

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA
DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA
"GALILEO GALILEI"



LAUREA TRIENNALE IN ASTRONOMIA

Il processo di inviluppo comune
nell'evoluzione di una binaria di stelle
massicce

Relatore: Prof.ssa Michela Mapelli

Correlatore: Dott. Giuliano Iorio

Laureando: Irma Berveglieri

Anno accademico 2020/2021

Abstract

A partire dalla prima osservazione diretta di onde gravitazionali da parte degli interferometri LIGO nel 2015, abbiamo finalmente ottenuto la prova dell'esistenza di sistemi binari formati da oggetti compatti e la conferma che essi possono arrivare a coalescenza in un tempo di Hubble. Da allora sono stati compiuti molti sforzi per comprendere i canali di formazione di simili binarie. In questa tesi ho evidenziato i principali risultati ottenuti in questo campo: ho analizzato le fasi finali dell'evoluzione di una stella massiccia fino alla formazione di un oggetto compatto, per poi trattare i principali processi evolutivi di un sistema binario, quali l'evoluzione mareale e il trasferimento di massa tramite venti stellari e tramite riempimento del lobo di Roche. In particolare, mi sono concentrata sulla fase di involuppo comune, discutendone gli aspetti più importanti ed evidenziando le domande ancora aperte sull'argomento. In questo contesto, ho analizzato un set di dati simulati da un codice di sintesi di popolazione stellare, di cui ho studiato in particolare le differenze tra sistemi che non subiscono alcuna fase di evoluzione in involuppo comune e sistemi che ne attraversano una o più. Ho discusso le principali differenze tra questi due diversi scenari; in particolare ho preso in considerazione la variazione di due parametri all'inizio e alla fine della simulazione: la massa della componente primaria del sistema e il rapporto di massa tra componente secondaria e primaria, che ci aiutano a capire meglio il processo di involuppo comune ed il destino del sistema.

Introduzione

Il 14 settembre 2015 gli interferometri LIGO, facenti parte del progetto LIGO-Virgo Collaboration (LVC), hanno intercettato la prima prova osservativa diretta dell'esistenza di onde gravitazionali captando i segnali di un sistema binario di buchi neri (BBH) in fusione, GW150914, composto da due corpi di ~ 35 e $31 M_{\odot}$. Osservazioni nelle prime due sessioni osservative di LVC O1 e O2 hanno rilevato altre dieci fusioni (merger) di BBH e uno di un sistema binario di stelle di neutroni (BNS), unico rilevamento con controparte elettromagnetica (GW170817). Risultati importanti ottenuti nella terza sessione osservative O3 sono stati il primo rilevamento di un BBH composto da oggetti con masse molto diverse tra loro (GW190412), il secondo BNS (GW190425), il primo probabile sistema composto da un buco nero e una stella di neutroni (BHNS, GW190814), e il sistema più massivo finora osservato tramite onde gravitazionali (GW190521). Qualche mese fa, la LVC ha reso pubblico il secondo catalogo di onde gravitazionali transienti (GWTC-2), che contiene 50 segnali da O1, O2 e dalla prima parte di O3 (Abbott et al., 2020a).

Questi dati hanno finalmente confermato l'esistenza di onde gravitazionali e l'esistenza di sistemi BBH, che ancora non erano stati osservati. LVC ha inoltre provato che esistono buchi neri stellari di massa $> 20M_{\odot}$, in contrasto con i dati noti fino a quel momento: infatti misure dinamiche di massa in binarie a raggi X avevano fatto supporre che le masse dei BH dovessero essere inferiori a tale valore e la maggior parte dei modelli teorici prevedevano masse $< 30M_{\odot}$.

LVC permette di ricavare informazioni non solo riguardo alle masse coinvolte ma anche ai tassi di merger. Dal nuovo catalogo GWTC-2 è stata ricavata una densità del tasso di fusione per BBH di $\mathcal{R}_{BBH} = 23.9^{+14.3}_{-8.6} \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$ con un livello di confidenza del 90% (Abbott et al., 2020b).

Alla luce dei risultati ottenuti da LVC è necessario indagare le modalità di formazione di buchi neri e BBH per comprendere i risultati delle osservazioni. In questo



Figura 1: LIGO e Virgo, in collaborazione nella LVC, interferometri progettati per la rilevazione di onde gravitazionali.

contesto, nella mia tesi ho studiato l'evoluzione di binarie di stelle massicce e in particolare la fase detta di involucro comune (common envelope, CE). Una stella binaria è un sistema formato da due stelle di massa M_1 e M_2 che ruotano attorno al centro di massa del sistema. Ci concentriamo sull'evoluzione di un sistema binario isolato, cioè libero dall'influenza gravitazionale di altri oggetti, composto da due stelle massicce legate gravitazionalmente per l'intera durata della loro evoluzione in sequenza principale (MS). In un sistema simile le due componenti si evolvono in oggetti compatti, cioè stelle di neutroni (NS) e buchi neri (BH); dunque bisogna innanzitutto capire quali processi evolutivi portino alla formazione di un oggetto compatto per una stella singola e come questo possa influenzare la sorte della binaria.

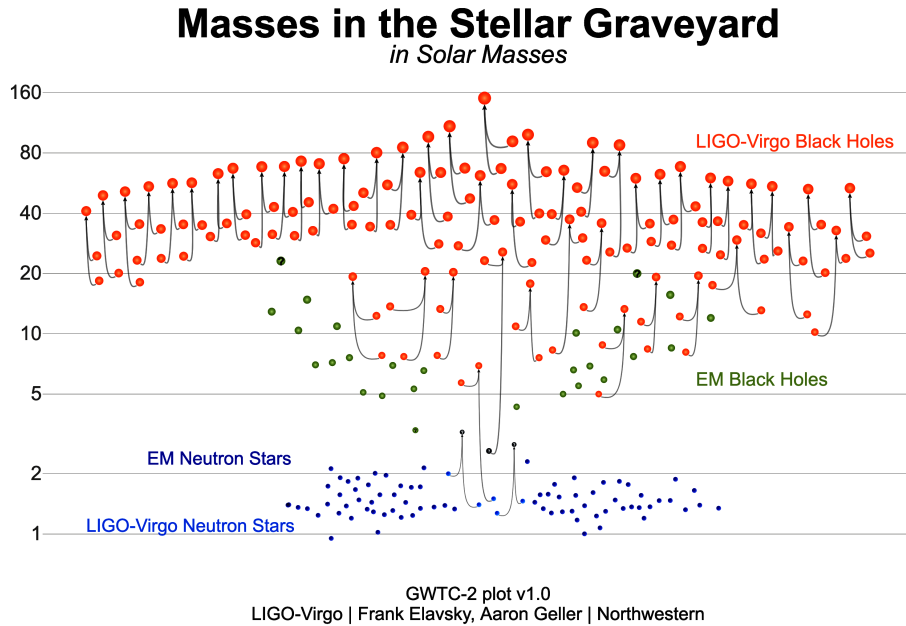


Figura 2: Masse osservate dei resti compatti lasciati da stelle in sistemi binari al termine della loro evoluzione. I punti azzurri e rossi sono rispettivamente le stelle di neutroni e i buchi neri stellari rilevati da LVC, mentre i punti blu e verdi sono stelle di neutroni e buchi neri la cui massa dinamica era stata rilevata in precedenza tramite tecniche interferometriche e spettroscopiche. I punti collegati da linee continue sono oggetti di cui si è osservata la fusione tramite onde gravitazionali e che hanno dato origine ad un terzo oggetto compatto

Evoluzione di una stella massiccia e formazione del buco nero

Il parametro fondamentale per predire i risultati dell'evoluzione è la massa della stella pre-supernova, che dipende da diverse condizioni: a influire in modo particolare sono i venti stellari, la rotazione della stella e le esplosioni di supernova.

I venti stellari hanno fondamentale importanza nel determinare la massa finale di una stella poiché sono responsabili di gran parte della perdita di massa durante la sua evoluzione. Nelle stelle fredde (giganti rosse, AGB stars) sono principalmente indotti dalla pressione di radiazione sulle polveri stellari, mentre nelle stelle calde e massicce (stelle O e B, WR stars) sono dovuti in genere all'accoppiamento del momento di fotoni e ioni metallici nell'atmosfera stellare. Nel caso di venti dovuti al coupling la perdita di massa risulterà proporzionale alla metallicità della stella secondo $\dot{m} \propto Z^{0.85} v_{\infty}^p$, dove v_{∞}^p è la velocità terminale del vento e $p = -1.23$ per stelle con temperatura efficace $T_{eff} \geq 25000K$ e $p = -1.60$ per temperature $12000K \leq T_{eff} \leq 25000K$: stelle massicce con metallicità solare ($Z = 1 Z_{\odot}$) possono perdere anche $2/3$ della propria massa, mentre per metallicità più basse ($Z = 0.005 Z_{\odot}$) quasi tutta la massa iniziale rimane conservata (M. Spera, M. Mapelli, and A. Bressan, 2015).

Anche la rotazione influenza l'evoluzione della stella. Il suo effetto è di aumentarne la luminosità e dunque la perdita di massa; inoltre incoraggia il mescolamento tra gli strati della stella, portando alla formazione di nuclei di elio e carbonio-ossigeno più massivi. Una massa totale finale minore e un nucleo di maggiori dimensioni hanno conseguenze rilevanti sul destino della stella.

Un altro fattore che influenza la perdita di massa è la presenza di campi magnetici superficiali, che hanno un effetto di smorzamento sui venti stellari, in particolare nel caso di stelle calde; tuttavia questo aspetto è raramente preso in considerazione dai modelli di formazione di oggetti compatti.

Per quanto riguarda le esplosioni di SN quando una stella massiccia ($m_{ZAMS} \geq 30M_{\odot}$) lascia la sequenza principale, dopo un tempo scala di qualche miliardo di anni, il suo raggio può aumentare anche di due ordini di grandezza e la stella diventa una gigante con nucleo di elio e involucro esterno di idrogeno. L'evoluzione può procedere

in due modi: o la stella collassa direttamente, senza esplosione, oppure produce una supernova di core-collapse (core-collapse SN). Nel primo caso si avrà la formazione di un buco nero massiccio poiché gran parte della massa della stella è coinvolta nel collasso; nel secondo caso il risultato sarà un oggetto compatto meno massiccio, dunque un buco nero di piccola massa o una stella di neutroni.

Dopo l'esplosione una parte della materia stellare può collassare verso il nucleo per non aver ricevuto abbastanza energia, producendo quindi un fallback. Se la stella ha subito una grande perdita di massa negli stadi pre-SN il fallback sarà meno efficace e la formazione di un BH sarà sfavorita per grandi masse iniziali.

Mentre la materia collassa verso l'interno, al centro della stella inizia a formarsi un oggetto compatto che cresce rapidamente per accrescimento di materia fino all'inizio dell'esplosione. Questo resto si evolverà in modo diverso a seconda della massa totale della stella all'inizio del collasso M_{fin} : tipicamente al di sotto di $25-30M_{\odot}$ l'evoluzione terminerà in una stella di neutroni, al di sopra di questo limite in un buco nero.

Dalle osservazioni di LIGO e Virgo si è ricavato che la maggior parte dei buchi neri nei sistemi binari considerati ha massa $> 20M_{\odot}$. È quindi preferibile il collasso diretto all'esplosione per ottenere buchi neri così massivi, cosa che permetterebbe la preservazione della binaria, dato che un collasso diretto non implica una variazione troppo rapida dei parametri da separare il sistema. Questo può succedere invece a causa del natal kick di una supernova, ovvero un fenomeno che imprime una velocità di rinculo al neonato oggetto compatto, probabilmente dovuto ad asimmetrie nel flusso di neutrini o nell'espulsione di materia: nel caso di una SN all'interno di un sistema binario tale spinta può allontanare le componenti della binaria o cambiarne le proprietà orbitali, ad esempio aumentandone l'eccentricità orbitale o disallineando gli spin dei due corpi. Per quanto riguarda le stelle di neutroni, sono state fatte diverse stime osservative sulla distribuzione di velocità dei natal kick con risultati contrastanti; non è ancora chiaro quale sia il miglior fit per le velocità osservate. Una delle interpretazioni dei dati ricavati prevede che i natal kick ricevuti dalle stelle di neutroni dipendano dal tipo di supernova (CC o electron-capture), o dalla binarietà della stella progenitrice. I dati riguardanti i natal kick di buchi neri provengono solo da distribuzioni spaziali, moti propri e proprietà orbitali di BH in binarie a raggi X e sono ancora più incerti. Molti modelli di buchi neri in sistemi binari assumono che i natal kicks di BH abbiano la stessa distribuzione di quelli delle NS, ma ridotti di un certo fattore che secondo le stime è suggerito dalla conservazione del momento angolare, o alternativamente dalla rilevanza della massa del fallback (Fryer et al., 2012).

Tutte le informazioni sui parametri finali di una stella possono essere ricavate solo nel momento del core collapse. C'è dunque bisogno di modelli che descrivano l'evoluzione di stelle massicce fino alla formazione del nucleo di ferro. Seguendo l'approccio semplificato di Fryer et al. (2012) si assume che la massa dei resti compatti dipenda solo dalla massa del nucleo di CO e dalla massa totale finale della stella (m_{CO} , M_{fin}): la prima determina l'avvenimento di una core-collapse SN o il collasso diretto in BH (se $m_{CO} > 11M_{\odot}$ si ha collasso diretto), la seconda determina la quantità di fallback sulla proto-NS (il nucleo). Secondo questa valutazione la massa di fallback può avere un impatto significativo e la SN risultare in un buco nero.

L'approccio di Ertl et al. (2016), che prende come parametri la massa entro cui l'entropia adimensionalizzata per barione s è pari a 4 ($M_4 = m(s=4)/M_\odot$) e la derivata della massa rispetto al raggio nello stesso punto ($\mu_4 = \left. \frac{dm/M_\odot}{dr/10000km} \right|_{s=4}$), prevede invece che una supernova riuscita produca una stella di neutroni poiché il fallback risulterebbe trascurabile.

Modelli di questo tipo possono predire con sufficiente precisione il destino finale di una stella massiccia, nonostante numerosi dettagli dell'evoluzione vengano trascurati all'inizio del collasso.

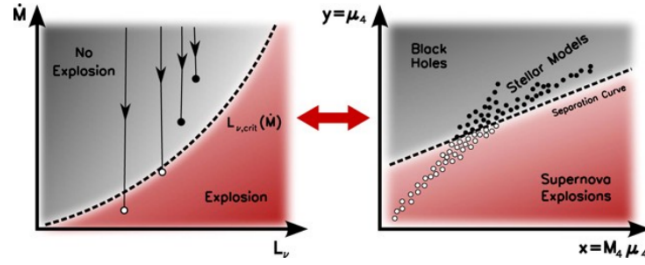


Figura 3: Rappresentazione delle condizioni che permettono un'esplosione SN all'inizio del collasso di una stella. Nel grafico di sinistra è rappresentata la derivata della massa in funzione della luminosità dei neutroni L_V ; a destra è plottato $\mu_4(\propto \dot{M})$ contro il prodotto $M_4\mu_4(\propto L_V)$. In entrambe le figure le stelle sotto la curva di separazione andranno incontro ad una SN. Il modello di Ertl prevede che al di sopra della curva le stelle collassino direttamente in un BH (Ertl et al.(2016)).

È difficile prevedere la massa del resto compatto anche sapendo che la supernova non avverrà. Fondamentale nel contesto di un'esplosione fallita è il destino dell'involucro stellare: dato che l'involucro di una stella massiccia risulta debolmente legato è sufficiente che gli venga fornita una piccola quantità di energia perché si distacchi. In generale la quantità di massa persa dalla stella risulta essere una funzione monotona decrescente del parametro di compattezza dell'involucro, $\xi_{env} = \frac{M_{cc}/M_\odot}{R_{cc}/R_\odot}$, dove M_{cc} e R_{cc} sono rispettivamente massa e raggio totale all'inizio del core-collapse. La massa espulsa risulta essere di qualche massa solare per le stelle super-giganti rosse e circa una massa solare per le stelle super-giganti blu e per le stelle Wolf-Rayet, più compatte. Ci sono comunque ancora incertezze sulla perdita di massa durante le fasi di super-gigante rossa e blu, e non è ancora stato proposto un modello convettivo totalmente valido.

Per stelle molto massicce il parametro fondamentale per determinare il destino finale è la massa del nucleo di elio, m_{He} . Se la stella è in grado di formare un nucleo di He di $m_{He} > 30M_\odot$ alla fine del bruciamento del carbonio, una grande quantità di energia termica viene utilizzata per la produzione di coppie elettrone-positrone invece di fornire pressione di radiazione al nucleo, producendo una improvvisa contrazione del nucleo di CO, prima della formazione del ferro (processo di pair instability). Se $m_{He} > 135M_\odot$, il processo di contrazione non può essere invertito e la stella collassa direttamente in un BH. Se $64M_\odot < m_{He} < 135M_\odot$, il collasso porta al bruciamento di elementi più pesanti e infine ad una pair-instability SN che non lascia resti compatti (il limite inferiore è fissato da temperatura minima e condizioni di densità nel nucleo necessarie per l'instabilità di coppia, quello superiore dall'uguaglianza dell'energia di legame della stella all'energia generata nel bruciamento esplosivo del nucleo). Per masse tra 32 e $64 M_\odot$ la produzione di coppie elettrone-positrone induce pulsazioni del nucleo che innescano un'ulteriore perdita di massa (pulsational pair instability): dopo una serie di eventi di questo tipo si giungerà alla formazione di un nucleo di ferro con

conseguente core-collapse che lascerà resti compatti, poiché la stella non sarà più in grado di sostenere l'instabilità di coppia. L'effetto della pair-instability di pulsazione è di produrre un gap nel range di masse dei buchi neri tra $40-70 M_{\odot}$ e $120 M_{\odot}$.

Evoluzione in binaria

In un sistema binario le due stelle massicce coinvolte termineranno la loro evoluzione in sequenza principale in momenti diversi. L'evoluzione in binaria coinvolge ulteriori processi che si aggiungono a quelli sopra descritti, e che possono cambiare in modo fondamentale il destino del sistema.

Il trasferimento di massa è uno di questi processi fondamentali. Nella cosiddetta approssimazione di Roche si assume che le orbite delle due stelle siano circolari e che il campo gravitazionale da esse generato sia pari a quello generato da due masse puntiformi. Fatte queste assunzioni le superfici equipotenziali attorno alle stelle assumono sul piano orbitale una forma circolare: ogni stella domina gravitazionalmente una regione quasi sferica ad essa circostante. Spostandosi verso il centro di massa del sistema la forza centrifuga e l'effetto mareale della compagna causano un allungamento della superficie equipotenziale lungo la linea del centro di massa.

I processi evolutivi della binaria sono legati ai lobi di Roche, ovvero le superfici equipotenziali attorno a ciascuna stella entro le quali la materia è gravitazionalmente più attratta da tale stella, dalla caratteristica sezione a 8. Quando una stella arriva a espandersi oltre il proprio lobo di Roche inizia a trasferire massa alla compagna attraverso il punto Lagrangiano L_1 di contatto tra i due lobi.

Se il trasferimento di massa è instabile, la compagna non è in grado di acquisire tutto il materiale ricevuto, che andrà a formare un involucro comune detto appunto common envelope (CE) intorno alle due stelle: l'involuppo non è più in co-rotazione con i due corpi centrali, che iniziano un processo di avvicinamento a spirale dovuto all'azione di frizione del gas circostante.

In genere si considera che un sistema di questo tipo sia formato da una gigante nelle fasi finali della propria evoluzione e da una compagna in sequenza principale o un oggetto compatto (come nel caso delle binarie X). Durante questa fase il destino della binaria può cambiare drasticamente, in base a parametri quali la massa e composizione delle stelle, la separazione orbitale e l'eccentricità dell'orbita; in particolare il sistema può giungere velocemente a coalescenza e nel caso di una binaria di oggetti compatti

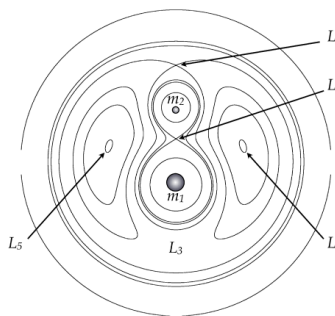


Figura 4: Sezione delle superfici equipotenziali attorno alle due stelle di massa m_1 e m_2 .

tale evento può essere rilevato sotto forma di onde gravitazionali.

Evoluzione mareale

Il trasferimento di massa avviene nella maggior parte dei casi quando il sistema ha già raggiunto la sincronizzazione spin-orbita, ovvero il periodo di rotazione delle due componenti è pari al periodo orbitale. Uno dei meccanismi principali con cui si arriva alla corotazione è l'interazione mareale tra le due stelle.

Sappiamo da dati osservativi che la rotazione stellare in un sistema binario tende a sincronizzarsi con il moto orbitale, risultando più veloce o più lenta di come sarebbe per le medesime stelle isolate. Poiché le due stelle non necessitano un contatto diretto per raggiungere la sincronizzazione se ne deduce che deve essere coinvolto un processo come la frizione mareale, che ha quindi effetti significativi sull'orbita di una binaria stretta. L'effetto dell'interazione mareale è di "allungare" una stella lungo la congiungente con il centro di massa del sistema, a causa dell'interazione con un campo gravitazionale esterno variabile; se il periodo di rotazione della stella è minore del periodo orbitale allora i rigonfiamenti mareali si disallineano rispetto alla congiungente dei centri.

Se all'interno della stella agiscono processi di dissipazione energetica (dati ad esempio da turbolenze viscosi o processi radiativi nell'involuppo) la marea si disallinea dalla linea dei centri e il risultato è un momento torcente che trasferisce momento angolare tra lo spin stellare e orbitale: l'energia dunque si dissipa nelle deformazioni mareali, diminuendo l'energia totale. La variazione di parametri orbitali (quali l'eccentricità e i momenti angolari) può allora portare ad un rapido avvicinamento dei due corpi (spiral-in) o ad una tendenza asintotica ad uno stato di equilibrio, caratterizzato dalla corotazione delle stelle e da orbite circolari. Questo stato corrisponde all'energia minima per un dato momento angolare e all'allineamento degli assi spin-orbita.

Possiamo dividere le maree in due componenti, che hanno diversa rilevanza a seconda dei processi dissipativi responsabili del momento torcente. La prima è la marea cosiddetta statica, che si descrive approssimando il corpo ad un fluido con massa concentrata nel baricentro; si assume che le forze di volume della stella bilancino sempre la pressione P , la stella sia cioè in equilibrio idrostatico: $\nabla P = -\rho \nabla \psi$ (dove ρ è la densità, $\psi = \phi + U_{tidal}$ è la somma del potenziale gravitazionale e mareale). La superficie esterna della stella è allora una superficie equipotenziale di ψ dove ρ e P sono costanti; ad un osservatore solidale al sistema della stella tale superficie apparirà statica.

La marea statica ha importanza in particolare in stelle con involucro convettivo, dove la dissipazione di energia avviene in modo molto efficace a causa di turbolenze di natura viscosa nelle zone di convezione.

La seconda componente è la marea dinamica: deriva dal considerare la stella come un corpo fluido che si comporti come un oscillatore a causa della rotazione differenziale nell'interno stellare, a cui le sollecitazioni mareali impongono-

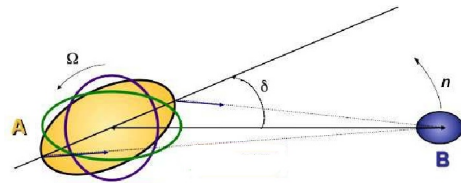


Figura 5: Esempio di sistema in interazione mareale. Il corpo B esercita una forza mareale sul A, le cui deformazioni non sono allineate con la linea dei centri a causa di frizioni interne. La componente verde è la marea statica, quella viola la dinamica.

no una deformazione dinamica oscillante. Tale marea spiega la sincronizzazione spin-orbita di sistemi che coinvolgono stelle con involucro radiativo, dove sono presenti fenomeni di pulsazione adiabatici che rendono asimmetriche le deformazioni mareali: in questo caso i meccanismi di smorzamento viscoso non sono efficaci, dato che produrrebbero un momento torcente troppo debole per giustificare la sincronizzazione osservata in sistemi stretti; questa si spiega invece efficacemente con l'azione della dissipazione radiativa sulla marea dinamica, che in questo caso ha rilevanza maggiore rispetto alla statica.

Le maree, e la conseguente sincronizzazione spin-orbita, possono avere effetti non trascurabili sulla fase di CE. Ad esempio venti causati da effetti mareali (soprattutto per stelle massicce vicine al limite di Humphreys-Davidson) possono provocare una gran perdita di massa e addirittura l'espulsione totale dell'involucro, oltre ad aumentare la separazione della binaria, rendendo impossibile il raggiungimento del CE (Tout and Eggleton (1988)). Inoltre l'alta velocità di rotazione indotta dalla sincronizzazione prima della fase di Roche lobe overflow può accelerare la perdita di massa anche quando la stella primaria entra nella fase gigante, di nuovo impedendo il CE. Si stima che gli effetti mareali diventino significativi quando la separazione orbitale è due-tre volte più grande del raggio della gigante coinvolta (Ivanova et al. (2013)).

Soker (1996) ha inoltre osservato che a causa di interazioni mareali continue una gigante (che sta terminando l'evoluzione lungo l'AGB o il RGB) può essere spinta dalle maree a separazioni maggiori:

$$a_{max} \simeq 5R_g \left(\frac{\tau_{ev}}{10^6 \text{yr}} \right)^{1/8} \left(\frac{M_2}{0.1M_\odot} \right)^{1/8} F(L_g, R_g, M_{env})$$

dove F è una funzione di luminosità, raggio e massa dell'involucro della primaria. Ciò che è importante notare è che, qualitativamente, la separazione massima cresce con la massa della compagna.

Perché avvenga il CE è necessario che a seguito della sincronizzazione il sistema sia soggetto ad instabilità di Darwin. Questa avviene come conseguenza della rimozione di momento angolare dall'orbita della binaria, che causa una diminuzione del periodo orbitale (dunque un'accelerazione degli spin). In una binaria legata marealmente (tidally locked) la gigante si espande, sottraendo momento orbitale all'orbita, e il tidal locking la costringe ad estrarre ulteriore momento per mantenere la sincronizzazione, a causa dell'avvenuta riduzione del periodo orbitale. Se l'inerzia dell'orbita della binaria è molto più grande dell'inerzia di entrambi i corpi questo scambio di momento non destabilizza la binaria, ma più spesso il sistema non è in grado di mantenere l'equilibrio; le stelle entreranno allora in CE. Per un sistema tidally locked la condizione per evitare tale instabilità è che il momento orbitale d'inerzia J_{orb} sia almeno tre volte il momento d'inerzia della gigante, $J_{orb} > 3J_g = 3r_{gyr}^2 M_{env} R_g^2$ (Hut 1980) (dove r_{gyr} è il raggio di rotazione della gigante). Si assume che il momento d'inerzia della gigante sia molto maggiore di quello dell'altra stella; più grande è la differenza di dimensioni tra le due

stelle più il sistema tenderà all'instabilità.

Trasferimento di massa

Il trasferimento di massa avviene in sistemi binari con separazione orbitale relativamente piccola e può verificarsi tramite venti stellari o attraverso il riempimento da parte di una delle due stelle del proprio lobo di Roche.

Quando una stella massiccia perde materia a causa dei venti stellari la compagna può essere in grado di catturare parte di tale materiale; le condizioni da considerare sono la quantità di massa persa e la velocità relativa del vento rispetto alla stella compagna, parametri legati dalla formula di Hurley et al. (2002) che descrive il tasso medio di accrescimento di massa

$$\dot{m}_2 = \frac{1}{\sqrt{1-e^2}} \left(\frac{Gm_2}{v_w^2} \right)^2 \frac{\alpha_w}{2a^2} \frac{1}{[1 + (v_{orb}/v_w)]^{3/2}} |\dot{m}_1|,$$

dove e è l'eccentricità della binaria, G la costante gravitazionale, m_2 la massa della stella secondaria, v_w la velocità del vento, $\alpha_w \sim 3/2$ una costante di efficacia, a il semiasse maggiore del sistema, $v_{orb} = \sqrt{G(m_1 + m_2)}/a$ la velocità orbitale della binaria; m_1 è la massa della stella donatrice e \dot{m}_1 il relativo tasso di perdita di massa. Poiché il tasso di perdita di massa della stella primaria è in generale basso ($|\dot{m}_1| < M_\odot \text{ yr}^{-1}$) e la velocità del vento alta ($> 1000 \text{ km s}^{-1}$ per venti line-driven) questo processo di accrescimento risulta spesso inefficiente. Importanti eccezioni sono le binarie X molto massicce, in particolare quelle in cui la stella secondaria è una WR.

Molto più efficiente è il trasferimento di massa tramite riempimento del lobo di Roche (Roche-lobe overflow, RLOF). Le assunzioni già fatte per la descrizione dei lobi di Roche (orbite circolari, campi gravitazionali generati da masse puntiformi) sono in genere adeguate, dato che nella maggior parte dei casi la frizione mareale elimina l'eccentricità orbitale in tempi scala minori di quelli nucleari. Il raggio del lobo di Roche è definito secondo Eggleton (1983) come

$$R_{L1} = a \frac{0.49q_1^{2/3}}{0.6q_1^{2/3} \ln 1 + q_1^{1/3}}$$

dove a è il semiasse maggiore dell'orbita e $q_1 = M_1/M_2$ rapporto di massa della stella primaria, accurato al 2% per $0 < q_1 < \infty$.

Questo tipo di trasferimento può essere indotto da diversi meccanismi ed in particolare: dall'espansione della stella a riempire il proprio lobo di Roche a seguito del processo evolutivo; dalla perdita di momento angolare che causa una contrazione dell'orbita; o ancora, da processi instabili di dissipazione mareale che spingono la stella secondaria nell'involuppo della primaria. Durante il trasferimento si assume che le due stelle percorrano orbite circolari in corotazione.

Quando la stella primaria si espande oltre il suo lobo di Roche ($R_1 > R_{L1}$) una parte ΔM_{1R} della sua massa confluisce attraverso il punto Lagrangiano L1 verso la compagna, che ne acquisisce una frazione ΔM_{2R} . Questo comporta anche una variazione nei parametri orbitali della binaria. In particolare nel caso molto probabile di un trasferimento non conservativo si verifica una perdita di momento angolare che porta ad una riduzione del semiasse maggiore dell'orbita.

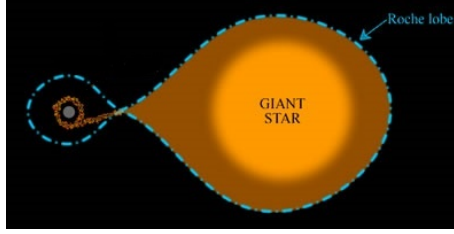


Figura 6: Sistema binario in cui la gigante trasferisce materiale alla compagna a seguito del riempimento del proprio lobo di Roche

Sono da tenere in considerazione tutti i normali processi di evoluzione in binaria, quali le variazioni di massa dovute ai venti stellari e i relativi cambiamenti di J_{orb} e J_{spin} , e le conseguenze della frizione mareale.

È fondamentale comprendere se il trasferimento sia stabile o meno e su quale tempo scala avvenga; è allora utile in primo luogo definire i tempi scala su cui la stella risponde a perturbazioni dello stato di equilibrio:

- tempo scala dinamico: caratterizza il ristabilimento dell'equilibrio idrostatico dopo che esso è stato perturbato. Può essere stimato dal tempo di free fall (ossia il tempo scala di collasso della stella sotto l'azione della sola autogravità) come:

$$\tau_{dyn} \approx \frac{1}{(G \langle \rho_d \rangle)^{1/2}} \approx 5 \times 10^{-5} \left(\frac{M_d}{M_\odot} \right)^{-1/2} \left(\frac{R_d}{R_\odot} \right)^{3/2} \text{ yr}$$

dove ρ_d , M_d e R_d sono densità, massa e raggio della stella donatrice

- tempo scala termico: denota la risposta ad una perturbazione dell'equilibrio termico, dovuta ad un disequilibrio tra la produzione e il rilascio di energia. Si stima utilizzando il rapporto tra l'energia termica contenuta dalla stella e la luminosità:

$$\tau_{th} \approx \frac{GM_d^2/R_d}{L} \approx 3 \times 10^7 \left(\frac{M_d}{M_\odot} \right)^2 \left(\frac{R_d}{R_\odot} \right)^{-1} \left(\frac{L_d}{L_\odot} \right)^{-1} \text{ yr}$$

- tempo scala nucleare: denota il tasso con cui viene consumato il carburante nucleare. Il bruciamento dell'idrogeno è la fase di bruciamento più lunga e il tempo scala si descrive come:

$$\tau_{nuc} \approx \frac{M_C \epsilon_N}{L} \approx 10^{10} \left(\frac{M_d}{M_\odot} \right) \left(\frac{L_d}{L_\odot} \right)^{-1} \text{ yr}$$

dove M_C è la massa del nucleo stellare e ϵ_N è l'energia per grammo rilasciata dal bruciamento dell'idrogeno.

Un buon approccio per la descrizione del RLOF è quello seguito da Tout et al. (1997), che descrive la stabilità del trasferimento di massa seguendo la relazione $R \propto m^\zeta$ tra

massa e raggio stellare, dove l'esponente ζ descrive la variazione del raggio in risposta ad una variazione di massa. In questo modo è possibile comprendere se il trasferimento è stabile e su quale tempo scala, informazioni fondamentali per predire i risultati di questo processo. Seguendo questo ragionamento la variazione radiale della stella primaria si descrive come

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

dove ζ denota la risposta termica o adiabatica del raggio alla perdita di massa, identificate rispettivamente da ζ_{eq} e ζ_{ad} . Ugualmente anche il lobo di Roche corrispondente varierà le sue dimensioni, cambiamento stimabile da

$$\frac{dR_{L1}}{dr} = \frac{\partial R_{L1}}{\partial t} + \zeta_L \frac{R_{L1}}{m_1} \frac{dm_1}{dr}$$

dove ζ_L identifica un'espansione o restringimento del lobo.

Il rapporto tra ζ e ζ_L esprime la stabilità del trasferimento. Se $\zeta_L > \zeta_{ad}$ la stella si contrae più lentamente del proprio lobo (ovvero, il raggio della primaria si espande più velocemente del raggio del lobo) e il trasferimento avviene in modo instabile; in caso contrario il trasferimento rimane stabile finché il raggio stellare non varia a seguito del bruciamento nucleare.

Il trasferimento di massa dinamico (instabile) si verifica in particolare per stelle con profonde zone di convezione e stelle degeneri, dunque nel caso di giganti, stelle di piccola massa nella sequenza principale, e nane bianche, a meno che la stella secondaria non abbia massa maggiore della primaria. Il trasferimento avviene allora quando $q_1 > q_{crit}$, dove il rapporto di massa critico si ha per $\zeta_{ad} = \zeta_L$, dove $\zeta_L \approx 2.13q_1 - 1.67$ (Tout et al. 1997), oltre il quale il trasporto è conservativo.

Per stelle giganti vale in genere la relazione $r \propto m^{-x}$ dove $\zeta_{ad} = -x$ se $\zeta_{ad} = \zeta_{eq}$, ma se la massa dell'involuppo della gigante è piccola la relazione raggio-massa non vale più e bisogna modellare il loro rapporto in modo diverso: vale

$$\zeta_{ad} \approx \zeta_{eq} \approx -x + 2 \left(\frac{M_C}{M} \right)^5$$

e

$$q_{crit} = \left(1.67 - x + 2 \left(\frac{M_C}{M} \right)^5 \right) / 2.13$$

per il rapporto di massa critico sopra al quale il trasferimento è dinamico.

In generale trattiamo tutti i casi con $q_1 > q_{crit}$, con primaria gigante, come casi di evoluzione in common envelope. Per stelle di piccola massa $q_{crit} = 0.695$ mentre per nane bianche $q_{crit} = 0.628$ (Tout et al., 1997).

Se $\zeta_L < (\zeta_{ad}, \zeta_{eq})$ il trasferimento di massa è stabile fino a che l'evoluzione nucleare non provoca un'ulteriore espansione della stella, non è cioè autoindotto e il raggio della stella rimane confinato all'interno del proprio lobo di Roche e la stella rimane in equilibrio termico. Quando la stella riempie di nuovo il lobo il trasferimento di massa avviene sempre più velocemente secondo

$$\dot{M}_{1R} = F(M_1) [\ln(R_1/R_{L1})]^3 M_\odot \text{ yr}^{-1}$$

dove

$$F(M_1) = 3 \times 10^{-6} [\min(M_1, 5.0)]^2$$

viene scelto sperimentalmente tale da assicurare un trasferimento costante. Questo è il caso in particolare di sistemi Algol e CVs (variabili cataclismiche, in genere formate da una nana bianca e una stella donatore di massa, solitamente nana rossa o subgigante; questo tipo di sistema richiede una fase di CE).

Se $\zeta_{eq} < \zeta_L < \zeta_{ad}$ il trasferimento è instabile su tempo scala termico: ciò significa che la primaria non è in grado di rimanere in equilibrio termico e perde massa, continuando a restringersi ed espandersi all'interno del lobo. Se il rapporto di massa q_1 è abbastanza grande, ζ_L può superare ζ_{ad} e come risultato del trasferimento di massa dinamico il sistema entra in fase di CE. Per quanto riguarda stelle di piccola massa (di sequenza principale), il processo di trasferimento avviene in modo dinamico, essendo queste caratterizzate da un involucro fortemente convettivo, se $q_1 > 0.695$: in questo caso si assume che l'intera stella oltrepassi il proprio lobo di Roche su tempi scala dinamici, portando alla formazione di un'unica stella. Infine, se una nana bianca si evolve a riempire il proprio lobo significa che la compagna è un oggetto degenere (una nana bianca di dimensioni maggiori, una stella di neutroni o addirittura un buco nero). Il trasferimento avviene con un tasso costante, ma se $q_1 > 0.628$ il processo accelera diventando dinamico e portando alla fusione su tempi scala dinamici.

Il trasferimento può dunque essere instabile su tempi scala termici o dinamici, identificati da ζ_{eq} o ζ_{ad} . Inoltre se è dinamicamente instabile, o entrambe le stelle si espandono oltre il raggio del proprio lobo, ci si aspetta che il sistema entri in fase di CE nel caso di un distinto gradiente di densità tra nucleo e involucro della primaria, o che fonda se tale gradiente è trascurabile.

Common envelope (CE)

La fase di evoluzione in involucro comune (common envelope evolution, CEE) venne introdotta da Paczynski e van den Heuvel nel 1976 per spiegare l'osservazione di binarie che comprendessero almeno un oggetto degenere e caratterizzate da un breve periodo orbitale (dell'ordine di giorni o ore) e una distanza orbitale molto ridotta, addirittura minore della somma dei raggi delle due stelle durante la MS. Oggi questi sistemi sono noti come binarie post-CE e le loro caratteristiche si spiegano ipotizzando che le stelle condividessero un unico involucro, e che l'interazione dissipativa con questo involucro abbia causato la sua rimozione e un cambiamento dei parametri orbitali, o addirittura la fusione del sistema.

La fase di CE è un processo estremamente importante nell'evoluzione di molte tipologie di sistemi binari, in particolare appunto quelli che coinvolgono almeno un oggetto compatto, come i progenitori di supernovae Ia, binarie a raggi X e BNS; è dunque necessario comprendere i suoi effetti per avere una migliore comprensione dei buchi neri stellari a noi più vicini e delle sorgenti di onde gravitazionali di tipo stellare.

Un'evidenza diretta di questo processo è inoltre l'esistenza di nebulose planetarie che contengano un sistema di due nuclei molto vicini tra loro, in cui l'involucro comune espulso è la nebulosa stessa.

Come già accennato, la fase di CE avviene quando le due componenti del sistema ruotano intorno al centro di massa comune circondate da un unico involucro. I meccanismi che portano a questa evoluzione sono vari (perdita di momento orbitale per venti stellari magnetici o radiazioni di onde gravitazionali con conseguente riduzione delle dimensioni orbitali; dissipazioni mareali instabili che spingono una compagna di piccola massa nell'involucro della primaria), ma il più frequente è l'espansione oltre il lobo di Roche dell'involucro di una delle due stelle a causa dell'esaurimento di carburante nucleare. In questo caso il successo del CE dipende da diversi fattori, quali il rapporto di massa $q_1 = M_1/M_2$ delle due componenti, lo stato evolutivo della secondaria, e la profondità dello strato convettivo della donatrice all'inizio del trasferimento di massa. Ad esempio, se l'involucro convettivo è molto profondo il raggio stellare tende ad espandersi in risposta alla perdita di massa e il tempo scala di trasferimento risulta minore del tempo scala termico della stella; in questo caso la compagna è in grado di rispondere all'accrescimento in tempi scala sufficientemente lunghi da permettere al materiale di accumularsi intorno ad essa fino a riempirne il lobo, e a questo punto il sistema entra in CE. Maggiore il valore di q_1 , maggiore sarà la differenza dei tempi scala e dunque sarà più probabile che si sviluppi una fase di CE.

Il sistema all'inizio della CEE è formato da due nuclei stellari (o un nucleo e un oggetto compatto, a seconda della natura della stella secondaria) circondati da un involucro comune non più in corotazione col sistema; i due corpi centrali iniziano allora ad avvicinarsi rapidamente con un movimento a spirale (spiral-in), trascinati dal gas dell'involucro, e perdono energia orbitale che viene trasferita all'envelope e ne provoca l'espansione. Se lo spiral-in è abbastanza rapido, può portare direttamente all'espulsione dell'involucro, o alla fusione del sistema su tempi scala dinamici tramite meccanismi che però non sono ancora sufficientemente compresi.

Se l'involucro si espande abbastanza da permettere un rallentamento dello spiral-in, il sistema entra in uno stato autoregolato durante il quale i nuclei (o il nucleo e l'oggetto compatto) rilasciano lentamente energia, a causa dell'attrito con l'involucro, ed una parte di essa viene convertita in energia termica che riscalda l'involucro ed è irradiata dalla superficie rendendo più debole il suo legame con il sistema, diminuendo cioè la sua energia di legame. Quest'ultima fase avviene lungo tempi scala termici dell'involucro (anche centinaia di anni) e termina o con l'espulsione dello stesso o quando uno dei due corpi centrali riempie nuovamente il proprio lobo di Roche. A sua volta quest'ultimo processo può risultare in una lenta fusione o, nuovamente, nella rimozione dell'involucro (Ivanova et al. 2013; Ivanova 2002). Secondo Podsiadlowski (2001) è molto probabile che questa fase di lento avvicinamento termini con l'espulsione, dato che tutta l'energia può essere trasportata in superficie e irradiata; in particolare l'espulsione avviene se il tempo scala di deposizione dell'energia sulla superficie è minore del tempo scala dinamico dell'involucro. Le simulazioni di Podsiadlowski (figura 7) mostrano inoltre che la rimozione è totale per una primaria RSG di $15M_\odot$ e una secondaria con involucro convettivo di $2M_\odot$, parziale per una secondaria di $5M_\odot$ e infine trascurabile per secondaria di $10M_\odot$, suggerendo un criterio controintuitivo in quanto maggiore è l'energia orbitale disponibile, meno catastrofico sembra essere l'epilogo di questa fase. Ciò dipende tuttavia dal considerare inizialmente l'involucro in corotazione con il moto orbitale, che potrebbe non essere realistica.

Simulazioni con secondarie con involuppo radiativo hanno prodotto risultati leggermente diversi, a causa della diversa distribuzione di densità che risulta molto bassa nelle parti più esterne dell'involuppo. Poiché la luminosità dovuta all'attrito è proporzionale alla densità ne consegue che il tempo di spiral-in sia molto lungo, anche dell'ordine di migliaia di anni. In seguito la luminosità aumenta accelerando l'espansione dell'involuppo e portandolo vicino alla velocità di fuga dal sistema.

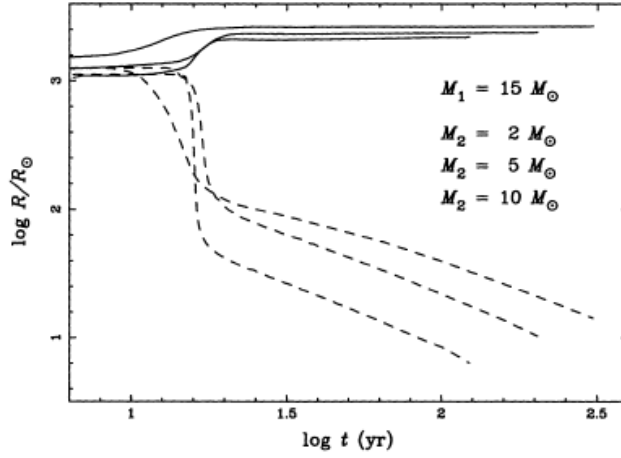


Figura 7: Simulazioni "quasi-idrostatiche" per lo spiral-in di stelle secondarie all'interno dell'involuppo di una RSG di $15M_{\odot}$. Le curve continue mostrano il raggio dell'involuppo comune, mentre le curve tratteggiate rappresentano la posizione ipotizzata della secondaria all'interno dell'involuppo. Le secondarie hanno massa 2, 5 e $10 M_{\odot}$ rispettivamente (dal basso verso l'alto per $\log(t)$ elevato) Podsiadlowski (2001)

In questo caso allora l'espulsione dell'involuppo potrebbe essere dovuta a venti guidati dalla frizione più che a meccanismi dinamici, come nel caso di un involuppo convettivo.

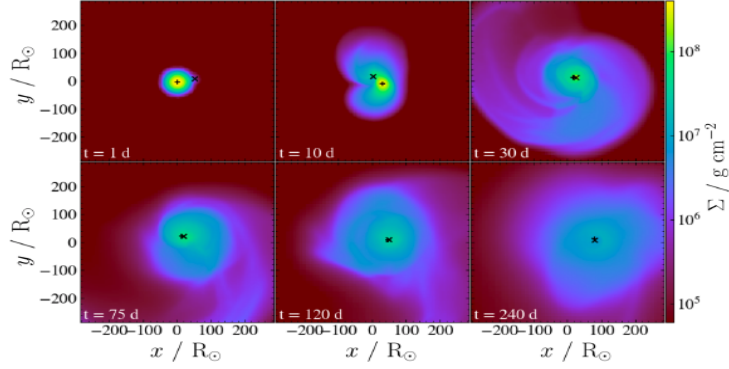
La binaria dunque sopravvive alla fase di CE se l'energia di legame è sufficientemente bassa da permettere il rilascio dell'envelope, risultando in un sistema formato da due nuclei (da un nucleo e un compatto) la cui separazione orbitale sarà minore di quella precedente alla CE a causa dello spiral-in. Un sistema simile può eventualmente evolvere in un BBH con semiasse maggiore molto minore di quello iniziale (ad esempio: le simulazioni idrodinamiche di Prust and Chang 2019 di evoluzione in CE riportano una diminuzione della separazione da $52R_{\odot}$ a $3.6R_{\odot}$ e $3.2R_{\odot}$ in un periodo di 240 giorni), e sarà in grado di fondere entro un tempo scala di Hubble per emissione di onde gravitazionali.

Se invece l'involuppo non viene espulso i due nuclei continueranno ad avvicinarsi fino a fondersi, impedendo quindi la formazione di un BBH.

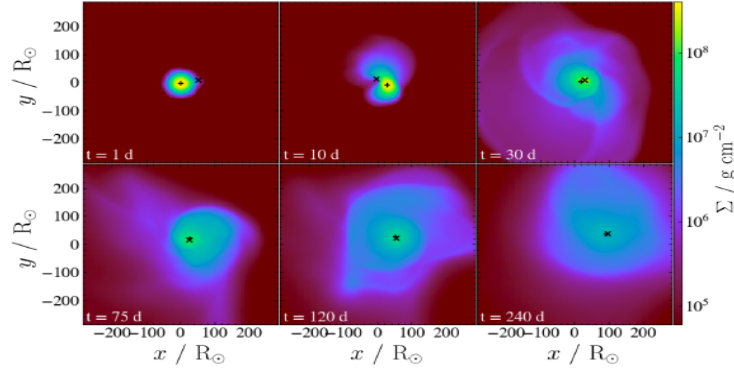
Oltre a semiasse e periodo orbitali anche l'eccentricità subisce variazioni a causa della CEE. Il suo andamento si può ricavare (secondo Ivanova et al. 2013) esprimendo l'energia orbitale E in funzione del momento angolare J , dell'eccentricità e , della massa della primaria M_1 e della massa ridotta μ

$$E = -\frac{G^2 M_1^2 \mu^3 (1 - e^2)}{2J^2}$$

Per $dE \approx 0$ (condizione ragionevole all'inizio dello spiral-in, assumendo M e μ costan-



(a) Proiezione della densità Σ con il 95% di corotazione. Il segno + identifica il nucleo della gigante rossa (primaria), il segno \times la compagna.



(b) Proiezione della densità Σ con lo 0% di corotazione. Il segno + identifica il nucleo della gigante rossa (primaria), il segno \times la compagna.

Figura 8: Serie temporale di proiezioni della densità sul piano x-y durante lo spiral-in in sei momenti diversi. Prust and Chang (2019)

ti) si ha:

$$\frac{de^2}{1-e^2} \approx -2 \frac{dJ}{J}$$

da cui si nota che l'eccentricità deve crescere tanto velocemente quanto è rapido il trasferimento di momento angolare all'involuppo. In generale le simulazioni idrodinamiche 3D mostrano un leggero aumento dell'eccentricità alla fine della fase di CE, ad esempio: Ohlmann et al. (2015) trova che per un sistema formato da due stelle di 1 e 2 M_{\odot} l'orbita inizialmente circolare si stabilizza alla fine della simulazione con $e=0.18$; Passy et al. (2012a) rilevano $e = 0.1$ al termine della fase di CE. Inoltre Rick & Taam (2012) hanno determinato che l'eccentricità post-CE risulta leggermente maggiore per sistemi già eccentrici, a causa di velocità orbitale o distanza orbitale maggiori.

Il formalismo analitico più utilizzato per descrivere la CEE è il cosiddetto formalismo $\alpha\lambda$: si basa sull'ipotesi che l'energia necessaria per slegare l'involuppo derivi

unicamente dalla dissipazione di energia orbitale dei due nuclei durante il moto. In questo modo possiamo esprimere l'energia di legame, ovvero l'energia richiesta per disperdere l'involuppo a distanza infinita, come differenza dell'energia orbitale dei due nuclei prima e dopo la fase di CE:

$$\Delta E = \alpha_{CE} \Delta E_{orb} = \alpha_{CE} (E_{orb,i} - E_{orb,f}) = \alpha_{CE} \left(-\frac{Gm_1m_2}{2a_i} + \frac{Gm_{1,c}m_{2,c}}{2a_f} \right)$$

dove a_i, a_f sono la separazione iniziale e finale della binaria, m_1 e m_2 le masse stellari iniziali e $m_{1,c}, m_{2,c}$ le masse finali delle stelle che hanno perso il proprio involuppo; α_{CE} è un parametro adimensionale che identifica la frazione di energia orbitale effettivamente utilizzata nell'espulsione dell'involuppo; in termini della separazione finale del sistema $\alpha_{CE} = a_f/a_f^0$, dove a_f^0 è la distanza finale che i due corpi avrebbero se l'espulsione dell'involuppo tramite cessione di energia orbitale fosse efficiente al 100%. Si assume che il valore di α_{CE} sia compreso tra 0.1 e 1, si abbia cioè conservazione dell'energia (Izzard et al., 2012). Se il secondo corpo è già un oggetto compatto, $m_2 = m_{2,c}$ è la massa di tale oggetto. L'energia di legame dell'involuppo è

$$E_{bind} = \frac{G}{\lambda} \left(\frac{m_{1,env}m_1}{R_1} + \frac{m_{2,env}m_2}{R_2} \right)$$

dove $m_{1,env}$ e $m_{2,env}$ sono le masse degli involuppi della stella primaria e secondaria, R_1 e R_2 i raggi della primaria e della secondaria, e λ è un parametro che descrive la concentrazione dell'involuppo e dipende dunque dalla particolare struttura di ciascuna stella, anche se molti studi di sintesi di popolazione stellare lo assumono costante pari a 0.5 (Nelemans et al. 2000; Hurley et al. 2002).

Eguagliando $\Delta E = E_{bind}$ è possibile derivare il valore finale del semiasse maggiore per il quale l'involuppo viene espulso: se questo risulta minore dei raggi dei due nuclei sommati, o dei raggi dei lobi dei due nuclei, allora il sistema giungerà a fusione durante la fase di CE; in caso contrario la binaria sopravvive e a_f costituisce la separazione finale del sistema. Assumiamo in questo caso che l'espulsione dell'involuppo sia isotropica e che entrambi i corpi rimasti emergano dalla fase di CE in corotazione col moto orbitale.

Naturalmente questo formalismo non è ottimale poiché trascura molti fattori energetici che però complicherebbero notevolmente le equazioni coinvolte. Sarebbe infatti doveroso prendere in considerazione altri fattori, in particolare se l'espulsione della CE avviene durante lo stadio più lento dello spiral-in (Ivanova & Chaichenets 2011), quali:

- l'energia termica del gas dell'involucro, somma dell'energia cinetica delle particelle gassose e dell'energia di radiazione;
- l'energia di ricombinazione, non trascurabile quando il plasma dell'involucro si espande e si raffredda, permettendo la ricombinazione di atomi e addirittura molecole e rilasciando energia di legame (non inclusa da Webbink(1984));
- il riscaldamento e raffreddamento mareale dato dalla rotazione stellare;
- l'entalpia dell'involucro;

- l'energia di fusione nucleare;
- l'energia di accrescimento proveniente dalla materia trattenuta dalla stella secondaria, che può provocare emissioni e jet (Mapelli, 2018; Ivanova et al., 2013).

Queste ulteriori fonti di energia possono portare il parametro α_{CE} a valori anche maggiori di 1, come riportato dalle simulazioni di De Marco et al. (2011).

Un'ulteriore difficoltà da considerare è che la definizione di λ non è scontata. In letteratura, il parametro λ è stato descritto in modi differenti, a seconda del contributo di energia considerato dagli autori: alcuni includono solo l'energia di legame gravitazionale, altri anche l'energia interna della stella. Ad esempio Webbink (1984) calcola E_{bind} integrando sia sul contributo di energia gravitazionale di legame sia su quello di energia termica del gas, ossia l'energia interna, mentre derivazioni precedenti trascurano l'energia termica. Inoltre il valore di λ può cambiare significativamente a seconda della stella considerata; non solo, può variare anche in diverse fasi evolutive della medesima stella, e addirittura nello stesso interno stellare: è infatti una funzione molto sensibile al limite scelto tra nucleo e involucro, in particolare per stelle supergiganti vicino alla fine della loro evoluzione (Podsiadlowski et al., 2003). Questo stesso limite non è facile da localizzare e si può definire in vari modi connessi alla generazione di energia nucleare, alla composizione chimica o alla variazione di parametri termodinamici (Ivanova et al., 2013).

In alternativa, è possibile calcolare E_{bind} in modo diretto a partire da modelli stellari (Dewi & Tauris 2000; Loveridge et al. 2011; Xu & Li 2010; Ivanova 2011) stimando così il valore di λ ed eliminando il parametro dai calcoli. Questo metodo non permette comunque di eliminare α_{CE} .

È estremamente importante ricordare che il formalismo $\alpha\lambda$ è valido se la fase di CE avviene su tempi scala dinamici, e presuppone inoltre che l'energia interna iniziale dell'involucro comune abbia un ruolo nell'espulsione dell'involucro. Se tale formalismo viene applicato a processi che avvengono su tempi scala termici o nucleari, ad esempio un trasferimento di massa conservativo, è possibile che risulti addirittura $\alpha_{CE} \gg 1$, ovvero che l'energia non si conservi: un risultato simile sarebbe chiaramente errato e non fisicamente possibile, ma bisogna ricordare che molte fonti di energia non vengono prese in considerazione nell'approssimazione fatta. Inoltre non si deve trascurare la possibilità che la fase di CE abbia effettivamente luogo su tempi scala più lunghi di quello dinamico (come nella fase di spiral-in autoregolato): in questo caso si creano sempre più opportunità di deviazione dal sistema energeticamente chiuso che si avrebbe altrimenti. Ad esempio, per eventi su tempi scala termici bisognerebbe anche prendere in considerazione l'energia persa a causa della radiazione emessa dalla fotosfera dell'involucro.

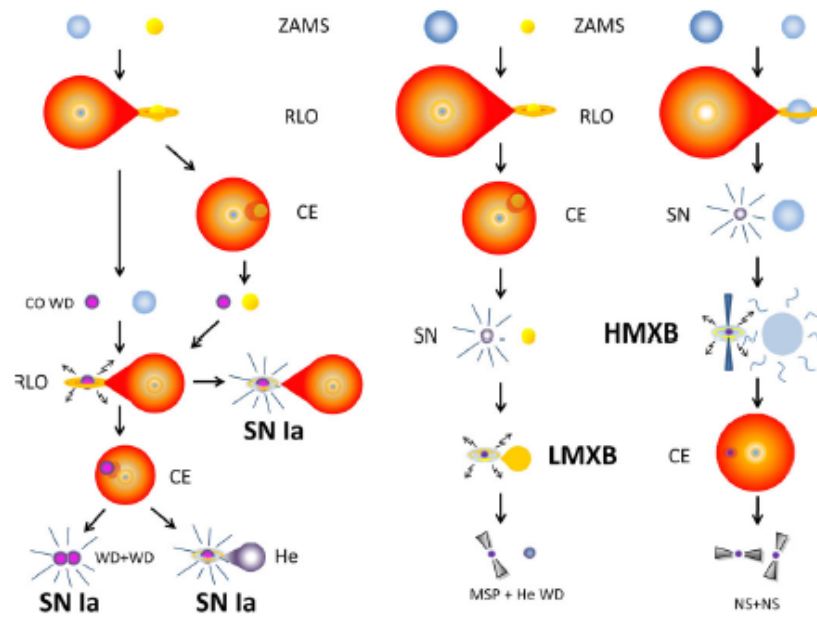


Figura 9: Esempi di evoluzione di sistemi binari che sviluppano una fase di common envelope. Il modello a sinistra mostra diversi canali di formazione di SN Ia; il modello a destra esemplifica la formazione di sistemi contenenti stelle di neutroni. Abbreviazioni: ZAMS- zero age main sequence, RLO- Roche lobe overflow, CE- common envelope, CO WD- carbon oxygen white dwarf, He- He star, HMXB- high mass X-ray binary, LMXB- low mass X-ray binary, MSP- millisecond pulsar, NS- neutron star, SN- supernova. Ivanova et al. (2013)

Simulazioni di sistemi binari isolati

Codici di sintesi di popolazione binaria

Per indagare i canali di formazione ed evoluzione di sistemi formati da oggetti compatti vi sono due metodi principali: le simulazioni idrodinamiche in 3 dimensioni e i codici di sintesi di popolazione. Le prime permettono di simulare nei dettagli la fisica di un sistema binario, ma sono molto dispendiose in termini di tempi di calcolo e di potenza necessaria; i codici di sintesi di popolazione simulano l'evoluzione di una determinata popolazione di stelle, singole e non, in maniera più approssimata ma in tempi molto più veloci e con minore richiesta di potenza di calcolo, risultando quindi più convenienti per trattare grandi numeri di sistemi; è su quest'ultimo metodo che si concentra questa sezione.

Per questo, i codici di sintesi di popolazione possono essere usati per studiare l'evoluzione di binarie massive e il loro impatto sulla demografia dei BBH. Ad oggi gli approcci più usati per implementare l'evoluzione stellare in un codice di sintesi di popolazione sono tre: 1) l'integrazione on-the-fly dell'evoluzione stellare dentro al codice di sintesi di popolazione (e.g., Eldridge et al. 2017); 2) l'uso di formule di fit che legano la massa e la metallicità di una stella alle altre principali proprietà (luminosità, raggi, masse di core, etc; e.g., Hurley et al. 2000); 3) l'interpolazione di modelli stellari già esistenti attraverso le cosiddette tabelle di look-up, ossia tabelle che contengono griglie di evoluzione stellare dalle quali si parte per l'interpolazione (Spera et al., 2015; Spera and Mapelli, 2017; Spera et al., 2019; Kruckow et al., 2018; Mapelli et al., 2020). L'ultimo approccio si rivela conveniente in termini di tempo di computazione ed è molto versatile dato che i modelli possono essere aggiornati semplicemente modificando le tabelle. È in questo modo che lavora il codice SEVN (Spera et al., 2015; Spera and Mapelli, 2017; Spera et al., 2019; Mapelli et al., 2020), che interpola l'evoluzione stellare dalle tabelle di look-up utilizzando di default le tabelle generate dal codice di evoluzione stellare PARSEC (Bressan et al., 2012) e che include cinque diversi modelli di core-collapse SN (CCSN), prescrizioni per la pair instability ed un modello per tutti i principali processi di evoluzione in binaria (trasferimento di massa per venti stellari o RLOF, CE, merging stellari, evoluzione mareale, decadimento per onde gravitazionali e braking magnetico).

SEVN

SEVN fa evolvere i parametri fisici delle stelle leggendo un set di tracce tabulate di evoluzione stellare interpolate on-the-fly. Questo set di tabelle copre un range di metallicità da $Z = 10^{-4}$ fino a $Z = 6 \times 10^{-2}$ con stelle di massa $2 \leq M_{ZAMS}/M_{\odot} \leq 150$. Il codice PARSEC (un codice di evoluzione stellare sviluppato da Bressan et al. (2012)) che fornisce le tracce è stato inoltre utilizzato per generare un nuovo set di tracce evolutive per nuclei di elio, per seguire l'evoluzione di stelle che perdono l'intero involucro di idrogeno a seguito di trasferimento di massa.

Mentre per stelle singole le tracce di interpolazione sono fissate, per popolazioni di binarie sono permessi passaggi da una traccia evolutiva all'altra, dunque ogni volta che una stella ha acquisito (ceduto) una quantità significativa di massa Δm dalla (alla) compagna, SEVN la sposta su una traccia diversa nelle tabelle di look-up. Il criterio che permette questo salto è

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

dove M è la massa totale della stella e γ_m un parametro che ha tipicamente valore ~ 0.01 .

Obiettivo della tesi e descrizione delle simulazioni

L'obiettivo di questa analisi è comprendere come la fase di involucro comune influisca sull'evoluzione dei sistemi formati da stelle massive, quindi vogliamo vedere come cambiano i parametri dei sistemi rispetto alle condizioni iniziali della simulazione in base al numero di fasi CE subite. In SEVN la CEE può essere il risultato di: un processo di RLOF instabile su tempo scala dinamico; una collisione al pericentro tra le due stelle; una binaria di contatto, in cui entrambe le stelle riempiono il rispettivo lobo di Roche allo stesso tempo. Nel caso in cui la stella che cede massa sia nella MS o nell'Hertzsprung gap (HG) si considera una fusione diretta, senza passare per la fase di CE: si assume infatti che il sistema non sia in grado di superare questa fase senza fondersi poiché la donatrice non ha un nucleo sufficientemente sviluppato. In tutti gli altri casi il codice procede con la CEE, con il medesimo formalismo $\alpha\lambda$ descritto in precedenza. I dati che analizzeremo provengono dalla simulazione di 10^6 sistemi binari massicci a metallicità $Z = 0.02$. Le masse delle stelle primarie (M_1) sono date dalla funzione di massa iniziale (IMF) di Kroupa (2001):

$$\xi(M_1) \propto M_1^{-2.3}, M_1 \in [5, 150]M_{\odot}.$$

La distribuzione delle masse delle secondarie è data da Sana et al.(2012) come

$$\xi(q) \propto q^{0.1}, q = \frac{M_2}{M_1} \in [0.1, 1] \text{ e } M_2 \geq 10M_{\odot}.$$

Anche i periodi orbitali iniziali (\mathcal{P}) e le eccentricità iniziali (e) seguono le distribuzioni di Sana et al.(2012)

$$\xi(\mathcal{P}) \propto \mathcal{P}^{-0.55}, \mathcal{P} = \log(P/\text{day}) \in [0.15, 5.5]$$

$$\xi(e) \propto e^{-0.42}, e \in [0.1, 1]$$

Ogni sistema binario è stato fatto evolvere per 100 Myr per assicurarsi che ciascuna stella terminasse la propria evoluzione alla fine della simulazione, con il risultato che ogni sistema finale risulta formato da oggetti compatti (BBH, BHNS o BNS). Inoltre è stato adottato il modello "delayed" per le esplosioni SN (ovvero un tipo di esplosione di supernova (Fryer et al. 2012) in cui l'esplosione viene lanciata >500 millisecondi dopo il collasso. come conseguenza di questo "scoppio ritardato" l'energia della supernova tende ad essere minore di altri modelli). Nelle simulazioni è stato inoltre adottato $\alpha = 5$ per la fase di CE, mentre il parametro λ viene calcolato in maniera autoconsistente dal codice seguendo il formalismo di Claeys et al. (2014).

In queste simulazioni si formano 23056 sistemi di tipo BBH, BHNS o BNS. Ho selezionato questi sistemi e li ho divisi in due classi: quella dei sistemi che non passano attraverso alcuna fase di CE e quella dei sistemi che evolvono attraverso una o più fasi di CE. Per entrambe le classi, ho prodotto un istogramma relativo a quattro quantità fondamentali: la massa ZAMS della primaria, il rapporto di massa iniziale del sistema, la massa dell'oggetto compatto lasciato dalla primaria alla fine della simulazione, il rapporto di massa tra i due oggetti compatti che formano il sistema alla fine della simulazione.

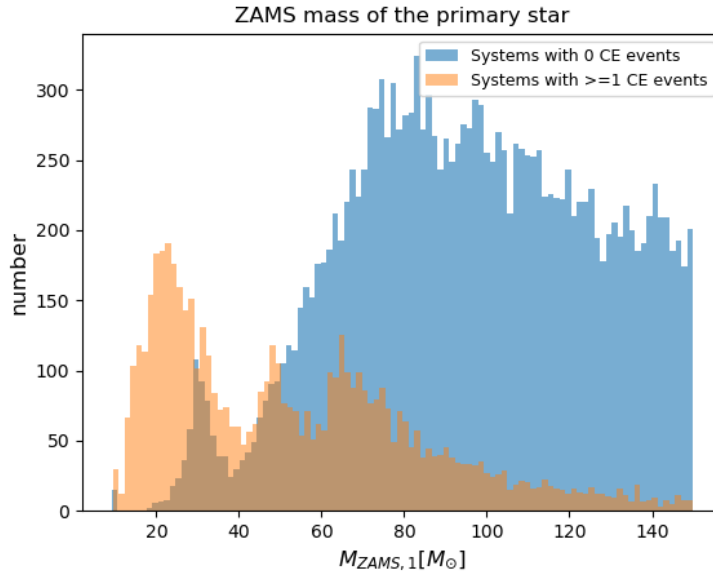


Figura 10: Massa ZAMS della componente primaria del sistema. L'istogramma blu rappresenta i sistemi che non hanno subito alcuna fase di CE durante la loro evoluzione, l'istogramma arancione i sistemi che hanno subito una o più fasi CE.

In figura 10 vengono mostrate le masse delle primarie di tutti le binarie, divise per sistemi che hanno attraversato almeno una fase di CE e sistemi che non ne hanno su-

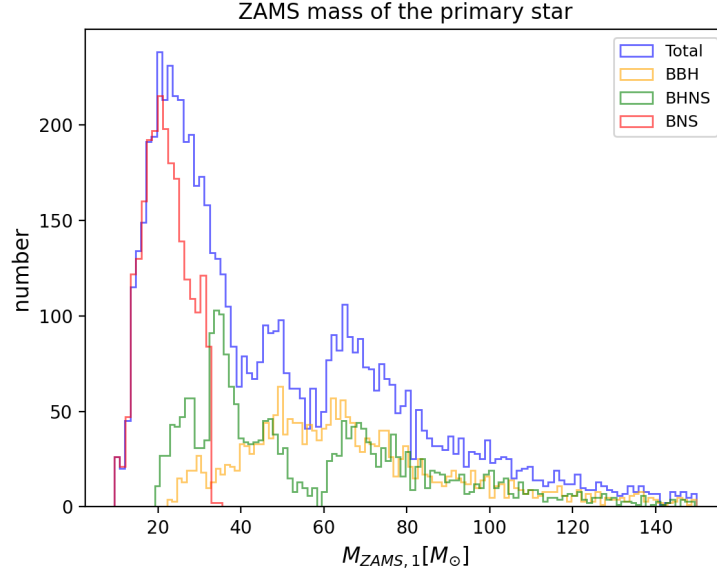


Figura 11: Massa ZAMS della primaria per sistemi che hanno attraversato almeno una fase di CE. Gli istogrammi giallo, verde, e rosso rappresentano sistemi che si concludono come BBH, BHNS, e BNS rispettivamente. La curva blu rappresenta il totale dei sistemi considerati.

bita nessuna. Si nota che i sistemi con massa della primaria maggiore ($\in [50, 150]M_{\odot}$) hanno meno probabilità di subire una fase di CE. Questo può dipendere dal fatto che stelle supergiganti a questa metallicità perdono massa molto velocemente espellendo in tempi abbastanza brevi (dell'ordine di 2.5 Myr) il proprio involucro di idrogeno e diventando stelle di tipo Wolf-Rayet; questo pregiudica la possibilità di un trasferimento di massa che permetta la fase di CE. L'istogramma riferito a sistemi che hanno subito almeno una fase di CE presenta tre picchi intorno a $\sim 20, 50$ e $65 M_{\odot}$: questa caratteristica è meglio evidenziata in figura 11, in cui la distribuzione è stata divisa per sistemi BBH, BH-NS e BNS. Si può notare che il primo picco, per primarie meno massive, è dovuto a sistemi che si concludono come BNS, mentre gli altri due sono principalmente dovuti a sistemi BHNS. È chiara inoltre una mancanza di sistemi tra $50-60 M_{\odot}$. Le caratteristiche di queste distribuzioni sono probabilmente dovute alle interazioni tra condizioni iniziali del sistema e l'evoluzione di una stella ad una data M_{ZAMS} , che possono favorire una fusione del sistema piuttosto che la formazione di una binaria compatta.

La figura 12 rappresenta invece la massa dei resti compatti (BH o NS) lasciati dalle stelle primarie al termine della simulazione e dunque della propria evoluzione. Nelle binarie che *non* hanno subito CE (istogramma blu) le primarie hanno conservato la propria massa e hanno di conseguenza formato oggetti compatti di dimensioni maggiori (in questo caso, buchi neri di massa $\in [13, 25]M_{\odot}$). Il numero di BH con massa superiore a $20M_{\odot}$ è comunque trascurabile. La ragione principale per cui la maggior parte

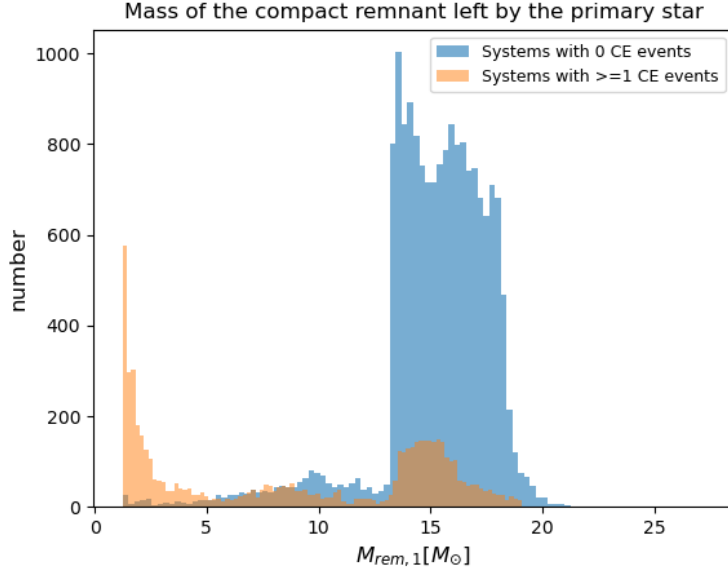


Figura 12: Massa dell'oggetto compatto lasciato dalla primaria al termine dell'evoluzione.

dei BH hanno massa $< 20 M_{\odot}$ a metallicità solare è che la perdita di massa per venti è forte, lasciando solo oggetti compatti di piccola taglia. I dettagli dello spettro di massa dipendono non solo dal modello di core-collapse supernova ma anche dai processi di trasferimento di massa.

I sistemi che hanno attraversato almeno una fase di CE (istogramma arancio) tendono a lasciare resti compatti di taglia più piccola rispetto a quelli che non hanno attraversato questa fase. La ragione è duplice: da una parte, il CE rimuove non solo l'involuppo, ma spesso anche parte del nucleo delle stelle progenitrici favorendo la formazione di oggetti compatti di taglia leggera; dall'altra, i sistemi che entrano più facilmente in CE sono fin dall'inizio (masse ZAMS) quelli meno massicci, ovvero i progenitori di stelle di neutroni e di buchi neri di piccola taglia (Figura 10).

Le modulazioni degli spettri di massa illustrati sia da Figura 10 che da Figura 12 saranno oggetto di ulteriore analisi negli sviluppi futuri.

In figura 13 sono riportati i rapporti di massa tra i resti di stella secondaria e primaria dei sistemi analizzati. Si nota che per bassi valori q_2 ($\in [0.1, 0.3]$) c'è maggior ricorrenza di sistemi che hanno subito almeno una CE, mentre per valori maggiori dominano i sistemi che non hanno attraversato alcuna fase di CE, coerentemente con quello che abbiamo detto nel capitolo 3 (Iben and Livio, 1993) riguardo il rapporto di massa q_1 : maggiore è il valore di q_1 , maggiore è la probabilità che il sistema sviluppi un involuppo comune (a causa della differenza di tempi scala).

Figura 14 riporta i rapporti di massa tra i resti compatti che compongono i sistemi al termine della simulazione. Si vede che la gran parte dei valori di $q_{rem,2}$ è concentrata tra 0 e 2, con una coda di valori più elevati fino a $q_{rem,2} \approx 14$. Come ci si potrebbe

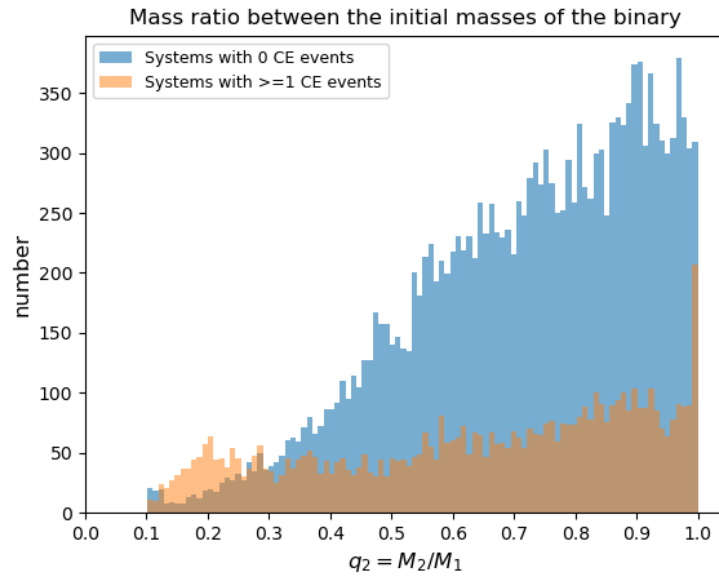


Figura 13: Rapporto tra le masse di stella primaria e secondaria all'inizio della simulazione.

aspettare, tutti i sistemi con $q_{rem,2} > 2$ sono formati da un buco nero e una stella di neutroni. Inoltre si nota che, nonostante i valori più elevati siano dati da sistemi che non hanno subito CE, la presenza di resti con $q_{rem,2} \in [6, 8]$ è data principalmente da sistemi con almeno una fase di CE.

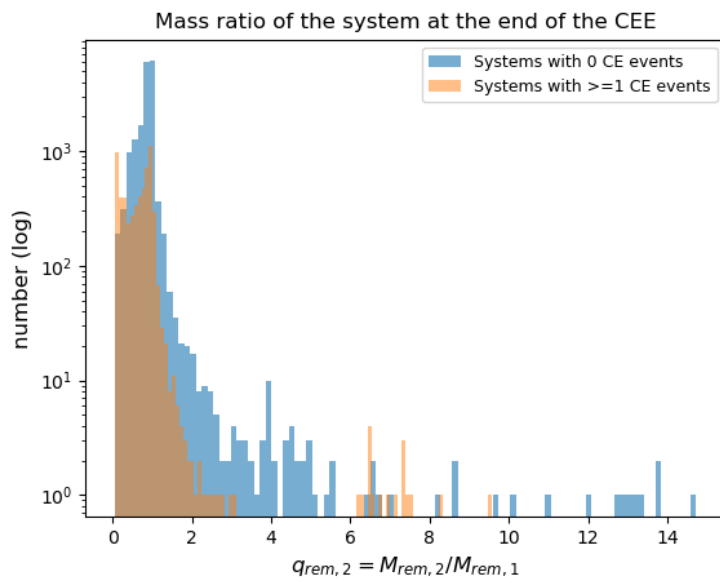


Figura 14: Rapporto tra le masse dei due oggetti compatti che compongono il sistema al termine dell'evoluzione. L'asse y è in scala logaritmica per evidenziare la presenza di valori di $q_{rem,2} \geq 2$

Conclusioni

Nella prima parte di questa tesi, di natura più compilativa, abbiamo visto perché è importante studiare i processi di evoluzione stellare per comprendere la formazione di binarie di oggetti compatti. Abbiamo poi analizzato i principali processi di evoluzione in binaria che portano alla fase di inviluppo comune, ponendo poi maggiore attenzione su quest'ultima e sulle sue conseguenze sul destino del sistema.

Nella seconda parte, di natura originale, di questa tesi abbiamo utilizzato le simulazioni del codice SEVN per analizzare alcuni dei principali parametri di un set di sistemi binari: in particolare ci siamo concentrati sulla massa iniziale e finale delle componenti primarie dei diversi sistemi, e sul rapporto di massa iniziale e finale tra componente primaria e secondaria. Ricordiamo che tutte le componenti al termine della simulazione hanno completato la propria evoluzione, lasciando quindi sistemi formati esclusivamente da oggetti compatti.

Dall'analisi dei dati risulta che i sistemi che subiscono almeno una fase di CE sono principalmente quelli con massa più piccola in sequenza principale. Questo dipende dal fatto che stelle più massive perdono molta più massa tramite venti stellari; questo ha come conseguenza anche la riduzione del loro raggio rendendo difficile il raggiungimento della fase di CE. Notiamo inoltre che i sistemi che passano attraverso la fase di CE sono costituiti da oggetti compatti di massa generalmente minore, sia per il processo stesso di CE (che rimuove parte della massa dei progenitori) sia perché appunto i progenitori erano già i meno massicci in sequenza principale.

Per quanto riguarda i rapporti di massa si nota che i sistemi che subiscono CE hanno valori del parametro q_2 più bassi: questo dipende dal criterio di stabilità dato dal rapporto di massa critico q_{crit} : minore il rapporto di massa della secondaria maggiore è la possibilità che il sistema entri in CE. Infine notiamo che i rapporti di massa tra gli oggetti compatti finali si raccolgono intorno a 1 e 2, con l'eccezione di sistemi BHNS che sono comunque più rari.

Vi sono alcuni aspetti ancora da investigare, come i processi fisici che portano alla formazione dei tre picchi dei sistemi coinvolti in CE in figura 10.

Abbiamo chiarito in che modo il processo di inviluppo comune possa influenzare il destino di un sistema binario, ma sono ancora molteplici i dettagli che non sono stati compresi. Ad esempio rimangono ancora inspiegati vari dettagli riguardanti processi che conducono a questa fase, quali l'evoluzione mareale e il Roche-lobe overflow (quali sono i tempi scala? Quanto influiscono le maree sui parametri orbitali? Quali sono tutti i meccanismi che inducono un trasferimento di massa?); le fonti di energia coinvolte; non è infine possibile definire con certezza le casistiche in cui un'evoluzione in CE

porti ad una fusione del sistema. Per tutte queste motivazioni è complicato definire un formalismo adeguato: anche i formalismi più usati presentano punti deboli che vanno approfonditi. Per simili necessità di semplificazione, le simulazioni 3d e i codici di sintesi di popolazione devono subire diverse approssimazioni che possono alterare i risultati. Sarebbe auspicabile per futuri studi la ricerca di un formalismo univocamente definito che sia in grado di fornire una buona approssimazione della fase di CE.

Bibliografia

Abbott, R., Abbott, T. D., Abraham, S., Acernese, F., Ackley, K., Adams, A., Adams, C., Adhikari, R. X., Adya, V. B., Affeldt, C., Agathos, M., Agatsuma, K., Aggarwal, N., Aguiar, O. D., Aiello, L., Ain, A., Ajith, P., Akcay, S., Allen, G., Allocca, A., Altin, P. A., Amato, A., Anand, S., Ananyeva, A., Anderson, S. B., Anderson, W. G., Angelova, S. V., Ansoldi, S., Antelis, J. M., Antier, S., Appert, S., Arai, K., Araya, M. C., Areeda, J. S., Arène, M., Arnaud, N., Aronson, S. M., Arun, K. G., Asali, Y., Ascenzi, S., Ashton, G., Aston, S. M., Astone, P., Aubin, F., Aufmuth, P., AultONeal, K., Austin, C., Avendano, V., and et al. (2020a). GWTC-2: Compact Binary Coalescences Observed by LIGO and Virgo During the First Half of the Third Observing Run. *arXiv e-prints*, page arXiv:2010.14527.

Abbott, R., Abbott, T. D., Abraham, S., Acernese, F., Ackley, K., Adams, A., Adams, C., Adhikari, R. X., Adya, V. B., Affeldt, C., Agathos, M., Agatsuma, K., Aggarwal, N., Aguiar, O. D., Aiello, L., Ain, A., Ajith, P., Allen, G., Allocca, A., Altin, P. A., Amato, A., Anand, S., Ananyeva, A., Anderson, S. B., Anderson, W. G., Angelova, S. V., Ansoldi, S., Antelis, J. M., Antier, S., Appert, S., Arai, K., Araya, M. C., Areeda, J. S., Arène, M., Arnaud, N., Aronson, S. M., Arun, K. G., Asali, Y., Ascenzi, S., Ashton, G., Aston, S. M., Astone, P., Aubin, F., Aufmuth, P., AultONeal, K., Austin, C., Avendano, V., and et al. (2020b). Population Properties of Compact Objects from the Second LIGO-Virgo Gravitational-Wave Transient Catalog. *arXiv e-prints*, page arXiv:2010.14533.

Bressan, A., Marigo, P., Girardi, L., Salasnich, B., Dal Cero, C., Rubele, S., and Nanni, A. (2012). PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 427(1):127–145.

Claeys, J. S. W., Pols, O. R., Izzard, R. G., Vink, J., and Verbunt, F. W. M. (2014). Theoretical uncertainties of the Type Ia supernova rate. , 563:A83.

De Marco, O., Passy, J.-C., Moe, M., Herwig, F., Mac Low, M.-M., and Paxton, B. (2011). On the formalism for the common envelope interaction. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 411(4):2277–2292.

Eldridge, J. J., Stanway, E. R., Xiao, L., McClelland, L. A. S., Taylor, G., Ng, M., Greis, S. M. L., and Bray, J. C. (2017). Binary Population and Spectral Synthesis Version 2.1: Construction, Observational Verification, and New Results. , 34:e058.

- Hurley, J. R., Pols, O. R., and Tout, C. A. (2000). Comprehensive analytic formulae for stellar evolution as a function of mass and metallicity. , 315(3):543–569.
- Iben, I. and Livio, M. (1993). Common envelopes in binary star evolution. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 105(694):1373–1406.
- Ivanova, N. (2002). *Slow mergers of massive stars*. PhD thesis, University of Oxford.
- Ivanova, N., Justham, S., Chen, X., De Marco, O., Fryer, C. L., Gaburov, E., Ge, H., Glebbeek, E., Han, Z., Li, X.-D., and et al. (2013). Common envelope evolution: where we stand and how we can move forward. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 21(1).
- Izzard, R. G., Hall, P. D., Tauris, T. M., and Tout, C. A. (2012). Common envelope evolution. *IAU Symposium*, 283:95–102.
- Kruckow, M. U., Tauris, T. M., Langer, N., Kramer, M., and Izzard, R. G. (2018). Progenitors of gravitational wave mergers: binary evolution with the stellar grid-based code COMBINE. , 481(2):1908–1949.
- Mapelli, M. (2018). Astrophysics of stellar black holes.
- Mapelli, M., Spera, M., Montanari, E., Limongi, M., Chieffi, A., Giacobbo, N., Bressan, A., and Bouffanais, Y. (2020). Impact of the Rotation and Compactness of Progenitors on the Mass of Black Holes. , 888(2):76.
- Ohlmann, S. T., Röpkke, F. K., Pakmor, R., and Springel, V. (2015). Hydrodynamic moving-mesh simulations of the common envelope phase in binary stellar systems. *The Astrophysical Journal*, 816(1):L9.
- Podsiadlowski, P. (2001). Common-Envelope Evolution and Stellar Mergers. In Podsiadlowski, P., Rappaport, S., King, A. R., D’Antona, F., and Burderi, L., editors, *Evolution of Binary and Multiple Star Systems*, volume 229 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 239.
- Podsiadlowski, P., Rappaport, S., and Han, Z. (2003). On the formation and evolution of black hole binaries. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 341(2):385–404.
- Prust, L. J. and Chang, P. (2019). Common envelope evolution on a moving mesh. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 486(4):5809–5818.
- Spera, M. and Mapelli, M. (2017). Very massive stars, pair-instability supernovae and intermediate-mass black holes with the SEVN code. , 470(4):4739–4749.
- Spera, M., Mapelli, M., and Bressan, A. (2015). The mass spectrum of compact remnants from the PARSEC stellar evolution tracks. , 451(4):4086–4103.
- Spera, M., Mapelli, M., Giacobbo, N., Trani, A. A., Bressan, A., and Costa, G. (2019). Merging black hole binaries with the SEVN code. , 485(1):889–907.

Tout, C. A. and Eggleton, P. P. (1988). Tidal enhancement by a binary companion of stellar winds from cool giants. , 231:823–831.

Webbink, R. F. (1984). Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and type I supernovae. , 277:355–360.