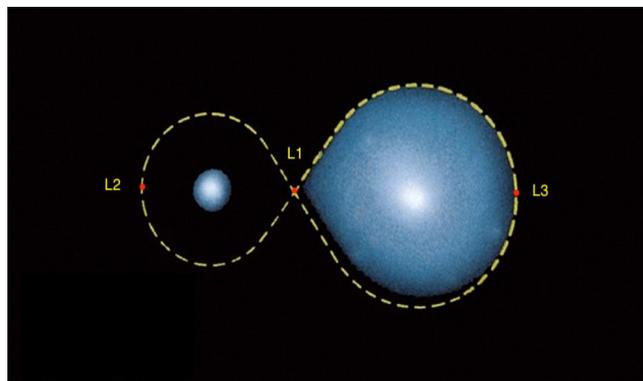


Figura 2.1: Lobo di Roche di un sistema binario. Il punto di contatto è il punto lagrangiano L1; Fonte: web

Possiamo descrivere questa superficie con una formula approssimata, calcolata da Eggleton et al. [9]:

$$R_{L,1} = a \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})},$$

dove  $a$  è il semiasse maggiore dell'orbita del sistema binario, e  $q = M_1/M_2$  è il rapporto tra le masse delle due stelle. Una stella riempirà il proprio lobo di Roche se il suo raggio diventa maggiore del raggio del lobo di Roche: se questo avviene si innescherà un *outflow*, o flusso in uscita, dal punto lagrangiano L1 che porterà all'esterno una parte della massa che la compone, andando ad alimentare la stella

compagna, che di conseguenza crescerà di dimensione. Il processo appena descritto prende il nome di *Roche lobe overflow* ed è il primo dei meccanismi di trasferimento di massa che verrà analizzato. Un'informazione importante che riguarda il *Roche lobe overflow* risiede nel fatto che questo processo rimanga stabile o diventi instabile. Se il trasferimento di massa diventa instabile o entrambe le stelle riempiono il proprio lobo di Roche, due sono le possibilità:

1. se la stella donatrice non ha un gradiente di densità tra il core e l'involuppo, il sistema binario potrebbe mergere prima della formazione di un buco nero binario;
2. se la stella donatrice ha un gradiente ben definito tra core e involucpo, il sistema potrebbe entrare in una fase di involucpo condiviso, come vedremo in seguito.

Bavera et al. [3] hanno analizzato un sistema composto da due stelle massicce, con massa superiore alle  $8 M_{\odot}$ , e una separazione di circa  $1000 R_{\odot}$ . L'instaurarsi di un trasferimento di massa stabile avviene quando una delle componenti del sistema binario esce dalla sequenza principale, espandendosi e andando a formare una super-gigante rossa. Questo cambiamento avviene in risposta all'esaurimento dell'idrogeno nel core e all'instaurarsi di una fase di bruciamento dell'elio. Il core di elio comincia gradualmente ad aumentare la sua massa, fino a quando supera il limite di massa di Schönberg-Chandrasekhar <sup>1</sup>, innescando una rapida contrazione. L'involuppo esterno, per cercare di mantenere l'equilibrio idrostatico, si espande: è durante questa espansione che la stella riempie il proprio lobo di Roche, dando inizio ad un flusso in uscita di materiale verso la compagna, attraverso il punto lagrangiano L1.

## 2.2 Meccanismi di trasferimento di massa

Durante la vita del sistema binario, assistiamo a più di un trasferimento di massa. Il primo, come affermato nella sezione precedente, si verifica quando la più massiccia tra le due stelle esce dalla sequenza principale e rimuove il suo involucpo esterno di idrogeno attraverso un *outflow* di materiale diretto verso la compagna, dal punto lagrangiano L1. Questo porta alla formazione di una binaria singola degenera, ovvero composta da un nucleo scoperto di elio e da una stella che ha aumentato notevolmente le sue dimensioni e che si trova quasi alla fine della sequenza principale. Quando anche la compagna evolve e riempie il proprio lobo di Roche, si instaura un secondo episodio di trasferimento, che in base alla perdita di massa e al rapporto di massa del sistema può restare stabile o diventare instabile. Questo secondo episodio è il più importante, perchè dal suo studio si può comprendere se il sistema evolverà in un buco nero binario, con possibilità di mergere in un tempo di Hubble.

I calcoli sul trasferimento di massa dipendono dal potenziale di Roche. La formula per il potenziale di Roche di due corpi puntiformi in orbita circolare è la seguente [30]:

$$\Phi = \frac{GM_d}{a} \left\{ -\frac{1}{\hat{r}_d} - \frac{q}{\hat{r}_a} - \frac{q+1}{2} [(\hat{x} - \hat{x}_{cm})^2 + \hat{y}^2] \right\}.$$

Il sistema di riferimento utilizzato per le coordinate è centrato sulla stella donatrice, come si vede in figura 2.2, e possiamo quindi identificare le grandezze che entrano in gioco nella formula nel modo seguente:  $M_d$  è la massa della stella donatrice,  $q = M_d/M_a$  è la frazione di massa del sistema, dove  $M_a$  è la massa della stella in accrescimento;  $a$  è la separazione orbitale,  $\hat{x} = x/a$  è la distanza normalizzata per la separazione orbitale,  $\hat{r}_d$  e  $\hat{r}_a$  sono rispettivamente le distanze normalizzate di un punto dal centro della stella donatrice e della stella in accrescimento. Infine,  $\hat{x}_{cm} = q/(q+1)$  è la coordinata  $x$  del centro di massa.

---

<sup>1</sup>il limite di Schönberg-Chandrasekhar definisce la massima dimensione che può raggiungere il core stellare per mantenere l'equilibrio termico e idrostatico, e vale  $q_c = M_c/M = 0.1$

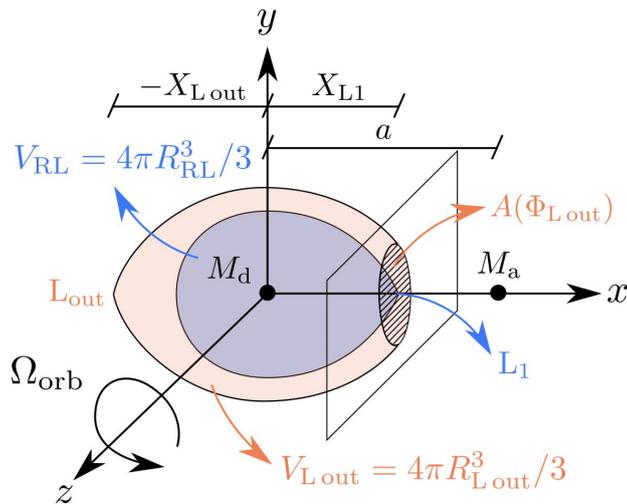


Figura 2.2: Rappresentazione geometrica delle coordinate del lobo di Roche; Fonte: [30]

Passiamo ora ad analizzare in quali modi si può verificare il flusso in uscita dal lobo di Roche. Abbiamo precedentemente detto che la prima fuoriuscita di materiale avverrà sicuramente dal punto lagrangiano  $L_1$ , ovvero il punto di contatto tra i due lobi delle stelle del sistema binario. Il flusso può essere descritto da un integrale sul piano  $L_1$  [30], all'interno del quale compaiono i parametri di densità  $\rho$  e velocità del flusso  $\nu$ :

$$\dot{M}_{mt,L1} = \int \rho \nu dA.$$

In più, assumiamo che il trasferimento sia stabile, in modo da soddisfare l'equazione di Bernoulli. A seconda che la fotosfera della stella sia all'interno o all'esterno del suo lobo di Roche, possiamo avere due tipi di flusso: isotermico o adiabatico. Se la fotosfera si mantiene al di sotto del raggio del lobo di Roche,  $R_{ph} < R_{RL}$ , il trasferimento prende il nome di *optically thin mass transfer*, trasferimento di massa otticamente sottile. In questo caso il flusso avverrà a temperatura costante  $T_{eff}$ , come calcolato da Ritter et al. [39] e la velocità sarà data da:

$$\nu_{th}^2 = \left( \frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_T = \frac{KT_{eff}}{\mu m_h},$$

dove  $K$  è la costante di Boltzmann,  $\mu$  è il peso molecolare medio, e  $m_h$  è l'unità di massa atomica. Questa velocità equivale all'equazione di stato di un gas ideale ma con radiazione

$$P = \frac{\rho K T_{eff}}{\mu m_h} + \frac{a_{rad} T_{eff}^4}{3},$$

con  $a_{rad}$  costante di radiazione.

Se gli strati sotto la fotosfera della stella superano il raggio del lobo di Roche,  $R_{ph} > R_{RL}$ , il flusso sarà adiabatico e prenderà il nome di *optically thick mass transfer*, trasferimento di massa otticamente spesso.

Tenendo conto di questi due processi, Kolb et al. [24] hanno calcolato il tasso di trasferimento di massa:  $\dot{M}_{mt,L1} = \dot{M}_{thin} + \dot{M}_{thick}$ , dove il contributo del trasferimento otticamente sottile è dato da

$$\dot{M}_{thin} = - \int_{\rho_{L1}}^0 \nu_{th}^3 \frac{dA}{d\Phi} d\rho,$$

mentre quello del trasferimento otticamente spesso è dato da

$$\dot{M}_{thick} = \int_{\Phi_{L1}}^{\Phi_{ph}} \rho \nu \frac{dA}{d\Phi} d\Phi.$$

Consideriamo ora il caso in cui il rapporto tra la stella donatrice e quella in accrescimento sia minore di 1, ovvero  $M_d > M_a$ : il flusso in uscita potrebbe scavalcare L1 e iniziare anche dai punti lagrangiani più esterni, L2 e L3, rappresentati in figura 2.1, come evidenziato nel lavoro di Marchant et al. [30]. Questo avviene principalmente per stelle massicce, con masse oltre le  $30 M_{\odot}$ , che presentano raggi maggiori del proprio lobo di Roche. È possibile vedere questo andamento in figura 2.3, che riassume i risultati di Marchant et al. Le linee bianche punteggiate orizzontali segnano i confini tra le fasi evolutive della stella primaria. Per i sistemi che passano attraverso il trasferimento stabile di massa, le linee nere orizzontali indicano le regioni dove la donatrice eccede dal punto lagrangiano L2, mentre le regioni tratteggiate a croci evidenziano i punti in cui viene scavalcato anche il punto L3. Perché il flusso si verifichi, c'è la necessità che la velocità dell'*outflow* sia più molto più grande di quella orbitale, altrimenti le forze mareali della binaria modificheranno il momento angolare del materiale espulso. Se l'energia del materiale non è sufficientemente grande da staccarlo dal sistema binario, questo potrebbe formare dischi di materiale attorno al sistema.

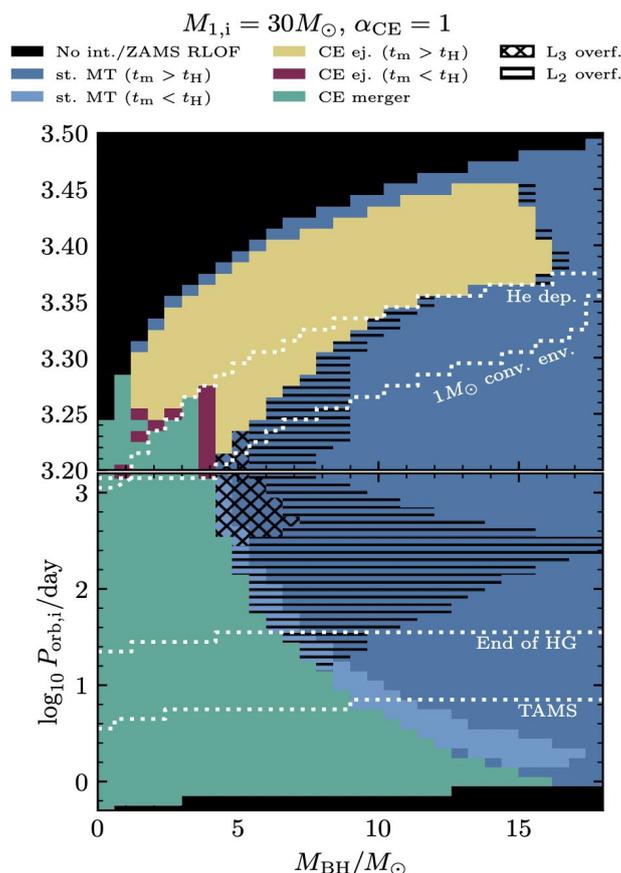


Figura 2.3: Il grafico riassume i risultati di Marchant et al., [30], per le stelle massicce oltre le  $30 M_{\odot}$ ; Fonte: [30]

## 2.3 Regime instabile

La stabilità del trasferimento di massa attraverso il *Roche lobe overflow* è determinata dal tasso con cui il raggio del lobo di Roche cambia in risposta al cambiamento del raggio della stella, dato che la sua massa sta cambiando. L'approccio descritto da Mapelli M. [29] è quello di [8], [43], [37], [38] e [17]. Assumiamo che il raggio e la massa stellare siano connessi dalla seguente relazione:  $R \propto m^\zeta$ . La variazione del raggio della stella donatrice durante il Roche lobe overflow è:

$$\frac{dR_1}{dt} = \frac{\partial R_1}{\partial t} + \zeta \frac{R_1}{m_1} \frac{dm_1}{dt}.$$

Il termine  $\partial R_1/\partial t$  deriva dalle reazioni nucleari che avvengono nel core della stella, mentre il termine con  $\zeta$  misura la risposta adiabatica o termica della stella donatrice alla perdita di massa.  $dm_1/dt$  è la perdita di massa della donatrice e, per questo motivo, è sempre negativa. In modo simile, il cambiamento del raggio del lobo di Roche della donatrice,  $R_{L,1}$ , può essere scritto come:

$$\frac{dR_{L,1}}{dt} = \frac{\partial R_{L,1}}{\partial t} + \zeta_L \frac{R_{L,1}}{m_1} \frac{dm_1}{dt},$$

dove  $\partial R_{L,1}/\partial t$  è un termine che dipende dalle forze di marea e dalla radiazione di onde gravitazionali, e  $\zeta_L$  descrive la risposta del lobo di Roche alla perdita di massa. In particolare, se  $\zeta_L > \zeta$ , il lobo di Roche si restringe più velocemente di quanto non faccia il raggio della stella e il trasferimento diventa instabile; nel caso opposto,  $\zeta_L < \zeta$ , il trasferimento rimane stabile fino a quando il raggio della stella cambia significativamente in risposta all'evoluzione del core.

Ai fini pratici, il parametro che permette di quantificare quando il trasferimento di massa diventa instabile in un sistema binario è la frazione di massa del sistema  $q = M_d/M_a$ . A seconda del sistema preso in esame,  $q$  assumerà valori diversi, fino ad un valore di soglia  $q_{crit}$ , che è esattamente il punto in cui il regime stabile del flusso in uscita diventa instabile. I casi principali analizzati da Klencki et al. [22] sono:

- il flusso in uscita da stelle donatrici che fanno parte della sequenza principale diventa instabile quando  $q_{crit} > 1.5$  [7];
- per stelle massicce post-sequenza principale, il valore per cui il trasferimento diventa instabile è  $q_{crit} > 5$ , mentre per stelle con  $R > 300 R_\odot$  la soglia diventa  $q_{crit} > 10$  [14], [13];
- stelle donatrici che presentano un involuppo esterno radiativo rispondono alla perdita di massa con una contrazione in un tempo-scala adiabatico. In questi casi, il trasferimento può diventare instabile solo quando il lobo di Roche si restringe più velocemente di quanto si restringa il raggio della donatrice radiativa, ovvero quando  $q_{crit} > 3.5 - 5$ , a seconda delle dimensioni della stella presa in esame [31];
- stelle che presentano un involuppo esterno convettivo rispondono alla perdita di massa espandendosi in un tempo-scala adiabatico. Questo rende il trasferimento molto più soggetto a instabilità rispetto a quello delle donatrici radiative. In questo caso, il valore per l'instabilità è  $q_{crit} > 0.8$ , trovato usando i modelli politropi di Hjellming & Webbink [15] ;
- accrescitori compatti, come buchi neri o stelle di neutroni, riescono a gestire enormi quantità di massa trasferita attraverso l'*outflow* di getti e dischi: in questo modo il materiale non utilizzato per l'accrescimento non riempirà il lobo di Roche ed eviterà flussi in uscita da quel canale. Questa conclusione arriva dagli studi di binarie a raggi-X, come Cyg-X2 e SS433, compiuti rispettivamente da King & Ritter [21] e Crampton et al. [6].

Quando un sistema sorpassa il limite della frazione di massa  $q_{crit}$ , evolve successivamente tramite il *common envelope*, involuppo comune. Il materiale in eccesso scambiato dalle due componenti tramite il *Roche lobe overflow* formerà un involucro di massa attorno al sistema binario, e la formazione di un sistema binario di buchi neri dipenderà fortemente dall'espulsione o meno di questo involuppo.

# Capitolo 3

## Inviluppo comune

### 3.1 Il formalismo alpha ( $\alpha$ )

Nella fase di inviluppo comune, *common envelope* (CE), l'evoluzione del sistema binario procede in maniera diversa, rispetto al trasferimento di massa stabile. Nel capitolo precedente era stato affermato che le due componenti erano arrivate ad un stato in cui il Roche lobe overflow era diventato instabile, portando alla formazione di un involucro condiviso che circonda il sistema binario. A questo punto della sua evoluzione il sistema non è più formato da due stelle della sequenza principale, ma da una stella che ha fortemente aumentato la sua massa e da un nucleo di elio scoperto, che, arrivato al termine della sua vita, andrà a formare un buco nero. Perché questo sistema evolva con successo a formare un sistema binario di buchi neri, l'inviluppo condiviso deve essere espulso.

Quando due stelle entrano nella fase di inviluppo comune, il loro inviluppo smette di ruotare con i due core: comincia quindi un moto a spirale verso l'interno, che restringe l'orbita delle due componenti del sistema. Parte dell'energia orbitale viene convertita in calore, che riscalda l'inviluppo e lo rende meno legato al sistema. Questo tipo di evoluzione è descritto dal formalismo alpha  $\alpha$ , trattato in dettaglio da Webbink et al. [45], che si basa sul fatto che l'energia necessaria per staccare l'inviluppo derivi esclusivamente dalla perdita di energia orbitale dei due core, che spiraleggiano verso l'interno. La frazione di energia orbitale dei due core che contribuisce a slegare l'inviluppo può essere descritta come:

$$\Delta E = \alpha(E_{b,f} - E_{b,i}) = \alpha \frac{Gm_{c1}m_{c2}}{2} \left( \frac{1}{a_f} - \frac{1}{a_i} \right),$$

dove  $E_{b,i}$  è l'energia di legame dei due core prima della fase di CE,  $E_{b,f}$  è l'energia di legame dopo la fase di CE,  $a_i$  e  $a_f$  sono i valori dei semi-assi maggiori prima e dopo la fase di CE,  $m_{c1}$  e  $m_{c2}$  sono le masse dei due core. Infine,  $\alpha$  è un parametro adimensionale che quantifica la frazione di energia orbitale rimossa e trasferita all'inviluppo. L'energia di legame dell'inviluppo, invece, è data dalla formula:

$$E_{env} = \frac{G}{\lambda} \left[ \frac{m_{env,1}m_1}{R_1} + \frac{m_{env,2}m_2}{R_2} \right].$$

I termini  $m_1$  e  $m_2$  sono le masse della componente primaria e secondaria del sistema,  $m_{env,1}$  e  $m_{env,2}$  sono le masse degli involucri delle componenti della binaria e  $R_1$  e  $R_2$  sono i raggi dei due core.  $\lambda$  è un parametro che misura la concentrazione dell'inviluppo e, in particolare, più piccolo è  $\lambda$ , più concentrato sarà l'inviluppo. Imponendo  $\Delta E = E_{env}$  è possibile derivare il valore finale del semi-asse maggiore per il quale l'inviluppo può essere espulso. Maggiore è il valore di  $\alpha$ , maggiore sarà la separazione orbitale finale. Due sono le situazioni, evidenziate da Mapelli [29], che si possono venire a creare, figura 3.1:

1. se l'espulsione dell'involuppo avviene con successo, la binaria post-CE è composta da due nuclei stellari scoperti, o da un oggetto compatto e il core della stella compagna; in più la separazione dei due oggetti è molto più piccola di quella iniziale. Questo ci porta a dire che i sistemi binari che sopravvivono alla fase di CE sono i candidati più quotati a formare BBHs, come precedentemente affermato.
2. Se l'espulsione dell'involuppo non avviene o avviene parzialmente, i due core continuano nel loro moto a spirale verso l'interno fino al punto in cui potrebbero mergere prematuramente, senza formare una binaria di buchi neri.

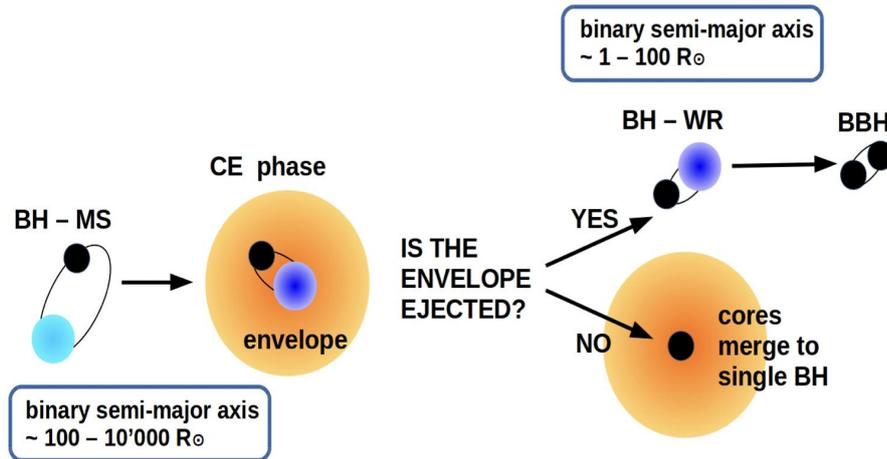


Figura 3.1: La figura descrive l'evoluzione schematica del sistema binario tramite involuppo comune, evidenziando i due scenari menzionati che si possono creare se l'involuppo viene espulso o meno.; Fonte: [29]

### 3.2 Espulsione dell'involuppo

Per capire se il sistema binario arriverà o meno al punto di espellere l'involuppo comune che lo circonda, si utilizza il criterio di budget dell'energia, *energy budget criterion*, [28] [18], [18], [27]. Questo criterio quantifica l'energia necessaria per rimuovere totalmente l'involuppo e tiene conto dei seguenti contributi energetici:

$$E_{bind} = \Delta E_{acc} + \alpha_{CE} \Delta E_{orb} = \Delta E_{acc} + \alpha_{CE} \left( -\frac{GM_{donor} M_{BH}}{2a_i} + \frac{GM_{core} M_{BH}}{2a_f} \right).$$

$E_{bind}$  è l'energia di legame dell'involucro esterno,  $\Delta E_{acc}$  è la risposta energetica dovuta all'accrescimento di materia che deriva dal moto a spirale verso l'interno del buco nero;  $\alpha_{CE}$  è l'efficienza della fase di involuppo comune e  $\Delta E_{orb}$  è la differenza di energia orbitale dallo stato iniziale a quello finale. Il fattore  $\alpha_{CE}$  tiene conto del fatto che non tutta l'energia orbitale può essere depositata all'interno dell'involuppo, senza subire perdite: per questo motivo può assumere valori compresi tra 0 e 1, dove 1 corrisponde alla massima efficienza del CE e a perdite di energia nulle. All'interno dell'energia di legame  $E_{bind}$  comprendiamo anche: l'energia necessaria per superare il potenziale gravitazionale dell'involucro  $-E_{grav}$ , l'energia termica immagazzinata nell'involuppo  $U_{th}$ , che tiene conto dell'energia cinetica delle particelle e dell'energia della radiazione; e, infine, l'energia di ricombinazione  $E_{rec}$  disponibile se tutti gli ioni si ricombinano in atomi e gli atomi formano molecole. Possiamo quindi scrivere l'energia di legame come:

$$E_{bind} = -E_{grav} - U_{th} - E_{rec} = - \int_{core}^{surface} \left( -\frac{GM(r)}{r} + u \right) dm.$$

Quando si calcola l'energia di legame, un'ulteriore quantità da tenere in considerazione è il confine tra core e inviluppo che verrà espulso. Il punto di confine è detto punto di biforcazione. Diverse sono state le definizioni proposte per individuare l'esatta collocazione del punto di biforcazione. Ivanova et al. [19] suggeriscono che il punto di biforcazione sia associato al punto dove è massima la compressione  $M_{cp}$  all'interno del guscio di idrogeno, ovvero il rapporto pressione su densità  $P/\rho$  ha un massimo locale. Per identificare il punto di separazione tra core e inviluppo, utilizziamo la definizione trovata da Kruckow et al. [25], la quale afferma che nella maggior parte delle giganti la posizione del punto di massima compressione può essere approssimata dalla cordinata di massa dove  $X_H = 0.1$ . Il parametro  $X_H$  indica l'abbondanza di idrogeno in frazione di massa.

L'espulsione dell'inviluppo comune avviene con successo se il core che rimane dalla gigante donatrice è più piccolo del suo lobo di Roche nella binaria post-CE e se viene superata la soglia limite dell'energia di legame. Infatti, i sistemi binari che sopravvivono alla fase di inviluppo comune vengono identificati in base alla dimensione del core post-CE della stella donatrice, rispetto alla dimensione del proprio lobo di Roche post-evoluzione. Il raggio del core viene calcolato come il doppio della coordinata radiale del confine più esterno del core prima del CE. Valori di  $R_{remnant}/R_{RL;post-CE} > 1$  indicano che il sistema potrebbe mergere durante la fase di CE, mentre valori minori o uguali di 1 indicano che il sistema riesce ad espellere con successo l'inviluppo, come evidenziato nell'articolo di Klencki et al. [22].

### 3.3 Fase evolutiva delle stelle donatrici

#### 3.3.1 Inviluppo radiativo e inviluppo convettivo

Un altro aspetto che ricopre un ruolo importante sulla riuscita o meno dell'espulsione dell'inviluppo comune è la fase evolutiva della stella donatrice. Due sono le categorie principali che sono state analizzate da Marchant et al. [30]: giganti con inviluppo radiativo e giganti con inviluppo convettivo. Per quanto riguarda le prime citate, tutte le simulazioni effettuate portano ad un merger tra gli oggetti durante l'evoluzione per CE, e non è possibile individuare un confine nucleo-involucro per calcolare l'energia di legame. È comunque possibile produrre artificialmente sistemi che espellono l'inviluppo aumentando l'efficienza del CE: in questi casi l'evoluzione termina con relativamente alte abbondanze di idrogeno sulla superficie e un'energia di legame che varia tra  $1.3 \times 10^{50} \text{ erg}$  e  $6.6 \times 10^{49} \text{ erg}$ .

Andando, invece, a considerare stelle donatrici con involucro convettivo, Marchant et al. [30] hanno analizzato un sistema che sopravvive all'evoluzione di CE, ma con due diversi valori di efficienza:  $\alpha_{CE} = 1$  e  $\alpha_{CE} = 0.1$ . Dalle simulazioni condotte si può notare che l'energia di legame cambia molto in base a questo dato. In particolare, la simulazione con  $\alpha_{CE} = 1$  termina con una distanza orbitale molto grande, mentre quella con  $\alpha_{CE} = 0.1$  termina con una separazione di  $8.4 R_{\odot}$ . Dopo aver espulso l'inviluppo comune, le stelle donatrici di entrambi i sistemi analizzati vanno incontro ad una serie di pulsazioni termiche e si ri-espandono, riempiendo nuovamente il proprio lobo di Roche. Questa volta però mantengono una fase di trasferimento di massa stabile piuttosto che sviluppare una nuova evoluzione attraverso l'inviluppo comune. Anche la frazione di massa influisce sull'energia di legame dell'inviluppo: le simulazioni con coefficiente di efficienza pari a 1 terminano la fase di CE vicino o poco sopra la coordinata di massa del fondo dell'involucro convettivo, con energie di legame  $< 10^{48} \text{ erg}$ ; quelle con  $\alpha_{CE} = 0.1$  hanno energie di legame  $> 10^{48} \text{ erg}$  e il sistema binario si stacca solo dopo la rimozione degli strati che erano radiativi all'inizio dell'evoluzione per inviluppo comune.

Chiaramente, le energie di legame dell'inviluppo convettivo con coordinata di massa vicina al fondo dell'inviluppo convettivo sono più basse di quelle trovate da donatrici con inviluppi radiativi, come è possibile vedere in figura 3.2. Questo ci porta a concludere che i candidati principali a formare sistemi

di buchi neri binari siano stelle massicce con profondi involucri convettivi. Mettendo insieme questo risultato con l'evidenza che  $q_{crit;conv} < q_{crit;rad}$ , troviamo, inoltre, che il buco nero che acquisisce materiale diventerà più massiccio durante la fase di CE se questa ha origine da una donatrice con involucro convettivo.

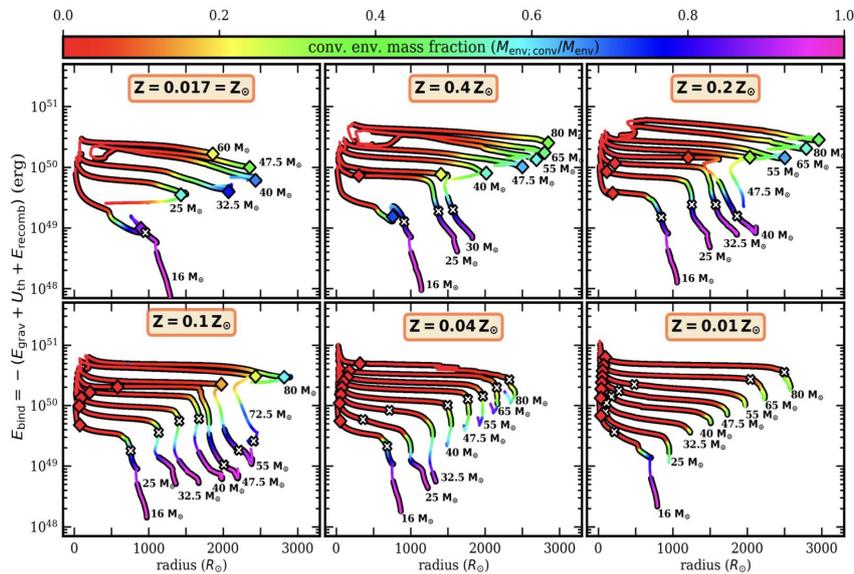


Figura 3.2: I grafici rappresentano l'energia di legame dell'involucro  $E_{bind}$  di stelle massicce in funzione del raggio, per sei differenti metallicità. È stata analizzata solo la fase evolutiva post-sequenza principale, e i colori indicano la frazione di massa dell'involucro che si trova nella zona convettiva: lo sviluppo di un profondo strato convettivo abbassa notevolmente l'energia di legame dell'involucro, rendendolo più facilmente distaccabile; Fonte: [22]

### 3.3.2 Super-giganti rosse con involucri convettivi

Abbiamo appena affermato che i sistemi binari di buchi neri hanno una maggiore probabilità di essere formati da una stella donatrice massiccia, che durante la sua fase evolutiva sviluppa un profondo involucro convettivo. Per comprendere meglio il tipo di sistema più propenso ad un'espulsione dell'involucro comune, Klencki et al. [22] hanno analizzato due categorie di oggetti: giganti che diventano convettive durante l'espansione nell'*Hertzsprung gap*<sup>1</sup>, e quelle che sviluppano un involucro convettivo ad uno stadio più avanzato della loro evoluzione. Per il primo tipo, l'energia di legame dell'involucro non decresce significativamente all'aumentare dello sviluppo dell'involucro convettivo; mentre per il secondo, l'involucro è molto poco legato al core e viene richiesta poca energia orbitale, durante il restringimento dell'orbita, per far sì che venga espulso con successo. La differenza principale tra i due sta nella location del punto di biforcazione. Questa differenza è associata a differenti abbondanze interne, tra le quali, quella di elio. Per quanto riguarda stelle massicce che sviluppano un involucro convettivo in uno stadio avanzato della loro evoluzione, al passare del tempo, la parte più interna della stella si contrae in risposta al bruciamento di materiale che avviene nel core. Dall'altra parte, mano a mano che l'involucro diventa sempre più convettivo, gli strati esterni cominciano a spostarsi a raggi sempre più grandi. Il punto tra gli strati in espansione e il core in contrazione è detto punto di divergenza, e coincide con un salto marcato della composizione al confine tra il core di elio e l'involucro ricco di

<sup>1</sup>Il gap di Hertzsprung è una regione nel diagramma di Hertzsprung-Russell in cui la distribuzione delle stelle non è quantificata a causa della bassissima probabilità di detezione. In questa regione infatti le stelle evolvono in un tempo scala brevissimo, circa  $10^5$  anni.

idrogeno. In questo caso, il punto di divergenza coincide esattamente con il punto di biforcazione, e la parte della gigante situata sopra il punto di biforcazione, che dovrebbe essere espulsa durante la fase di involuppo comune, è anche la parte che viene spostata a raggi maggiori. Il risultato è che l'involucro esterno è molto poco legato al core e quindi facilmente distaccabile.

Se consideriamo, invece, donatrici massicce che sviluppano un involuppo convettivo durante il gap di Hertzsprung, vediamo che presentano un comportamento simile a quelle appena descritte, ma con una differenza nel punto di biforcazione. Questo non è più situato molto vicino al confine con il core di elio, ma risulta più in alto dentro la stella. Questa differenza è dovuta all'instaurarsi di una zona convettiva intermedia (ICZ), durante la fase di rapida espansione nell'HG, quando la stella è fuori dall'equilibrio termico. In stelle che si espandono in super-giganti rosse (RSG) negli stadi finali della loro evoluzione, questa zona convettiva tende a sparire velocemente; nelle altre, tende anche ad espandersi, come è stato evidenziato dai modelli di Langer et al. [26] e Schootemeijer et al. [40]. Una zona convettiva intermedia più grande significa che più idrogeno verrà mixato dall'involucro agli strati situati sopra il core, e di conseguenza, il salto di composizione al confine tra nucleo e involuppo è maggiore, mentre l'abbondanza di elio alla fine dell'involuppo è minore.

Da tutto ciò ricaviamo che il trasferimento stabile di massa, seguito da un'evoluzione per involuppo comune con espulsione del CE è energeticamente possibile in sistemi binari, i cui oggetti in accrescimento sono buchi neri o stelle a neutroni, solo se la stella donatrice è una massiccia super-gigante con un involucro totalmente convettivo. Queste stelle sono super-giganti rosse con temperatura effettiva  $\log(T_{eff}) \leq 3.7$ , quindi relativamente fredde (figura 3.3).

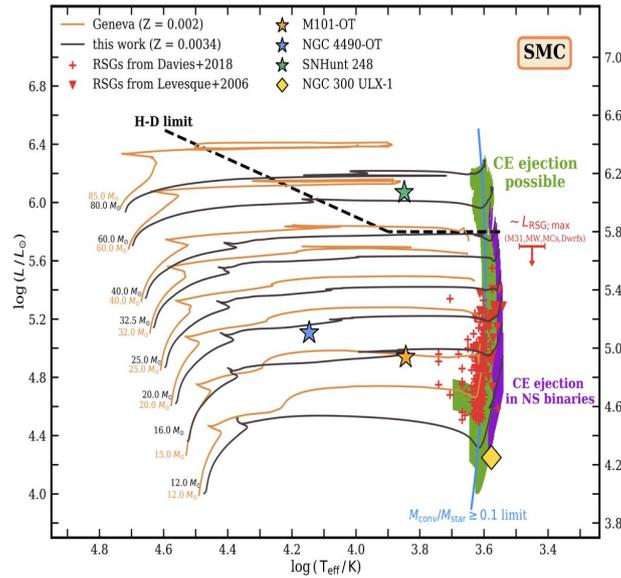


Figura 3.3: Grafico che illustra i sistemi binari che espellono con successo l'involuppo comune, nella Piccola Nube di Magellano. Le regioni colorate in verde indicano il sottoinsieme di donatrici all'inizio del RLOF, per le quali è possibile un'evoluzione per involuppo comune, con espulsione del CE. La linea nera tratteggiata indica il limite di Humpreys-Davidson, paragrafo 3.4.2: è un limite puramente osservativo, infatti al di sopra non troviamo RSGs esistenti (croci o triangoli rossi), ma solo i risultati della modellistica; Fonte: [22]

## 3.4 Discussione dei risultati

### 3.4.1 Robustezza della previsione

Le conclusioni e i risultati ottenuti da Klencki et al. [22], e discussi nelle sezioni precedenti, sono stati ottenuti da modelli nei quali le considerazioni sul budget di energia dell'evoluzione per CE erano le più ottimistiche possibili. In particolare, è stato considerato che l'energia che deriva dal restringimento dell'orbita, l'energia interna dell'inviluppo, l'energia di ricombinazione e l'energia che deriva dall'accrescimento vengano interamente convertite in energia cinetica che aiuta a slegare l'inviluppo comune. In più, non sono state considerate alcune perdite di energia da parte del sistema.

Per l'analisi dati, quindi, sono state tralasciate due possibilità ulteriori che avrebbero potuto incidere sulle conclusioni appena trovate, riguardo i progenitori di un BBH. La prima riguarda il fatto che esistono altre forme di energia che concorrono all'espulsione dell'inviluppo comune, come sottolineato da Ivanova et al. [10], [20]. Una di queste potrebbe essere l'energia nucleare, anche se decresce con le perdite radiative dell'involucro in espansione. Un'altra potrebbe provenire dall'entalpia, che porta a flussi in uscita dall'inviluppo quasi stabili, ma richiede un tempo di espulsione del CE molto più lungo, durante il quale le perdite radiative aumentano di molto.

La seconda è che, nella realtà, le energie di legame dell'inviluppo comune potrebbero essere più basse. Questo potrebbe dipendere da errori sui calcoli, dato che questo valore dipende fortemente dalla posizione del punto di biforcazione.

### 3.4.2 Limite di luminosità per le RSGs

Fino ad ora, abbiamo compreso che il progenitore di un sistema binario di buchi neri è un sistema binario stellare massiccio. Klencki et al. [22] hanno evidenziato, però, che potrebbe esistere un limite superiore per la luminosità delle super-giganti rosse, circa  $\log(L/L_{solari}) = 5.8$ , che corrisponde ad una massa di circa  $40 M_{\odot}$ ; superato questo limite, detto limite di Humphreys-Davidson, non si osservano RSGs nella Via Lattea o in altre galassie locali che differiscono per tipo e composizione. Questo porta a chiedersi se stelle che superano le  $40 M_{\odot}$  possano o meno espandersi in super-giganti rosse con considerevoli involucri esterni convettivi, o se il limite della luminosità sia indice della massima massa che può avere la donatrice per evolvere secondo CE. Di conseguenza, sorge anche un limite sulla massa del primo buco nero, che arriverà a  $25-30 M_{\odot}$ , e del secondo, che sarà di circa  $20 M_{\odot}$ .

Una prima considerazione, [44] [41], è che l'espansione radiale della stella più massiccia sia bilanciata da un'ingente perdita di materiale, tramite venti stellari che portano ad una fase di *luminous blue variables*<sup>2</sup>, prima di arrivare allo stadio evolutivo di RSG. Oppure, potrebbe esistere un fenomeno non ancora noto che previene la formazione di estesi strati super-adiabatici e l'inversione di densità negli involucri radiativi di stelle massicce che evolvono vicino al limite di Eddington [23]. L'ultima opzione è che le stelle che superano le  $40 M_{\odot}$  evolvano in super-giganti rosse, ma la loro vita sia troppo breve per essere osservate [5]. Questo potrebbe derivare da elevati tassi di perdita di massa da parte degli involucri convettivi turbolenti e quasi slegati, tipici delle RSG, e ad un'evoluzione all'indietro verso il blu, una volta che questi involucri vengono persi.

Per le nostre considerazioni, tutte queste evidenze si traducono nel fatto che stelle donatrici che superano le  $40 M_{\odot}$  durante la *zero age main sequence* non andranno a formare BBH durante l'evoluzione per inviluppo comune.

---

<sup>2</sup>Le luminous blue variables sono stelle molto luminose e molto instabili, situate a ridosso del limite di Humphreys-Davidson nel diagramma di Hertzsprung-Russell, che vanno incontro ad elevate perdite di massa

## Capitolo 4

# Efficienza dei due canali nella formazione di BBHs

### 4.1 MESA e COSMIC

Per comprendere al meglio quale tra il trasferimento di massa stabile e l'involuppo comune opera con maggiore efficacia in natura nella formazione di buchi neri binari, ci si è concentrati sullo sviluppo e sullo studio di modelli. I principali codici utilizzati sono MESA e COSMIC. Il primo, *Modules for Experiments in Stellar Astrophysics*, è un codice uni-dimensionale dettagliato di evoluzione binaria: include le prescrizioni fisiche di Paxton et al. [32],[34], [33], [35]; il secondo, *Compact Object Synthesis and Monte Carlo Investigation Code*, è un codice di rapida sintesi di popolazione stellare: usa i modelli di evoluzione stellare di Pols et al., [36], e Hurley et al. [16], oltre ad alcuni aggiornamenti sull'evoluzione di stelle massicce.

La differenza tra i due sta nel fatto che COSMIC punta sull'ottenimento di campioni di rilevanza statistica, mentre MESA è molto più dettagliato dal punto di vista fisico. Le semplificazioni adottate da COSMIC, però, possono generare una sovrastima nel numero dei sistemi che sopravvivono con successo ad un'evoluzione per involuppo comune e portano alla coalescenza del sistema di buchi neri binari. Gallegos-Garcia et al. [12] si sono posti il problema di comparare le previsioni di formazione di BBHs tra MESA e COSMIC, partendo da una domanda: quanto cambia il tasso di formazione di BBHs se vengono usate simulazioni dettagliate al posto dei modelli di COSMIC per descrivere l'evoluzione delle donatrici ricche di idrogeno, compagne di un buco nero di prima generazione?

Per la simulazione è stato usato un approccio ibrido, ovvero la popolazione iniziale viene creata con COSMIC e la successiva evoluzione viene fatta usando MESA. Per comparare l'evoluzione binaria di donatrici di massa differente, sono state create delle sub-popolazioni, selezionando i sistemi in cui le donatrici ricche di idrogeno rientrano in un particolare intervallo di massa, e hanno valori del rapporto di massa  $q = (M_{\text{accretor}}/M_{\text{donor}}) < 1$ . Le sub-popolazioni considerate sono rispettivamente  $25 \pm 2.5 M_{\odot}$ ,  $30 \pm 2.5 M_{\odot}$ ,  $35 \pm 2.5 M_{\odot}$  e  $40 \pm 2.5 M_{\odot}$ .

Gallegos-Garcia et al. hanno effettuato l'evoluzione delle binarie con COSMIC a partire dalla popolazione iniziale. Con MESA hanno generato una griglia di sistemi composti da un buco nero e una stella in sequenza principale, facendo variare il rapporto di massa e il periodo orbitale iniziale per ogni sub-popolazione. Questo significa che con MESA hanno selezionato una singola donatrice, di massa conosciuta, per compararla con un intervallo di masse derivanti dai sistemi di COSMIC.

### 4.1.1 Risultati di MESA

I modelli fatti con MESA sono stati divisi in due categorie: modello standard e variazioni del modello standard. Il modello standard prende avvio con valori della metallicità di  $Z = 0.1 Z_{\odot}$ , con  $Z_{\odot} = 0.0142$  calcolato da Asplund et al. [2]. Le simulazioni vengono fatte evolvere fino all'esaurimento del nucleo di carbonio. Successivamente, le stelle terminano l'evoluzione per collasso diretto del core in un buco nero, con massa equivalente alla massa della materia barionica. I confini convettivi sono determinati dal criterio di Ledoux:

$$\nabla_{rad} < \nabla_{ad} - \frac{\chi_{\mu}}{\chi_T} \nabla_{\mu},$$

dove:

1.

$$\nabla_{rad} = \left( \frac{d \log T}{d \log P} \right)_{rad} = \frac{3}{16\pi a c G} \frac{k l P}{m T^4}$$

descrive la variazione logaritmica della temperatura con la profondità, per una stella in equilibrio idrostatico se l'energia è trasportata dalla radiazione:  $a$  è la costante di radiazione<sup>1</sup>,  $c$  la velocità della luce,  $G$  la costante di gravità,  $k$  coefficiente di opacità, e  $l$  la luminosità locale<sup>2</sup>;

2.

$$\nabla_{ad} = \left( \frac{d \log T}{d \log P} \right)_{ad}$$

descrive il comportamento della temperatura sotto contrazione o espansione adiabatica;

3.  $\nabla_{\mu}$  rappresenta il gradiente del peso molecolare medio;

4.

$$\chi_T = \left( \frac{\partial \log P}{\partial \log T} \right)_{\rho, X_i} = \frac{T}{P} \left( \frac{\partial P}{\partial T} \right)_{\rho, X_i},$$

e

$$\chi_{\mu} = \left( \frac{\partial \log P}{\partial \log \mu} \right) = \frac{\mu}{P} \left( \frac{\partial P}{\partial \mu} \right)$$

sono le equazioni che servono a riscrivere l'equazione di stato in forma differenziale.

Per quanto riguarda il modello standard, nessuna simulazione, con masse delle stelle donatrici considerate precedentemente, completa con successo un'evoluzione per inviluppo comune. L'espulsione dell'inviluppo non si verifica e non si hanno quindi sistemi di buchi neri binari formati da questo canale. Troviamo, però, un intervallo di valori che hanno come risultato finale la coalescenza di BBHs in un tempo di Hubble, subito dopo una fase di trasferimento stabile di massa. Quindi, per tutti i casi considerati nel modello standard, l'unico canale di formazione di buchi neri binari che mergono è il trasferimento stabile. Questo risultato è ben visibile in figura 4.1, nella quale nessun sistema arriva a coalescenza attraverso il canale di inviluppo comune (pixel arancioni).

<sup>1</sup> $a = \frac{8\pi^5 K^4}{15h^3 c^3}$ , con  $h$  costante di Planck

<sup>2</sup>espressa come  $l = 4\pi r^2 F$ , quantifica il tasso con cui l'energia, sotto forma di flusso, esce da una sfera di raggio  $r$

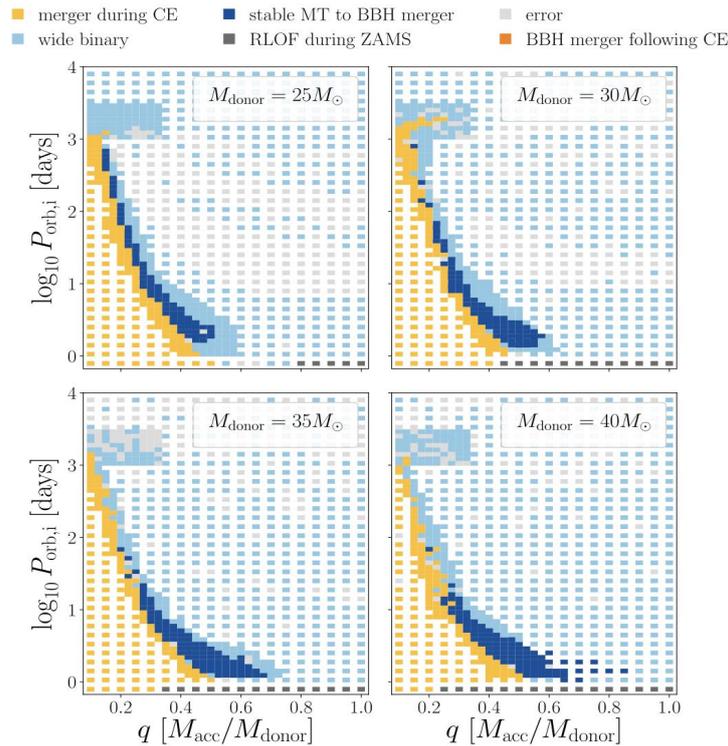


Figura 4.1: Risultati di MESA per le simulazioni del modello standard. Per ogni massa, troviamo una fascia sottile che risulta in buchi neri binari in grado di mergere entro un tempo di Hubble a seguito di una fase di trasferimento stabile di massa (regione blu scuro). Come detto precedentemente, nessuno dei modelli presenta espulsione dell’involuppo comune; Fonte: [12]

Consideriamo ora le variazioni dal modello standard. In queste simulazioni vengono cambiati alcuni parametri:

- l’efficienza dell’involuppo comune  $\alpha_{CE}$ ;
- il trasferimento di massa avviene tramite il criterio di Super-Eddington, accrescimento per cui la luminosità risultante è maggiore della luminosità di Eddington<sup>3</sup>;
- la metallicità viene portata a valori solari.

Aumentando l’efficienza del CE da 1 a  $\alpha_{CE} = 5$ , per le donatrici con  $25 M_{\odot}$ , tre simulazioni terminano con la coalescenza del sistema binario di buchi neri a seguito di un’evoluzione per involucro comune di successo; le stelle donatrici di  $M = 30 M_{\odot}$ , terminano con successo l’evoluzione di CE, con espulsione dell’involuppo. Donatrici con  $30 M_{\odot}$  non presentano sostanziali differenze dal modello standard al variare del valore di  $\alpha_{CE}$ . Infine, per donatrici di  $40 M_{\odot}$  solo un sistema risulta in un BBH che merge dopo un’evoluzione per involucro comune.

Considerando l’accrescimento per Super-Eddington, i risultati sono del tutto simili a quelli trovati per il modello standard.

Cambiando, in ultimo, la metallicità con quella solare, le simulazioni con MESA portano a grandi differenze rispetto al modello standard: molti meno sistemi che possono mergere in un tempo di Hubble derivano dal canale di trasferimento stabile di massa, e comincia a dominare quello per involucro comune. Questo cambio di andamento potrebbe verificarsi per due motivi: il primo è un forte vento

<sup>3</sup>La luminosità di Eddington è la massima luminosità che può essere trasportata dalla radiazione:  $l_{EDD} = 1.38 \cdot 10^{38} M/M_{\odot} \cdot \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ , che si trova imponendo che pressione radiativa e gravità si bilancino perfettamente

stellare che allarga l'orbita del sistema quando la metallicità è vicina a quella solare. Dunque meno sistemi mergono e vediamo che l'evoluzione per CE si verifica solo per sistemi con periodi orbitali più piccoli. La seconda ragione è che i raggi di queste stelle sono molti più grandi, spostando il *Roche-lobe overflow*, durante la *zero age main sequence*, a periodi orbitali più grandi.

#### 4.1.2 Comparazione tra MESA e COSMIC

Molteplici sono le differenze tra le simulazioni fatte con MESA e COSMIC. Gallegos-Garcia et al. [12], presentano i risultati di questa comparazione concentrandosi, come prima cosa, sull'instaurarsi di un'evoluzione per inviluppo comune. I modelli fatti con COSMIC risultano in molte più interazioni<sup>4</sup> a periodi orbitali più grandi,  $P_{orb,i} \sim 3000$  days, rispetto a quelli di MESA, che sviluppano interazioni a  $P_{orb,i} \sim 1000$  days. Comparando i modelli, gli *output* più frequenti sono coalescenze del sistema durante la fase di inviluppo comune. Inoltre, con COSMIC, il confine tra SMT e CE è molto marcato, e corrisponde al rapporto di massa  $q_{crit} = 0.3$ , utilizzato nel codice come confine tra trasferimento di massa stabile e instabile. Per MESA, invece, il confine è meno segnato e si sposta gradualmente fino a  $q_{crit} = 0.5$ , dimostrando che il trasferimento di massa rimane stabile più a lungo.

Per quanto riguarda il modello standard, precedentemente menzionato, le simulazioni di MESA non danno alcun risultato di merging tramite il canale di evoluzione per inviluppo comune. In più, le regioni che con COSMIC risultano in buchi neri binari che mergono a seguito di una fase di CE, su MESA sono esattamente quelle dove dovrebbe avvenire un trasferimento stabile di massa. Quindi, non solo con MESA non troviamo sistemi che arrivano a coalescenza dopo che l'espulsione dell'inviluppo comune avviene con successo, ma la maggior parte di questi modelli non sviluppa in nessun caso meccanismi di trasferimento di massa instabili.

Consideriamo adesso il canale di SMT. Per COSMIC, questa evoluzione si verifica solo per le donatrici di  $M = 40 M_{\odot}$ , per MESA è invece molto frequente. La maggior parte delle coalescenze del sistema di buchi neri binario si verifica al confine tra il trasferimento di massa stabile e quello instabile, con  $q_{crit} = 0.2 - 0.9$ . Le differenze nei risultati delle simulazioni che passano attraverso il canale di SMT si verificano a causa di differenze nel raggio stellare e su come il trasferimento influisce sulla struttura stellare. In particolare, il raggio determina quale sistema svilupperà un trasferimento di massa; mentre, i diversi tipi di struttura nascono perchè COSMIC produce la donatrice come stella singola, con la perdita di massa che ne cambia la massa e l'età.

Un altro cambiamento importante tra i modelli di MESA e COSMIC riguarda il tempo nel quale avverrà la coalescenza del sistema di buchi neri. Gallegos-Garcia et al. trovano che il tasso di merging di COSMIC,  $N_{mrg}^{COSMIC}$ , è dominato da tempi di coalescenza più brevi, mentre  $N_{mrg}^{MESA}$  presenta tempi più lunghi. Questo si verifica a causa delle differenze che derivano dal tipo di canale di trasferimento di massa che domina in un codice rispetto all'altro: l'inviluppo comune, caratteristico dei modelli ottenuti con COSMIC, stringe in maniera più efficace l'orbita del sistema rispetto al trasferimento stabile di massa, tipico dei modelli di MESA. I grafici della figura 4.2 riassumono in maniera efficace i risultati appena esposti.

---

<sup>4</sup>per interazioni si intendono interazioni per inviluppo comune

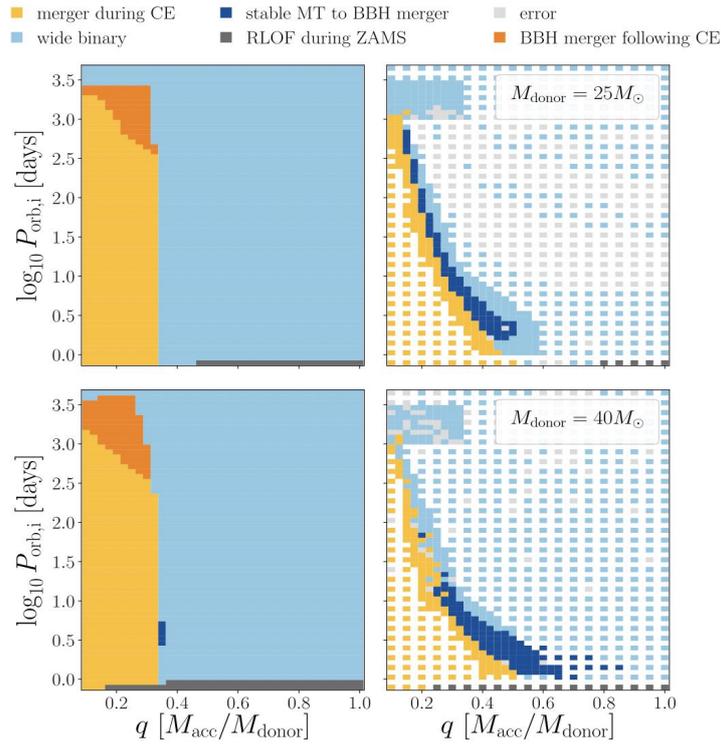


Figura 4.2: Confronto tra i risultati di MESA (destra) e COSMIC (sinistra). Per i modelli fatti con COSMIC, il canale di evoluzione che produce BBHs che mergono in un tempo di Hubble è l'involuppo comune (zone arancioni). Per i modelli di MESA, tutti i sistemi di buchi neri binari che possono arrivare a coalescenza sono formati solo tramite il trasferimento stabile di massa; Fonte: [12]

# Capitolo 5

## Metodi e risultati

Il seguente capitolo illustra le metodologie che sono state utilizzate per portare a compimento la parte originale della mia tesi. L'obiettivo è il confronto dei risultati dell'evoluzione di un sistema binario, tra un codice di evoluzione stellare e uno di sintesi di popolazione. La particolarità sta nell'aver avuto la possibilità di usare SEVN come codice di sintesi di popolazione, sviluppato dal gruppo di ricerca dell'Università di Padova, invece di COSMIC, di cui abbiamo parlato precedentemente.

### 5.1 SEVN

SEVN è un codice di sintesi di popolazione stellare che utilizza interpolazioni in tabelle di tracce stellari per seguire l'evoluzione, e fitting formule per calcolare la perdita di massa. Il programma è stato sviluppato da DEMOBLACK, il gruppo di ricerca dell'Università di Padova, guidato dalla Prof.ssa Michela Mapelli, [42]. È stato implementato per trattare anche i processi di evoluzione dei sistemi binari ed, in particolare, è stato utilizzato per creare un gruppo di  $1.5 \times 10^8$  sistemi. Le tracce comprese all'interno di SEVN sono state generate tramite il codice PARSEC, sviluppato da Bressan et al. [4], e coprono un range di metallicità che va da  $Z = 10^{-4}$  a  $Z = 6 \times 10^{-2}$ , mentre per la massa l'intervallo è  $2 \leq M_{ZAMS}/M_{\odot} \leq 150$ . Per svolgere al meglio le simulazioni, il codice SEVN distingue le stelle in tre categorie, chiamate macro-fasi: quelle di sequenza principale (fase H), quelle che hanno sviluppato un nucleo di elio (fase He) e, infine, quelle che hanno formato un nucleo di carbonio e ossigeno (fase CO). Questa divisione assicura che l'interpolazione venga fatta su stelle che presentano la stessa struttura interna. Mentre per le stelle singole l'evoluzione è fissata dalle tracce sopra menzionate, i modelli dei sistemi binari ammettono dei salti tra una macro-fase e l'altra. Il criterio che permette questo passaggio è il seguente:

$$\Delta m > \gamma_m M,$$

dove  $\Delta m$  è la frazione di massa ceduta o acquisita da una componente del sistema,  $M$  la massa totale della stella e  $\gamma_m$  un parametro che ha valore  $\sim 0.01$ . I trasferimenti di massa vengono fatti seguendo le tracce di Hurley et al. [17], ma tenendo anche conto del vento stellare e del trasferimento tramite riempimento del lobo di Roche. Il meccanismo di inviluppo comune, su SEVN, è il risultato di un flusso dal lobo di Roche che diventa instabile su un tempo-scala dinamico, una collisione al pericentro tra le due stelle oppure una binaria a contatto.

#### 5.1.1 Descrizione delle simulazioni

L'obiettivo dell'analisi delle simulazioni è quello di evidenziare le differenze tra un codice di sintesi di popolazione stellare e uno di evoluzione. In particolare, in questa tesi, mi sono concentrata sui

trasferimenti di massa che permettono al sistema binario di evolvere in un buco nero binario, che arriverà a coalescenza in un tempo di Hubble. I codici presi in esame sono MESA (sezione 4.1), in quanto codice di evoluzione stellare, e SEVN per la sintesi di popolazione.

Ai fini dell'esperienza, è stato fatto evolvere un sistema binario, sia con MESA sia con SEVN, partendo dalle medesime condizioni iniziali, ricavate da Marchant [30]:

$M_1$ ( $M_\odot$ )	$M_2$ ( $M_\odot$ )	P (days)	a ( $R_\odot$ )	Z ( $Z_\odot$ )	e (-)
30	10	10	66,784	0,00142	0

Tabella 5.1: Dati delle condizioni iniziali usati per le simulazioni

Entrambi i modelli evolvono attraverso il Roche-lobe overflow, con il flusso in uscita che avviene solo dal punto lagrangiano L1, e non entrano mai in fase di involuppo comune. Il processo ha termine quando si conclude la fase di bruciamento del carbonio nel core stellare.

L'analisi di queste due simulazioni dimostra che i codici di sintesi di popolazione non sono in grado di generare sistemi di buchi neri binari che mergono entro un tempo di Hubble, se il sistema non evolve attraverso una fase di involuppo comune. Invece, i modelli fatti con codici di dettagliata evoluzione stellare riescono a produrre sistemi di BBHs che arrivano a coalescenza in un tempo di Hubble, solo tramite il trasferimento stabile di massa.

## 5.2 Risultati

Il primo output che andiamo ad analizzare è l'andamento della massa delle componenti del sistema binario in funzione del tempo.

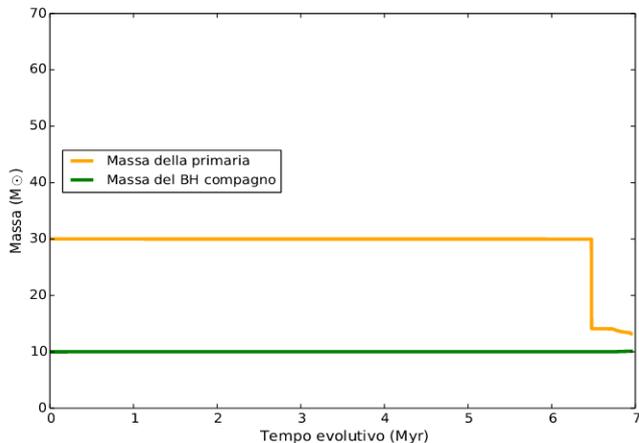


Figura 5.1: Andamento della massa della componente primaria e della componente secondaria in funzione del tempo, del sistema binario sviluppato con MESA

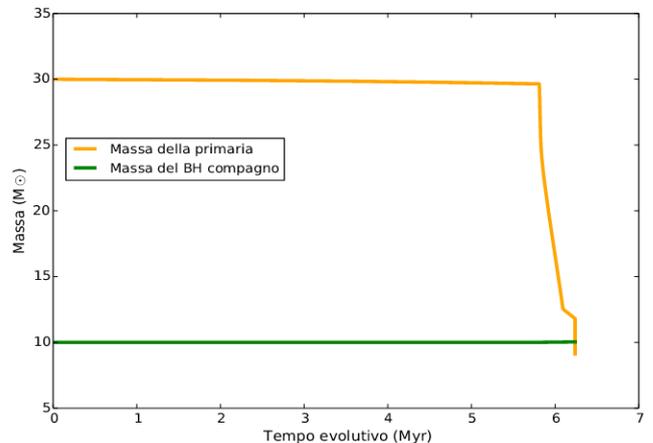


Figura 5.2: Andamento della massa della componente primaria e della componente secondaria in funzione del tempo, del sistema binario sviluppato con SEVN

Per quanto riguarda MESA, figura 5.1, il trasferimento di massa inizia a  $\sim 6.5$  Myr, quando la massa della primaria (linea arancione) decresce drasticamente da  $30 M_\odot$  a  $13 M_\odot$ . La simulazione fatta con SEVN, figura 5.2, invece, inizia il trasferimento di massa a  $\sim 6$  Myr, prima rispetto a MESA, e termina con la componente primaria che evolve in un buco nero di  $9.13 M_\odot$ . La massa del BH compagno (linea verde) rimane pressochè costante in entrambi i casi: per MESA resta a  $10 M_\odot$ , mentre per SEVN

arriva a  $10.3 M_{\odot}$ . Questo avviene perchè il trasferimento di massa è non conservativo: dato che l'oggetto in accrescimento è un buco nero, viene imposto il limite di Eddington. La differenza nelle masse finali della componente primaria sta nel fatto che l'evoluzione post-trasferimento è trattata in maniera diversa dai due codici. MESA, come descritto nel paragrafo 4.1, contiene le prescrizioni di Paxton et al., e il ciclo termina con collasso diretto del core alla fine della fase di bruciamento del carbonio; SEVN contiene le fitting formule di Fryer et al. [11]. In particolare, la formula per ricavare la stima della massa del buco nero deriva dal "B2 Rapid SN model", ed è data da:

$$f_{fb} = \alpha_R M_{CO} + \beta_R,$$

con range di massa  $7.0 \leq M_{CO}/M_{\odot} < 11.0$ .  $f_{fb}$  è il parametro frazionale di *fallback*, che quantifica la frazione totale di massa che collassa nel buco nero che si forma;

$\alpha_R = 0.25 - \frac{1.275}{M_{fin} - M_{proto}}$ ,  $M_{CO}$  è la massa del core di carbonio e ossigeno, e  $\beta_R = 1 - 11\alpha_R$ . Su SEVN, il ciclo termina tramite supernova che dà origine al buco nero.

È interessante notare che, se nei due codici fossero state usate le stesse prescrizioni, avremmo trovato masse molto simili. La massa finale della stella, su MESA, è la massa del buco nero. Su SEVN, la massa della stella pre-supernova è esattamente la massa che troviamo su MESA, ovvero  $13 M_{\odot}$ .

Passiamo ora ad analizzare l'andamento del raggio della primaria in funzione del tempo evolutivo.

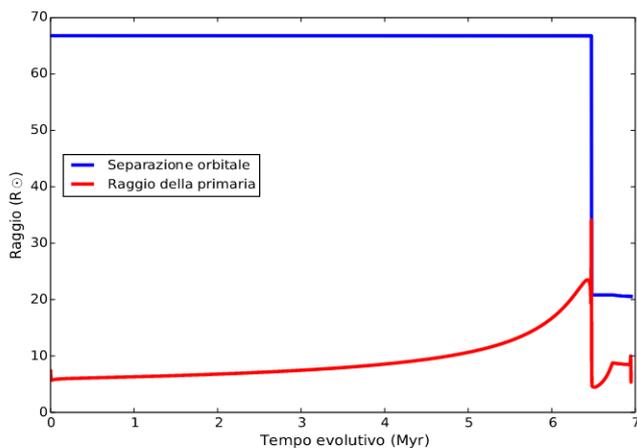


Figura 5.3: Andamento del raggio della componente primaria in funzione del tempo, del sistema binario sviluppato con MESA

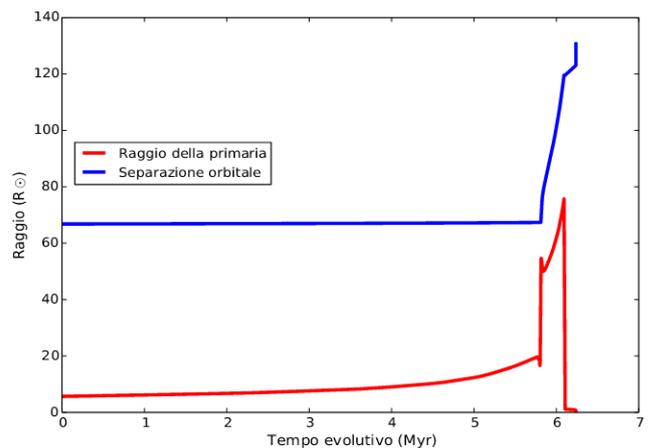


Figura 5.4: Andamento del raggio della componente primaria in funzione del tempo, del sistema binario sviluppato con SEVN

In questi grafici, più che nei precedenti (figure 5.1 e 5.2), è evidente quanto i due codici diano risultati diversi rispetto all'evoluzione del sistema binario. Analizzando, per prima cosa, la figura 5.3, con gli output di MESA, vediamo che a  $\sim 6.5$  Myr il raggio della primaria (linea rossa) si espande fino a  $\sim 34 R_{\odot}$ , fase che corrisponde con l'evoluzione della stella a super-gigante rossa. In questo momento comincia a riempire il proprio lobo di Roche fino a quando  $R_{primaria} > R_{RL}$ , in cui inizia il trasferimento stabile di massa dal punto lagrangiano L1, e il raggio decresce fino a  $5 R_{\odot}$ . La separazione orbitale (linea blu) rimane stabile fino a quando inizia il trasferimento di massa, in cui decresce drasticamente a  $20 R_{\odot}$ , stringendo la binaria. La minore separazione orbitale implica un minore tempo per la coalescenza del sistema, che sarà in grado di mergere entro un tempo di Hubble. In particolare, il sistema mergerà a 8.7 Gyr con emissione di onde gravitazionali.

Per quanto riguarda SEVN, figura 5.4, l'andamento del raggio della primaria procede in maniera simile

a quello di MESA, con una fase di espansione fino a  $\sim 75 R_{\odot}$ . Durante il trasferimento di massa si ha la formazione del secondo buco nero, quindi SEVN pone il raggio della secondaria uguale al raggio di Schwarzschild del secondo buco nero. La separazione orbitale rimane costante a  $66.784 R_{\odot}$  fino a poco prima dell'inizio del trasferimento di massa, a  $\sim 5.9$  Myr. Da quel punto in poi, cresce fino a  $130 R_{\odot}$ . Questo perchè la formazione del secondo buco nero avviene tramite esplosione di supernova: esso riceve un kick natale che allarga ulteriormente la binaria, la quale non sarà in grado di arrivare a coalescenza entro un tempo di Hubble.

## Capitolo 6

# Conclusioni

Nella prima parte della tesi, di carattere compilativo, sono stati presentati i principali canali di formazione di sistemi di buchi neri binari. Ciò che concorre all'evoluzione di un sistema binario sono i trasferimenti di massa tra le componenti dello stesso. Il primo analizzato è il trasferimento stabile di massa (SMT), che avviene attraverso il *Roche lobe overflow*: la primaria scambia materiale attraverso il punto lagrangiano L1, oppure, se le quantità trasferite diventano elevate, il flusso potrebbe scavalcare L1 e procedere anche da L2 o L3.

Se il flusso in uscita diventa instabile, come abbiamo visto, il materiale potrebbe accumularsi attorno al sistema binario, andando a costituire un involucro, detto involucro comune. L'evoluzione procede quindi secondo il canale di involucro comune (CE), processo che stringe il semi-asse maggiore del sistema binario. Perché si formino buchi neri binari che mergono entro un tempo di Hubble, con emissione di onde gravitazionali detettabili da terra, l'involucro che circonda il sistema deve essere espulso. L'espulsione dell'involucro comune avviene con successo se il core che rimane della gigante donatrice è più piccolo del suo lobo di Roche nella binaria post-CE, e se l'energia di legame  $E_{bind}$  dell'involucro è bassa. I sistemi per i quali l'energia di legame è bassa sono sistemi binari formati da un buco nero di prima generazione e una stella massiccia che evolve a super-gigante rossa. Con prima generazione si intende il buco nero formato dall'evoluzione della componente primaria del sistema binario. La particolarità delle super-giganti rosse è quella di avere un profondo involucro convettivo che lo rende più facilmente distaccabile, abbassando quindi di molto l'energia di legame dell'involucro comune. Queste stelle, però, presentano un limite di luminosità, detto limite di Humphreys-Davidson, che ne limita la massa, fino a  $40 M_{\odot}$ , il quale a sua volta limita la massa del sistema binario di buchi neri:  $25\text{-}30 M_{\odot}$  per il primo e  $20 M_{\odot}$  per il secondo.

L'evoluzione successiva dopo l'espulsione dell'involucro comune prende avvio da un sistema binario composto da un buco nero e una stella di Wolf-Rayet (stelle composte dal proprio nucleo scoperto, dopo aver perso gli strati esterni), e procede attraverso una nuova fase di trasferimento stabile di massa, che stringe ulteriormente il sistema, fino alla coalescenza del sistema di BBHs.

La seconda parte della tesi, di carattere originale, è incentrata sull'analisi del canale di evoluzione che produce con maggiore efficacia buchi neri binari che arrivano a coalescenza. Per fare ciò, mi sono appoggiata allo studio di Gallegos-Garcia et al., i quali comparavano SMT e CE attraverso due codici di simulazione: MESA (codice di evoluzione stellare) e COSMIC (codice di sintesi di popolazione). I risultati trovati sono molto diversi da un codice all'altro. In particolare, i modelli costituiti con MESA producono BBHs che mergono solo attraverso il canale di trasferimento stabile di massa; quelli fatti con COSMIC, invece, producono buchi neri binari solo tramite involucro comune.

Per avvalorare questi risultati, nella parte originale, ho fatto lo stesso confronto, ma usando come codice di sintesi di popolazione SEVN, sviluppato dal gruppo di ricerca dell'Università di Padova. Mi

sono concentrata principalmente su modelli in cui l'unico canale di evoluzione del sistema binario è il trasferimento stabile di massa e i risultati sono stati i medesimi di Gallegos-Garcia: il sistema fatto evolvere con MESA arriva a formare BBHs in grado di mergere in un tempo di Hubble, tramite SMT, senza passare attraverso una fase di inviluppo comune; mentre il sistema analizzato da SEVN produce ugualmente un sistema binario di buchi neri, ma la separazione orbitale tra le componenti è molto elevata, circa  $130 R_{\odot}$ , e il sistema arriverà a coalescenza in un tempo maggiore rispetto al tempo di Hubble.

A questo punto sorge spontaneo domandarsi quale dei modelli sia il più veritiero: conviene tenere conto dei risultati di un codice di evoluzione stellare o di uno di sintesi di popolazione? Ad oggi non siamo in grado di trovare un risultato univoco. Questo perchè non esiste un modello assoluto per descrivere le supernovae *core-collapse*, prescrizione usata da SEVN, soprattutto nel range intermedio di masse del core, compreso tra 7 e  $11 M_{\odot}$ . Nel nostro caso la massa del core è di  $\sim 10 M_{\odot}$ , quindi pienamente all'interno di questo intervallo. Inoltre, la fisica del trasferimento di massa su SEVN è obsoleta. Bisogna però specificare che l'evoluzione stellare di SEVN è più aggiornata (2021) rispetto a quella di COSMIC, permettendo la formazione di modelli altamente precisi e all'avanguardia.

Alla luce delle considerazioni fatte e dei risultati ottenuti, entrambe le parti, ovvero codici di evoluzione stellare e codici di sintesi di popolazione, presentano vantaggi e svantaggi. I primi sono utili per creare modelli specifici dal punto di vista astrofisico, ma i tempi di lavoro si allungano di molto, dato il basso numero di sistemi che possono essere analizzati contemporaneamente. I secondi accorciano nettamente le tempistiche di analisi, grazie alla struttura del codice in sè che permette la creazione di un elevato numero di campioni. La fisica che concorre alla formazione di questi modelli, però, non è aggiornata o approfondita quanto quella presente in MESA o simili.

Sarebbe auspicabile, per gli studi futuri, che si trovino dei modelli univoci per la descrizione dell'evoluzione stellare e dei processi astrofisici, come ad esempio le supernovae *core-collapse*, e che, a quel punto, i codici di sintesi di popolazione venissero implementati con le nuove prescrizioni. In questo modo, saremmo in grado di ottenere, in minor tempo, un'ingente quantità di modelli, formulati in maniera precisa e specifica per quanto riguarda la fisica che viene coinvolta.

# Bibliografia

- [1] Benjamin P Abbott et al. «Observation of gravitational waves from a binary black hole merger». In: *Physical review letters* 116.6 (2016), p. 061102.
- [2] Martin Asplund, Nicolas Grevesse, A Jacques Sauval e Pat Scott. «The chemical composition of the Sun». In: *Annual review of astronomy and astrophysics* 47 (2009), pp. 481–522.
- [3] Simone S Bavera et al. «The impact of mass-transfer physics on the observable properties of field binary black hole populations». In: *Astronomy & Astrophysics* 647 (2021), A153.
- [4] Alessandro Bressan, Paola Marigo, Léo Girardi, Bernardo Salasnich, Claudia Dal Cero, Stefano Rubele e Ambra Nanni. «PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 427.1 (2012), pp. 127–145.
- [5] Yang Chen, Alessandro Bressan, Léo Girardi, Paola Marigo, Xu Kong e Antonio Lanza. «PARSEC evolutionary tracks of massive stars up to 350 M at metallicities 0.0001 Z 0.04». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 452.1 (2015), pp. 1068–1080.
- [6] David Crampton, Ann P Cowley e JB Hutchings. «The probable binary nature of SS 433». In: *The Astrophysical Journal* 235 (1980), pp. L131–L135.
- [7] SE De Mink, OR Pols e RW Hilditch. «Efficiency of mass transfer in massive close binaries—Tests from double-lined eclipsing binaries in the SMC». In: *Astronomy & Astrophysics* 467.3 (2007), pp. 1181–1196.
- [8] Peter Eggleton. *Evolutionary processes in binary and multiple stars*. Vol. 40. Cambridge University Press, 2006.
- [9] Peter P Eggleton. «Approximations to the radii of Roche lobes». In: *The Astrophysical Journal* 268 (1983), p. 368.
- [10] B LEIBUNDGUT ESO. «From Twilight to Highlight: The Physics of Supernovae». In: (2003).
- [11] Chris L Fryer, Krzysztof Belczynski, Grzegorz Wiktorowicz, Michal Dominik, Vicky Kalogera e Daniel E Holz. «Compact remnant mass function: dependence on the explosion mechanism and metallicity». In: *The Astrophysical Journal* 749.1 (2012), p. 91.
- [12] Monica Gallegos-Garcia, Christopher PL Berry, Pablo Marchant e Vicky Kalogera. «Binary Black Hole Formation with Detailed Modeling: Stable Mass Transfer Leads to Lower Merger Rates». In: *The Astrophysical Journal* 922.2 (2021), p. 110.
- [13] Hongwei Ge, Michael S Hjellming, Ronald F Webbink, Xuefei Chen e Zhanwen Han. «Adiabatic mass loss in binary stars. I. Computational method». In: *The Astrophysical Journal* 717.2 (2010), p. 724.
- [14] Hongwei Ge, Ronald F Webbink, Xuefei Chen e Zhanwen Han. «Adiabatic Mass Loss in Binary Stars. II. From Zero-age Main Sequence to the Base of the Giant Branch». In: *The Astrophysical Journal* 812.1 (2015), p. 40.
- [15] Michael S Hjellming e Ronald F Webbink. «Thresholds for rapid mass transfer in binary systems. I—Polytropic models». In: *The Astrophysical Journal* 318 (1987), pp. 794–808.

- [16] Jarrod R Hurley, Onno R Pols e Christopher A Tout. «Comprehensive analytic formulae for stellar evolution as a function of mass and metallicity». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 315.3 (2000), pp. 543–569.
- [17] Jarrod R Hurley, Christopher A Tout e Onno R Pols. «Evolution of binary stars and the effect of tides on binary populations». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 329.4 (2002), pp. 897–928.
- [18] I Iben Jr e AVz Tutukov. «The evolution of low-mass close binaries influenced by the radiation of gravitational waves and by a magnetic stellar wind». In: *The Astrophysical Journal* 284 (1984), pp. 719–744.
- [19] Natalia Ivanova. «Common envelope: on the mass and the fate of the remnant». In: *The Astrophysical Journal* 730.2 (2011), p. 76.
- [20] Natalia Ivanova e Semyon Chaichenets. «Common envelope: enthalpy consideration». In: *The Astrophysical Journal Letters* 731.2 (2011), p. L36.
- [21] AR King e H Ritter. «Cygnus X-2, super-Eddington mass transfer, and pulsar binaries». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 309.1 (1999), pp. 253–260.
- [22] Jakub Klencki, Gijs Nelemans, Alina G Istrate e Martyna Chruslinska. «It has to be cool: Super-giant progenitors of binary black hole mergers from common-envelope evolution». In: *Astronomy & Astrophysics* 645 (2021), A54.
- [23] Jakub Klencki, Gijs Nelemans, Alina G Istrate e Onno Pols. «Massive donors in interacting binaries: effect of metallicity». In: *Astronomy & Astrophysics* 638 (2020), A55.
- [24] Ulrich Kolb e Hans Ritter. «A comparative study of the evolution of a close binary using a standard and an improved technique for computing mass transfer». In: *Astronomy and Astrophysics* 236 (1990), pp. 385–392.
- [25] MU Kruckow, TM Tauris, N Langer, D Szécsi, P Marchant e Ph Podsiadlowski. «Common-envelope ejection in massive binary stars—Implications for the progenitors of GW150914 and GW151226». In: *Astronomy & Astrophysics* 596 (2016), A58.
- [26] N Langer, MF El Eid e KJ Fricke. «Evolution of massive stars with semiconvective diffusion». In: *Astronomy and Astrophysics* 145 (1985), pp. 179–191.
- [27] Mario Livio e Noam Soker. «The common envelope phase in the evolution of binary stars». In: *The Astrophysical Journal* 329 (1988), pp. 764–779.
- [28] Nicole St-Louis, MJ Dalton, SV Marchenko, AFJ Moffat e AJ Willis. «The IUE MEGA campaign: wind structure and variability of HD 50896 (WN5)». In: *The Astrophysical Journal* 452.1 (1995), p. L57.
- [29] Michela Mapelli. «Formation channels of single and binary stellar-mass black holes». In: *Handbook of Gravitational Wave Astronomy* (2020), pp. 1–65.
- [30] Pablo Marchant, Kaliroë MW Pappas, Monica Gallegos-Garcia, Christopher PL Berry, Ronald E Taam, Vicky Kalogera e Philipp Podsiadlowski. «The role of mass transfer and common envelope evolution in the formation of merging binary black holes». In: *Astronomy & Astrophysics* 650 (2021), A107.
- [31] K Pavlovskii, N Ivanova, K Belczynski e KX Van. «Stability of mass transfer from massive giants: double black-hole binary formation and ultra-luminous X-ray sources». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (2016), stw2786.
- [32] Bill Paxton, Lars Bildsten, Aaron Dotter, Falk Herwig, Pierre Lesaffre e Frank Timmes. «Modules for experiments in stellar astrophysics (MESA)». In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 192.1 (2010), p. 3.
- [33] Bill Paxton et al. «Modules for experiments in stellar astrophysics (MESA): binaries, pulsations, and explosions». In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 220.1 (2015), p. 15.
- [34] Bill Paxton et al. «Modules for experiments in stellar astrophysics (MESA): planets, oscillations, rotation, and massive stars». In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 208.1 (2013), p. 4.

- 
- [35] Bill Paxton et al. «Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): pulsating variable stars, rotation, convective boundaries, and energy conservation». In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 243.1 (2019), p. 10.
- [36] Onno R Pols, Klaus-Peter Schröder, Jarrod R Hurley, Christopher A Tout e Peter P Eggleton. «Stellar evolution models for  $Z= 0.0001$  to  $0.03$ ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 298.2 (1998), pp. 525–536.
- [37] SF Portegies Zwart e Frank Verbunt. «Population synthesis of high-mass binaries.» In: *Astronomy and Astrophysics* 309 (1996), pp. 179–196.
- [38] James Edward Pringle e Richard Alan Wade. «Interacting binary stars». In: (1985).
- [39] H Ritter. «Turning on and off mass transfer in cataclysmic binaries». In: *Astronomy and Astrophysics* 202 (1988), pp. 93–100.
- [40] Abel Schootemeijer, Norbert Langer, Nathan J Grin e Chen Wang. «Constraining mixing in massive stars in the Small Magellanic Cloud». In: *Astronomy & Astrophysics* 625 (2019), A132.
- [41] Nathan Smith. «Mass loss: its effect on the evolution and fate of high-mass stars». In: *arXiv preprint arXiv:1402.1237* (2014).
- [42] Mario Spera, Michela Mapelli, Nicola Giacobbo, Alessandro A Trani, Alessandro Bressan e Guglielmo Costa. «Merging black hole binaries with the SEVN code». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 485.1 (2019), pp. 889–907.
- [43] Christopher A Tout, Sverre J Aarseth, Onno R Pols e Peter P Eggleton. «Rapid binary star evolution for N-body simulations and population synthesis». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 291.4 (1997), pp. 732–748.
- [44] D Vanbeveren. «The evolution of massive close binaries revised». In: *Astronomy and Astrophysics* 252 (1991), pp. 159–171.
- [45] RF Webbink. «Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and Type I supernovae». In: *The Astrophysical Journal* 277 (1984), pp. 355–360.



