



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA
DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA

GALILEO GALILEI

Laurea Magistrale

Evolutionary channels of binary black holes

Relatrice

Prof. Michela Mapelli

Candidato

Riccardo Baldo

matr. 1130155

Correlatore

Dr. Nicola Giacobbo

Anno Accademico 20/21

Padova - 25/03/21

Sommario

La rilevazione delle onde gravitazionali negli ultimi cinque anni da parte degli interferometri LIGO e Virgo ha aperto una nuova era per l'astronomia.

Queste osservazioni ci hanno fornito le seguenti informazioni: la prova dell'esistenza dei sistemi binari di buchi neri (BBH), la possibilità per loro di fondersi in un tempo di Hubble e l'evidenza osservativa di buchi neri massicci, cioè buchi neri di massa stellare con massa $> 20 M_{\odot}$.

Questi dati ci sfidano a capire come si siano formati questi oggetti nell'universo. Anche se vi erano già studi che prevedevano BBH così massicci, lo sviluppo di un modello teorico completo è ancora una domanda aperta a causa delle incertezze riguardanti fasi importanti dell'evoluzione come i venti stellari e l'involuppo comune (common envelope).

I venti stellari sono di fondamentale importanza per la comprensione degli oggetti compatti, perché la perdita di massa determina la massa pre-SN di una stella, che a sua volta influenza il prodotto di un'esplosione SN. L'involuppo comune è una delle fasi più dibattute e meno comprese del trasferimento di massa di un sistema binario ed è fondamentale per determinare il destino del sistema stesso.

Utilizzando MOBSE, una versione aggiornata di uno dei codici di sintesi di popolazione più utilizzati al mondo (BSE), indagherò quali sono i canali di formazione dei BBH osservati dagli interferometri gravitazionali. In particolare, analizzerò le differenze nei parametri fisici tra sistemi che evolvono attraverso

so una fase di involuppo comune e sistemi che non attraversano questa fase.
Lo scopo di questa tesi è quello di comprendere meglio come i BBH possano formarsi e quali siano i principali fattori che influenzano questo processo.

Indice

Indice

1	Introduzione	2
2	Sintesi di popolazione	11
2.1	MOBSE	11
2.1.1	Condizioni iniziali delle simulazioni	15
3	COMMON ENVELOPE	17
3.1	Teoria	17
3.2	Analisi singolo sistema CE e NOCE	24
4	Risultati	29
4.1	Canali evolutivi	29
4.2	Evoluzione sistemi che passano per il common envelope (CE) e sistemi che non subiscono common envelope (NOCE)	34
4.3	Confronto tra diversi valori di α	46
5	Conclusioni	52
	Bibliografia	57
A	Confronto completo ad α diversi	61

Capitolo 1

Introduzione

I buchi neri sono uno degli oggetti più esotici e affascinanti dell'intero universo. Hanno catturato l'immaginazione di scienziati e non esperti sin dall'inizio della loro teorizzazione. Nel complesso non sappiamo molto su di loro. Abbiamo studiato i buchi neri binari (BBH) dal punto di vista teorico sia in astrofisica che in fisica per 50 anni senza mai avere una conferma osservativa.

Tutto ciò è cambiato quando abbiamo avuto l'opportunità di sbirciare in un territorio completamente nuovo per l'astronomia. Con l'osservazione della prima onda gravitazionale il 14 settembre 2015, da parte degli interferometri LIGO, abbiamo ora a disposizione dei dati che prima erano inaccessibili per l'umanità.

Ora è nostro compito comprendere questi dati e adattare i nostri modelli a queste nuove informazioni al fine di scoprire ulteriormente la vera natura dei buchi neri.

Negli ultimi anni, grazie agli interferometri LIGO e Virgo, sono state rivelate 50 sorgenti di onde gravitazionali [Abbott et al., 2020]. Questa rete di rivelatori interferometrici a terra è sensibile alle onde gravitazionali derivanti dalla fusione di una binaria.

Queste osservazioni hanno fornito prove dell'esistenza di sistemi BBH che arrivano a coalescenza e si fondono in un tempo di Hubble. Dobbiamo studiare

queste sorgenti gravitazionali BBH per capire l'origine delle fusioni dei sistemi binari.

In questa tesi ci concentreremo sui sistemi binari isolati poichè il codice MOBSE tratta questo gruppo; non prenderemo in considerazione l'ipotesi di interazione dinamica.

I buchi neri in questione sono di natura stellare. Essi si originano da stelle massicce ($\geq 20 M_{\odot}$ sulla zero-age main sequence, ZAMS). La massa finale di un buco nero è influenzata da diversi fattori. Prima di tutto dal vento stellare, che è molto importante nel determinare la massa della stella alla fine della sua vita. Altro fattore che influenza la sua massa è il collasso a fine vita della stella.

Il primo fattore, i venti stellari, sono strettamente vincolati alla metallicità. Il processo di perdita di massa si può esprimere come $\dot{m} \propto Z^{\beta}$, dove β è un fattore che varia a seconda del modello fisico considerato. Se la stella si avvicina o supera il proprio limite di Eddington ecco che non vi è più equilibrio idrostatico e cambia la dipendenza della perdita di massa dalla metallicità. Questa dipendenza sarà via via sempre più debole fino a diventare trascurabile quando viene raggiunto il limite di Eddington.

Per le singole stelle i venti stellari sono il fattore che determina la massa della stella all'inizio del collasso finale. A seconda della massa con cui la stella arriva a fine vita avremo diversi scenari. Le stelle che arrivano a fine vita con una massa elevata, ovvero stelle di bassa metallicità, possono collassare direttamente in BHs. Siccome l'efficienza dei venti dipende dalla metallicità, le stelle massicce povere di metalli perderanno meno massa durante la loro evoluzione. Di conseguenza, esse tenderanno a formare buchi neri più massicci rispetto a quelli che si formerebbero da stelle con la stessa massa iniziale ma più ricche di metalli, poichè la formazione degli oggetti compatti dipende fortemente dalla massa finale delle stelle.

In alternativa avvengono i processi di esplosione di supernova che deter-

minano il fato della stella. I possibili esiti del collasso sono: la formazione di una stella di neutroni, o di una stella di neutroni che diventa un buco nero, o direttamente di un buco nero oppure la completa distruzione della stella progenitrice. Quale di questi possibili esiti si realizzi dipende dalla massa finale della stella progenitrice e, in particolare, dalla massa del nucleo di carbonio al termine della sua esistenza.

Le esplosioni di supernova sono eventi molto energetici la cui spiegazione richiede una fisica complessa. Le stelle con una massa di almeno $9 M_{\odot}$ producono un nucleo che non risulta degenere di carbonio e ossigeno. Questo nucleo si contrae e innesca il bruciamento del carbonio. I processi nucleari si susseguono all'interno della stella fino a quando il nucleo più interno risulta essere di ferro. In questo stato la stella non riesce più a contrastare la forza gravitazionale tramite pressione interna, il rilascio di energia non è più sufficiente. Il nucleo inizia a collassare.

Un ruolo fondamentale è quello del nucleo di carbonio, la sua massa determina i meccanismi tramite i quali il collasso avviene: cattura elettronica, superamento del limite di Chandrasekhar, fotodisintegrazione e instabilità di coppia. La contrazione del nucleo continua fino a quando viene raggiunta una densità critica e si creano le condizioni fisiche per la nascita di un oggetto compatto. A causa dell'elevata densità dell'oggetto, la materia in caduta ora "rimbalza" sull'oggetto denso e genera un'onda d'urto che si propaga verso l'esterno, in direzione opposta rispetto al collasso.

Tenendo in considerazione i meccanismi evolutivi che influiscono sulla singola stella, dobbiamo interpretare i dati che ci sono arrivati dalle osservazioni dei BBH. Per poter arrivare a coalescenza per emissione di onde gravitazionali in un tempo di Hubble, un BBH deve essersi formato con una separazione orbitale molto piccola, dell'ordine di una decina di raggi solari. Considerando i

raggi tipici delle stelle progenitrici, è impossibile capire come due buchi neri possano arrivare a questa distanza. Basti pensare che se la distanza tra gli oggetti fosse statica, appena la primaria esce dalla ZAMS dovrebbe inglobare la secondaria situata a breve distanza. La binaria quindi durante la sua vita evolve e modifica la sua separazione orbitale.

Ci deve essere un processo fisico che permette alla separazione orbitale di diminuire in un certo stadio evolutivo, e quindi ai due buchi neri di fondersi.

Dobbiamo quindi prendere in considerazione i meccanismi di evoluzione delle stelle binarie. I meccanismi più rilevanti sono il trasferimento di massa, l'inviluppo comune e i natal kicks. Si ritiene che l'evoluzione dell'inviluppo comune (CE, common envelope) nei sistemi binari sia uno dei canali più promettenti per la fusione delle binarie compatte.

L'inviluppo comune è una breve fase di vita di un sistema binario di stelle durante la quale gli oggetti del sistema orbitano all'interno di un singolo inviluppo condiviso.

L'importanza del CE è semplice: molti sistemi di BBH non sono larghi abbastanza da contenere le stelle progenitrici da cui discendono. Le stelle progenitrici degli oggetti compatti che arrivano a coalescenza hanno avuto un raggio di diversi ordini di grandezza superiore a quelle che sono le dimensioni del sistema a fine vita.

È necessario quindi un meccanismo che possa avvicinare i due oggetti e dar loro la possibilità di arrivare a coalescenza. L'inviluppo comune giustifica ed è uno dei metodi accettati per la formazione di questi sistemi.

Parlando di evoluzione stellare, una stella singola si trova lungo la sequenza principale finché avviene il bruciamento di idrogeno al suo interno. Quando si instaura il bruciamento di elio nel nucleo, la stella invecchia, abbandona la sequenza principale e aumenta il raggio di alcuni ordini di grandezza, diventando una gigante rossa. In base alla sua massa, si instaurano poi tutte le fasi

di evoluzione stellare fino ad arrivare all'esplosione di supernova.

Consideriamo ora un sistema binario isolato, di due masse $M1$ e $M2$, dove con $M1$ indichiamo la stella primaria, ovvero la stella di massa maggiore in fase ZAMS, e di conseguenza $M2$ viene identificata come la stella secondaria. Esse ruoteranno attorno al centro di massa del sistema. Il potenziale del sistema è dato dalla somma delle due stelle.

A mano a mano che la primaria si stacca dalla sequenza principale e diventa una gigante rossa, gli strati esterni della primaria sono sempre più influenzati dal campo gravitazionale della secondaria. Quando il raggio della primaria supera il lobo di Roche, ecco che si instaura un trasferimento di massa. La materia che supera il punto interno Lagrangiano L1, che è il punto dove si incontrano i due lobi di Roche, può essere trasferita dalla primaria e legarsi gravitazionalmente alla secondaria.

È importante capire se questo trasferimento di massa è stabile o meno e le tempistiche con le quali questo trasferimento avviene. Un approccio comune è quello di comparare le seguenti quantità:

$$\xi_{ad} = \left(\frac{\partial \ln R_1}{\partial \ln m_1} \right)_{ad} \quad (1.1)$$

$$\xi_{th} = \left(\frac{\partial \ln R_1}{\partial \ln m_1} \right)_{th} \quad (1.2)$$

$$\xi_L = \left(\frac{\partial \ln r_{L,1}}{\partial \ln m_1} \right), \quad (1.3)$$

dove ξ_{ad} è il cambio di raggio del donor (indotto dalla perdita di massa) necessario alla stella per ritrovare un equilibrio idrostatico, in maniera adiabatica. ξ_{th} è la variazione del raggio del donor (indotta dalla perdita di massa) necessaria alla stella per ritrovare un equilibrio termico, e ξ_L è il cambio di del lobo

di Roche del donor (indetto dalla perdita di massa).

Se $\xi_L > \xi_{ad}$, allora la stella si espande più velocemente del suo lobo di Roche (in un trasferimento di massa conservativo).

Se $\xi_{ad} > \xi_L > \xi_{th}$, allora il trasferimento di massa diventa instabile durante un tempo scala di Kelvin-Helmholtz. Invece se $\min(\xi_{ad}, \xi_{th}) > \xi_L$, il trasferimento è stabile finchè l'evoluzione nucleare causa un'ulteriore espansione (o contrazione) del raggio.

Se il trasferimento è dinamicamente instabile ($\xi_L > \xi_{ad}$) o entrambe le stelle riempiono il loro lobo di Roche, allora ci aspettiamo che la binaria possa arrivare a coalescenza (se il donor è privo di un elevato gradiente di densità tra nucleo e involucro) oppure che possa entrare in una nuova fase (se il donor ha una chiara distinzione tra nucleo e involucro).

Quando quest'ultima condizione si verifica: l'accretor non riesce più a gestire in maniera stabile la massa in entrata. Si instaura un trasferimento di massa instabile, lo strato in accrescimento sull'accretor si riscalda con conseguente espansione.

Se si espande a tal punto da superare a sua volta il lobo di Roche dell'accretor, ecco che la massa persa dal donor inizia a fluire in quello che viene definito l'involucro comune che consiste appunto in un involucro in condivisione che permea entrambi gli oggetti.

L'involucro comune si può instaurare anche in fasi di vita successive della binaria: non obbligatoriamente è necessario che sia la primaria a fungere da donor e la secondaria da accretor. La primaria può trasferire massa in maniera stabile, continuare il suo percorso di evoluzione stellare e diventare un oggetto compatto. Ed è quando la secondaria inizia ad evolvere, abbandonando la sequenza principale, che si ricreano le condizioni per avere un CE, con la secondaria che funge da donor e l'oggetto compatto assume il ruolo di accretor.

Va detto anche che l'involucro comune non è un fenomeno di natura sin-

gola. Durante la vita di un sistema binario esso può affrontare anche due o più fasi di CE.

Quindi le condizioni necessarie per l'instaurarsi del CE sono: un donore con un nucleo denso (almeno gigante rossa) e un involucro altamente convettivo, questo perché una stella con un involucro convettivo tende a espandersi piuttosto che a rimpicciolirsi in risposta a una rapida perdita di massa, mentre il raggio del lobo di Roche tende a ridursi quando la massa è trasferita da un oggetto più massiccio a uno meno massiccio. Questo favorisce il continuo riempimento del lobo di Roche durante il trasferimento di massa e quindi la creazione di un involucro unico.

Un altro fattore importante è la differenza di massa tra donore e accretore. Maggiore sarà il rapporto di massa q , inteso come massa del donore diviso massa dell'accretore, maggiore sarà la differenza di massa tra i due oggetti e maggiore sarà la discrepanza tra i tempi scala in gioco. Quindi, se q è piccolo, le due stelle entreranno più facilmente nella fase di CE.

Infine per ottenere un CE si deve instaurare un trasferimento di massa di tipo instabile, che agisca su tempi scala dinamici.

In questa configurazione l'involucro e il nucleo della stella, che prima ruotavano in maniera sincronizzata, si de-sincronizzano. Questa prima fase di perdita di co-rotazione del sistema tra involucro e nuclei stellari avviene su tempo scala dinamico. Ora l'involucro e il nucleo hanno due velocità diverse e si crea di conseguenza un attrito da contatto. Questa frizione comporta una diminuzione della separazione orbitale e porta alla seconda fase: il rimpicciolimento della separazione orbitale tra i due nuclei.

Durante questo spiraleggiare, l'energia orbitale è trasferita rapidamente nell'involucro gassoso. Questo si riscalda, si espande e tende a slegarsi gravitazionalmente. Siamo sempre in un tempo scala dinamico.

Si instaura quindi la terza fase: l'inviluppo si è espanso abbastanza da permettere allo spiraleggiamento dei due oggetti di rallentare, prima che avvenga una possibile espulsione dell'inviluppo. Questa è una fase non dinamica che agisce su tempi scala termici. Questo passaggio è ancora da comprendere appieno, poiché non sono chiari i meccanismi e il criterio di espulsione dell'inviluppo.

A questo punto si prospettano due scenari: l'espansione dell'inviluppo è così repentina che comporta l'espulsione totale dell'inviluppo. Questo stabilizza il sistema, la binaria sopravvive, rimangono i due nuclei nudi. La separazione orbitale è notevolmente ridotta rispetto alla situazione iniziale a seguito del continuo spiraleggiare. Questo è fondamentale per la nascita dei sistemi binari compatti di buchi neri che possono portare poi al merging in un tempo di Hubble e alla conseguente emissione di onde gravitazionali. Nel secondo scenario invece l'inviluppo non viene espulso, le stelle rimangono nella condizione di continuare a spiraleggiare e arrivano ad una rapida coalescenza, questo destino esclude la nascita di binarie di buchi neri, senza emissione di onde gravitazionali.

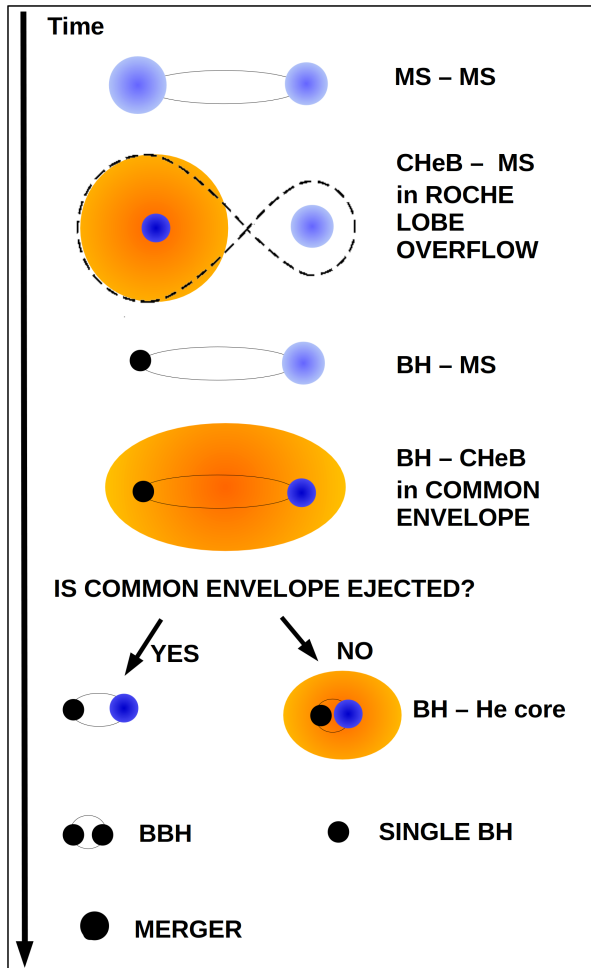


Figura 1.1: Schema evolutivo temporale di un sistema binario di stelle che, partendo dalla sequenza principale (MS), evolvono (CHeB= stella che sta bruciando elio nel nucleo) diventando prima gigante rossa e fino ad arrivare ad un buco nero (BH). Il sistema passa per una fase di involucro comune. Sono riportati i due possibili stadi finali dell'evoluzione: se l'involucro viene espulso si ottiene un sistema binario di buchi neri che arriva a coalescenza con emissione di onde gravitazionali. Se l'involucro non viene espulso lo spiraleggiamento continua, si arriva alla formazione di un unico buco nero che non può essere sorgente di onde gravitazionali.

Capitolo 2

Sintesi di popolazione

I codici di sintesi di popolazione stellare sono uno strumento molto efficace per studiare l'evoluzione e le proprietà di grandi campioni di sistemi binari. Essi tengono conto dei processi di evoluzione stellare, dei processi di evoluzione di sistemi binari e del risultato di esplosione e collasso di supernovae, in maniera semplificata, attraverso prescrizioni semi-analitiche per permetterci di studiare un campione statistico di decine di milioni di binarie.

Queste formule solitamente approssimano l'evoluzione di stelle comprese in un intervallo di massa e metallicità definito. Il vantaggio di questo approccio è che si riescono a calcolare le proprietà delle stelle in modo rapido e accurato senza dover utilizzare un codice di evoluzione stellare.

2.1 MOBSE

In questa tesi ho utilizzato dati provenienti dal codice di sintesi di popolazione MOBSE (Massive Object Binary Stellar Evolution , Giacobbo and Mapelli 2018). Questa è una versione aggiornata di BSE (Binary Stellar Evolution), un codice di sintesi di popolazione di sistemi binari stellari tuttora molto usato e sviluppato da Hurley et al. [2000].

L'evoluzione stellare nel codice BSE viene trattata in maniera semplificata, attraverso formule analitiche di fit polinomiali che calcolano l'evoluzione di stelle singole e sistemi binari per diverse masse $[0.08, 100] M_{\odot}$ e metallicità $Z = [0.0001, 0.03]$. Le formule di fit si basano sui modelli stellari prodotti da Pols et al. [1998]. Questi fit sono usati per calcolare le proprietà fisiche delle stelle, come la luminosità stellare e la massa del core. La loro dipendenza da età, massa e metallicità è data per tutte le fasi: a partire dalla sequenza principale di età zero fino alle diverse fasi finali dell'evoluzione stellare come oggetti compatti.

Queste formule differiscono al massimo del 5 per cento rispetto ai modelli di evoluzione stellare presentati in Hurley et al. [2000].

Il vantaggio di questo approccio è che si riesce a calcolare le proprietà delle stelle in modo rapido e accurato senza dover utilizzare un codice di evoluzione stellare. Questo risulta particolarmente utile quando si vuole accoppiare l'evoluzione stellare a processi dinamici usando codici per le simulazioni a N-corpi.

Queste formule sono molto utili per la sintesi di popolazione, poiché per sviluppare i dati delle binarie è necessario un calcolo molto rapido delle proprietà stellari. Grazie a loro è possibile studiare l'effetto dei processi di evoluzione binaria sulla formazione di BBH in sistemi binari isolati.

Rispetto a BSE, MOBSE possiede diverse migliorie. Contiene un trattamento aggiornato delle stelle massicce e dei resti stellari. Introduce un diverso approccio dei venti stellari per le stelle calde di tipo O-B, per le stelle di tipo Wolf-Rayet e per le stelle variabili blu luminose. Il nuovo modello dei venti stellari lascia inalterate le prescrizioni per le stelle di piccola massa mentre comporta importanti modifiche per le stelle massicce. Il nuovo modello per i venti di stelle massicce ha una differente dipendenza dalla metallicità rispetto al modello originariamente implementato in BSE: la perdita di massa a metal-

licità basse ($Z \leq 0.002$) è almeno un ordine di grandezza inferiore rispetto a BSE. Per questa ragione le masse finali delle stelle sono più grandi e il loro valore dipende fortemente dalla metallicità. (Giacobbo et al. [2018])

In MOBSE sono state aggiornate le prescrizioni per i raggi del nucleo ed è stato esteso l'intervallo di massa ben rappresentato dai fit fino a $150 M_{\odot}$ (in BSE la massa massima è $100 M_{\odot}$, Mapelli 2018).

Anche il trattamento delle supernovae è cambiato in modo significativo: rispetto a BSE, MOBSE include un formalismo per l'instabilità di coppia pulsazionale e per le supernove prodotte dall'instabilità di coppia [Spera and Mapelli, 2017]. L'instabilità pulsazionale rappresenta l'evoluzione finale delle stelle più povere di metalli nell'intervallo di massa zero-age main sequence (ZAMS) $\sim 70 - 140 M_{\odot}$. A seconda della loro storia di perdita di massa e dei tassi di rotazione, queste stelle finiranno la loro vita in seguito all'instabilità pulsazionale di coppia producendo una grande varietà di transienti osservabili, con durate totali che vanno dalle settimane a millenni [Woosley, 2017].

La supernova per instabilità di coppia coinvolge stelle povere di metalli con massa ZAMS $\sim 140 - 260 M_{\odot}$ ed è un fenomeno che distrugge totalmente la stella progenitrice e non lascia traccia di resti dopo l'esplosione. L'intera massa della stella viene espulsa e distribuita nello spazio. Per effetto dell'instabilità pulsazionale e delle supernove dovute all'instabilità di coppia, non sono attesi buchi neri tra 52 e $133 M_{\odot}$ dall'evoluzione stellare in binarie strette, che porta al cosiddetto "mass gap" dei buchi neri [Woosley, 2017].

Altre modifiche in MOBSE riguardanti le supernove sono l'adozione del meccanismo di collasso rapido e ritardato per le supernove di tipo core-collapse [Fryer et al., 2012, Spera et al., 2015]. La differenza principale tra loro è che assumono una diversa scala temporale in cui si verifica l'esplosione dopo il rimbalzo del nucleo.

Viene rivisto anche il trattamento delle supernove per cattura elettronica, con

una nuova formula per il calcolo della massa finale della stella di neutroni, prodotto tardivo della cattura elettronica [Giacobbo and Mapelli, 2018]. In MOBSE il natal kick di una stella di neutroni è tratto da una distribuzione di velocità maxwelliana. C'è la possibilità di ricavare il natal kick da due curve maxwelliane con un diverso valore efficace: uno per il core collapse e uno per la cattura elettronica. Inoltre si tiene conto dell'impatto del fattore di Eddington sulla perdita di massa.

In MOBSE vengono introdotti anche i fit di Hall and Tout [2014] per calcolare il raggio del nucleo di stelle evolute. Il raggio del nucleo è fondamentale per determinare il destino finale di un sistema in inviluppo comune.

I principali processi di evoluzione in binaria descritti da BSE e da MOBSE sono il trasferimento di massa per Roche lobe overflow, l'accrescimento di massa tramite venti stellari, l'evoluzione del CE, le collisioni tra le componenti del sistema, i meccanismi di perdita del momento angolare e la circolarizzazione e sincronizzazione delle orbite per effetto delle maree [Hurley et al., 2000].

Come visto nel Capitolo 1, l'utilizzo di ξ_{ad} , ξ_L , e ξ_{th} è di fondamentale importanza per capire la stabilità del trasferimento di massa tra due stelle. Il loro calcolo risulta però molto oneroso dal punto di vista computazionale. Sono ottimali per calcolare il singolo sistema ma non funzionali allo studio di sintesi di popolazioni. In MOBSE/BSE si usa quindi una trattazione semplificata della stabilità del trasferimento di massa, basata sui rapporti di massa q alla luce della correlazione esistente tra ξ e q .

In MOBSE, si assume che il trasferimento di massa sia dinamicamente instabile fintanto che $q > q_{crit}$. Questo rapporto di massa critico q_{crit} viene definito tramite $\xi_{ad} = \xi_L$, dove $\xi_L \approx 2.13q - 1.67$ per un trasferimento di massa conservativo. Siccome il comportamento del raggio della stella gigante devia da questa relazione se la massa dell'inviluppo della gigante è piccola, ecco che per i modelli stellari dettagliati si utilizza:

$$\xi_{ad} \approx \xi_{eq} \approx -x + 2 \left(\frac{M_c}{M} \right)^5 \quad (2.1)$$

dove M_c rappresenta la massa del nucleo. Si definisce quindi:

$$q_{crit} = \frac{\left[1.67 - x + 2 \left(\frac{M_c}{M} \right)^5 \right]}{2.13} \quad (2.2)$$

come il rapporto di massa critico oltre il quale il trasferimento di massa avviene su tempi scala dinamici e quindi è possibile un trasferimento di massa instabile [Hurley et al., 2000].

A seconda del tipo di stella primaria cambia il valore di q_{crit} .

Questo q_{crit} è fondamentale perchè uno degli ingredienti necessari per l'instaurarsi dell'involuppo comune è un trasferimento di massa instabile. Quindi il q_{crit} è un ottimo strumento per verificare questa condizione quando si deve analizzare un numero elevato di sistemi binari simultaneamente.

2.1.1 Condizioni iniziali delle simulazioni

Per quanto riguarda le simulazioni e le distribuzioni iniziali dei sistemi binari: la massa della stella primaria M_1 viene generata considerando la funzione di massa iniziale descritta da Kroupa (Kroupa [2001]),

$$\mathcal{F}(m_1) \propto m_1^{-2.3} \quad \text{with } m_1 \in [5, 150] M_\odot \quad (2.3)$$

mentre per la massa della secondaria viene assunta una distribuzione uniforme con $q = M_2/M_1$ compresa tra $[0.1, 1] M_1$.

$$\mathcal{F}(q) \propto q^{-0.1} \quad \text{with } q = \frac{M_2}{M_1} \in [0.1, 1] \quad (2.4)$$

Per la separazione orbitale iniziale viene assunta una distribuzione logaritmica uniforme tra i valori $0.1 R_{\odot}$ e $106 R_{\odot}$. Il periodo orbitale P e l'eccentricità dell'orbita e sono estratti secondo Sana et al. [2012].

$$\mathcal{F}(\mathcal{P}) \propto (\mathcal{P})^{-0.55} \quad \text{with} \quad \mathcal{P} = \log_{10} \left(\frac{P}{\text{day}} \right) \in [0.15, 5.5] \quad (2.5)$$

$$\mathcal{F}(e) \propto (e)^{-0.42} \quad \text{with} \quad 0 \leq e < 1. \quad (2.6)$$

I dati di MOBSE che ho utilizzato includono tre serie di simulazioni, ognuna con un parametro di efficienza del CE diverso, con α che assume i valori 1, 3, 5. Per ciascuna serie di simulazioni sono inclusi 12 sottoinsiemi con metallicità differenti: $Z = 0.0002, 0.0004, 0.0008, 0.0012, 0.0016, 0.002, 0.004, 0.006, 0.008, 0.012, 0.016$ e 0.02 . Ogni sottoinsieme è composto da 10^7 sistemi binari, per un totale di 1.2×10^8 sistemi binari per simulazione [Giacobbo and Mapelli, 2018].

Capitolo 3

COMMON ENVELOPE

3.1 Teoria

La fase di involucro comune (CE) si può verificare nella binaria quando uno dei due oggetti riempie il lobo di Roche e si instaura un trasferimento di massa tra il donatore, solitamente una gigante rossa, e l'accettore, l'oggetto che accetta la massa in ingresso. Se il trasferimento di massa è elevato, l'accettore non riesce a gestire tutto il flusso di materia in accrescimento e il trasferimento diventa instabile, con la materia che inizia ad accumularsi fino ad avvolgere nello stesso involucro sia la gigante che la sua compagna.

Per effetto di attrito all'interno del fluido dell'involucro, l'energia orbitale viene trasformata in parte in energia interna dell'involucro, riducendo drasticamente l'orbita.

L'energia immessa nell'involucro provoca la sua espansione e la sua eventuale espulsione dal sistema, se c'è abbastanza energia disponibile, lasciandosi dietro il nucleo della stella gigante e della sua compagna in un'orbita ravvicinata.

Nonostante l'importanza del CE, la sua trattazione risulta sostanzialmente incompleta. Sia dal punto di vista computazionale che analitico.

Subito dopo esser stato teorizzato, il CE venne studiato mediante simulazioni idrodinamiche 1D da Taam et al. [1978]. Venne subito realizzato come l'evoluzione non fosse a simmetria sferica, fatto che portò ad abbandonare le simulazioni 1D a favore di quelle 3D per tener conto dei vari processi turbolenti e della geometria non assisimmetrica del problema.

Venne subito evidenziato come i vari prodotti finali del CE potessero dipendere da dei vincoli generali di conservazione di energia e quantità di moto. Questi vincoli hanno permesso di avviare gli studi di sintesi di popolazione stellare. L'obbiettivo è quello di modellare l'evoluzione di un insieme di ipotetiche binarie per poter meglio comprendere quella che è la varietà di binarie evolute osservabili e/o poter prevedere altre binarie ancora da scoprire o riconoscere.

Inizialmente venne ampiamente assunto che l'energia necessaria per espellere l'involuppo comune derivasse esclusivamente dalla dissipazione di energia orbitale. Paczynski [1976] identificò la resistenza da attrito come il mezzo portante che trasferiva l'energia orbitale e il momento angolare dall'orbita della binaria all'involuppo comune.

Realizzò inoltre come una combinazione di conservazione del momento angolare e conservazione energetica potesse determinare l'espansione dell'involuppo.

Venne quindi introdotto un formalismo energetico in cui l'energia orbitale del sistema post CE fosse sufficientemente negativa da poter fornire l'energia necessaria all'espulsione dell'involuppo.

L'espulsione del CE, non essendo totalmente efficiente (ad esempio viene trasportata fuori anche energia cinetica durante l'espulsione) richiese l'introduzione di un primo parametro, detto il parametro di efficienza α .

Questo parametro venne introdotto per indicare la frazione di energia orbitale dissipata per espellere l'involuppo comune. Webbink [1985] introdusse

un semplice approccio per quantificare l'ordine di grandezza dell'energia di legame dell'involuppo E_{bind} .

$$E_{bind} = \delta E_{orb} = E_{orb,i} - E_{orb,f} = -\frac{Gm_1m_2}{2a_i} + \frac{Gm_{1,c}m_2}{2a_f} \quad (3.1)$$

dove la differenza di energia orbitale prima e dopo l'evento è comparata con l'energia richiesta per disperdere l'involuppo all'infinito E_{bind} . Qui a_i e a_f rappresentano la separazione iniziale e finale della binaria, m_1 e m_2 sono le masse iniziali e $m_{1,c}$ è la massa finale della stella che ha perso il suo involuppo $m_{1,env}$. Questo approccio venne sviluppato e migliorato in maniera significativa dopo l'introduzione di un ulteriore parametro λ , che descrive la geometria dell'involuppo, in stretta dipendenza dalla struttura della stella donora [de Kool, 1990]. Secondo questo formalismo, l'energia di legame E_{bind} è definita come:

$$E_{bind} = G \frac{m_1 m_{1,env}}{\lambda R_1} \quad (3.2)$$

e una forma comune per il formalismo energetico è ora riconosciuta come:

$$\frac{m_1 m_{1,env}}{\lambda R_1} = \alpha \left(-\frac{Gm_1m_2}{2a_i} + \frac{Gm_{1,c}m_2}{2a_f} \right) \quad (3.3)$$

Questa espressione permette di raccogliere le incognite nella comune espressione $\alpha\lambda$ che spesso viene utilizzata. Se però utilizziamo un valore unico per questo prodotto, si vanno a perdere quelli che furono i vantaggi usando λ per descrivere l'energia di legame di stelle specifiche.

L'introduzione del parametro λ aveva lo scopo di semplificare i conti, andando a migliorare i codici di sintesi di popolazione. È oggi chiaro che avere un parametro fisso per tutti i sistemi possibili è sbagliato, ma non è ancora certo come calcolare λ per ogni data stella, a seconda di quante informazioni si hanno sulla struttura di quest'ultima. Perché un'importante questione fisica è dove e come delineare, con precisione, il confine tra involuppo e nucleo, punto che sensibilmente influisce il valore di λ .

Sappiamo che questo semplice formalismo non rappresenta al meglio la fisica del CE che risulta più complessa: ad esempio, per alcuni sistemi osservati α dovrebbe assumere un valore superiore all'unità, scenario non fisicamente possibile. Inoltre, come già detto, λ non può essere univoco per tutte le stelle. L'utilizzo di questo formalismo "semplificato" è dovuto alla mancanza di un modello completo e autoconsistente della fase di CE. Il formalismo energetico venne introdotto sull'assunzione che il fenomeno del CE avvenisse su tempi scala dinamici e che l'energia necessaria per l'espulsione dell'involucro fosse da ricercare esclusivamente all'interno dell'energia orbitale.

Se il formalismo viene applicato a trasferimenti di massa che hanno tempi scala termici o nucleari, ecco che vengono violate in maniera artificiale le leggi di conservazione dell'energia $\alpha > 1$.

Questo può succedere perché nell'approssimazione vengono escluse altre fonti di energia e di dispersione di energia quali perdite radiative, contributi dell'energia nucleare, energia liberata dalle ricombinazioni, l'eventuale energia che va negli outflow...

Riassumendo, maggiore è la durata della fase CE e maggiore può essere la deviazione dalle condizioni semplificate utilizzate nel formalismo $\alpha\lambda$. Una volta che l'espulsione del CE risulta essere non dinamica, ecco che diventa molto difficile fare qualsivoglia previsione energetica perché il formalismo appena descritto non può funzionare.

Una volta introdotto un formalismo energetico, venne naturale introdurre un formalismo basato sul trasferimento di momento angolare che potesse ovviare ad alcuni problemi. Venne quindi introdotto il formalismo γ che si basava sulla conservazione del momento angolare (Nelemans et al. [2001]). L'equazione fondamentale del formalismo γ è:

$$\frac{\Delta J_{lost}}{J_i} = \frac{J_i - J_f}{J_i} = \gamma \frac{m_{1,e}}{m_1 + m_2} \quad (3.4)$$

dove J_i e J_f sono i momenti angolari orbitali della binaria iniziale e finale mentre $m_{1,e}$ è la massa dell'involuppo espulso.

Questo formalismo è efficiente nel descrivere solo una ristretta cerchia all'interno di quei sistemi per cui il formalismo energetico fallisce. Non è quindi un formalismo generalmente applicabile.

Ad oggi, nei codici di sintesi di popolazione, usiamo il parametro α senza il suo senso originale di frazione di energia orbitale necessaria per espellere l'involuppo, ma come parametro libero che ci indica quanta energia è disponibile per slegare l'involuppo comune. Lo usiamo per rappresentare una popolazione statistica grande: cambiando α cambiamo la fisica che sta sotto al problema, andando a considerare diverse fonti di energia per slegare l'involuppo e vediamo cosa succede.

Una soluzione per superare i limiti di questi formalismi e modellare in maniera completa l'involuppo comune è quella di studiare un singolo sistema binario con simulazioni idrodinamiche 3D, inserendo tutta la fisica possibile. Questo approccio prevede simulazioni in 3D di due stelle, in cui le stelle sono modellate come insieme di particelle, dell'ordine di 10 milioni di unità.

L'obiettivo è quello di iniettare la fisica in un modello che vuole essere il più possibile realistico del CE, evento che può durare 100 giorni o mille anni. La simulazione della fase del CE dei sistemi binari è stata uno sforzo decennale in astrofisica, dalle approssimazioni 1D [Taam et al., 1978], allo sviluppo "double-core" in più dimensioni che hanno rivelato la mancanza di simmetria sferica nel problema [Bodenheimer and Taam, 1986], fino alle recenti simulazioni idrodinamiche 3D e i calcoli magnetoidrodinamici con metodi sia euleriani che lagrangiani [De Marco and Izzard, 2017].

Visto che simulare l'intera evoluzione del CE è un problema computazio-

nalmente proibitivo, alcuni lavori si sono concentrati solo sulla fase di outcome del CE e sul successivo restringimento della separazione orbitale dei nuclei stellari [Ivanova et al., 2013]. Altri lavori hanno trascurato l'evoluzione globale per concentrarsi sul flusso nelle vicinanze di un oggetto avvolto da involucro usando una formulazione "simile ad una galleria del vento" [MacLeod and Ramirez-Ruiz, 2015].

Con questo approccio si cattura molta più fisica ma è possibile simulare solo una binaria alla volta. Computazionalmente il dispendio energetico è enorme se si vogliono studiare più sistemi.

Recentemente sono state realizzate le prime simulazioni idrodinamiche 3D di espulsione del CE, da progenitori massicci che portano a un sistema binario di stelle a neutroni che arrivano a mergere [Law-Smith et al., 2020].

Le simulazioni di questo tipo non sono state eseguite finora a causa del proibitivo calcolo computazionale: gli intervalli dinamici di densità e distanza fisica sono $> 10^6$. Il problema consiste nel risolvere un nucleo a neutroni di raggio $R \sim 10^6$ cm all'interno di una stella gigante con $R \sim 10^{13}$ cm, la cui densità varia da $\rho \sim 10^6$ g/cm³ a $\rho \sim 10^{-9}$ g/cm³ nelle regioni interessate.

L'approccio di sintesi di popolazione stellare è l'unico che ci permette di avere una statistica di milioni e milioni di binarie, che è quello di cui abbiamo bisogno per capire i rate dei BBH merger e l'evoluzione della popolazione. L'idea è che questi due approcci siano complementari e possano un giorno convergere.

Per verificare l'importanza del CE, è stata calcolata la distribuzione delle masse totali di coppie di buchi neri che mergono, ottenuti con MOBSE, cambiando solamente il valore di α ($\alpha = 0.2, 1, 3$), mentre λ viene calcolato in maniera auto-consistente dal codice stesso (Fig. 3.1). Il confronto tra le tre di-

stribuzioni di massa per i tre diversi α ci mostra come il CE sia fondamentale per la demografia delle binarie di buchi neri.

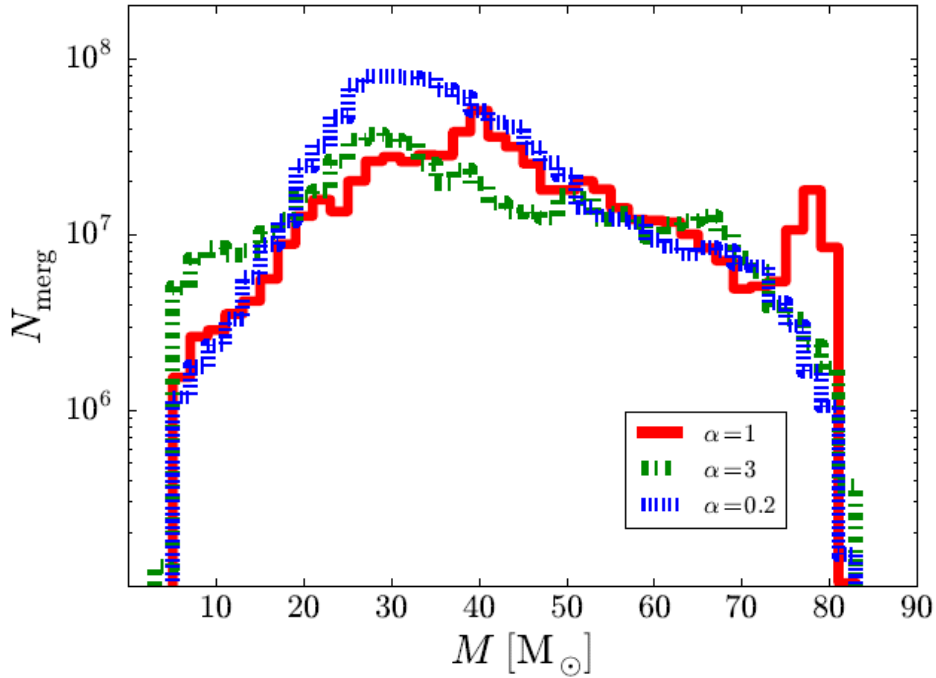


Figura 3.1: Distribuzione delle masse totali ($M = m_1 + m_2$) di binarie di buchi neri che mergono ottenute con codice MOBSE. Le binarie che mergono provengono da stelle progenitrici a diversa metallicità. L'unica differenza nei tre istogrammi è il valore di α nel formalismo CE. Linea rossa continua : $\alpha=1$, punto-linea verde : $\alpha=3$, linea blu a puntini: $\alpha= 0.2$.

Quindi è estremamente importante poter modellare il CE maniera dettagliata, ad esempio con delle simulazioni numeriche. Sono stati fatti innumerevoli tentativi negli ultimi anni ma rimangono ancora molti problemi aperti.

Non abbiamo un modello auto-consistente della fase iniziale del CE, quando il trasferimento di massa instabile impedisce all'involuppo di co-rotare con il nucleo. Solitamente le simulazioni idrodinamiche del CE partono quando il nucleo della compagna si trova già sulla superficie dell'involuppo.

L'unica parte del CE che è stata modellata in maniera completa è la fase iniziale di spiraleggiamento, quando i due nuclei spiraleggiano in un tempo scala dinamico (circa 100 giorni). Appena finisce la fase veloce e si instaura lo spiraleggiamento lento, ovvero quando i due nuclei sono ravvicinati, il sistema evolve su un tempo scala di Kelvin-Helmholtz (10^3 - 5 anni). Tale tempo scala è proibitivo da implementare per le simulazioni attuali.

Per questo la descrizione del CE rimane un problema aperto.

3.2 Analisi singolo sistema CE e NOCE

In questa sezione, andremo ad analizzare un singolo sistema binario che passa per la fase CE e un sistema che evolve senza passarvi.

La figura 3.2 mostra l'evoluzione nel tempo, in milioni di anni, delle due masse delle stelle nel sistema binario che attraversano una fase CE, sovrapposta all'evoluzione della separazione orbitale del sistema stesso.

Durante i primi 3.5 Myr di vita del sistema la primaria perderà massa a causa dei venti stellari, la primaria è massiccia ($120 M_{\odot}$) quindi la perdita è notevole, da $128 M_{\odot}$ la primaria subirà perdite fino ad arrivare a $78 M_{\odot}$.

Dopo circa 3.5 Myr la primaria lascia la sequenza principale ed entra nel ramo delle giganti rosse. Qui inizia ad espandersi e il suo raggio cresce fino a quando supererà il lobo di Roche.

A questo punto si innesta il trasferimento di massa per Roche lobe dalla primaria alla secondaria. Alla fine di questo processo la primaria avrà perso tutto il suo involucro e diventerà un nucleo di elio: la stella è diventata una Wolf-Rayet, la cui massa è circa un quarto della massa iniziale, ovvero $36 M_{\odot}$.

Ora la primaria, dopo un debole collasso del nucleo da esplosione di supernova, diventa un buco nero con massa di $13 M_{\odot}$, prima di 4 Myr.

Per la secondaria la perdita di massa da venti stellari è marginale poiché di bassa massa iniziale, $28 M_{\odot}$. Durante il primo Roche lobe la sua massa aumenta a causa del trasferimento di massa dalla primaria, arrivando a $65 M_{\odot}$. La secondaria continua la sua evoluzione e a 6.4 Myr, abbandona anche lei la sequenza principale, diventa una gigante rossa e riempie il suo Roche lobe. Il sistema a questo punto entra in fase di CE.

Lo scenario è un buco nero e una stella massiccia che sono avvolti dallo stesso involucro, perché la primaria è già diventata un oggetto compatto. Durante questo processo, la massa della secondaria varia da 52 a $20 M_{\odot}$. Dopo questo trasferimento di massa instabile, l'involucro viene espulso, la secondaria diventa una Wolf-Rayet e finalmente dopo un collasso del nucleo da esplosione di supernova diventa un buco nero con massa pari a $7 M_{\odot}$ al tempo di 7 Myr. I due buchi neri arriveranno a mergere all'età di 1.8 Gyr.

Analizzando il semiasse maggiore: la prima riduzione del semiasse maggiore a 3.4 Myr è causata dal primo Roche lobe, si passa da $1086 R_{\odot}$ a $753 R_{\odot}$.

Infatti il trasferimento di massa tende a stringere la binaria se la stella donor è più massiccia della stella accretor e se il trasferimento di massa è pressoché conservativo. Non essendosi instaurato il CE sappiamo che il trasferimento di massa è stabile. Ora i due oggetti continuano ad evolvere e tendono ad allontanarsi fino a raggiungere la distanza massima di $1146 R_{\odot}$. A questo punto, a 6.4 Myr il semiasse maggiore diminuisce fortemente da $1146 R_{\odot}$ fino a $290 R_{\odot}$ durante la fase di CE, dove la separazione orbitale tra i due nuclei diminuisce a causa dell'attrito esercitato dall'involucro non più corotante.

In questo esempio si vede come il CE riduca in maniera importante il semiasse maggiore dell'orbita e permetta poi alla binaria di mergere e portare la separazione orbitale a $0 R_{\odot}$.

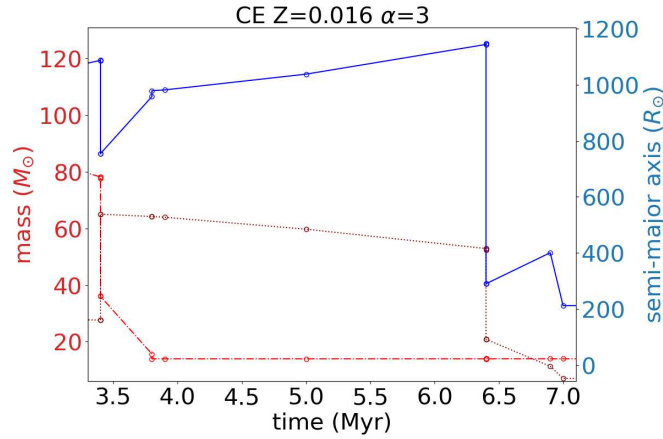


Figura 3.2: Nel grafico è riportata l'evoluzione di un singolo sistema binario di buchi neri, passante per un episodio di CE, che arriva a mergere in un tempo di Hubble. Il grafico è stato ottenuto dai dati delle simulazioni effettuate con MOBSE. Il sistema si trova a metallicità $Z = 0.016$ con un $\alpha = 3$. Sull'asse delle ordinate a sinistra, in rosso, sono riportate le masse delle stelle in masse solari. I colori rosso e rosso scuro rappresentano rispettivamente primaria e secondaria del sistema. Sull'asse delle ordinate a destra, in blu, è riportato il semiasse maggiore dell'orbita delle due stelle del sistema, espresso in raggi solari. Sull'asse delle ascisse è riportata l'evoluzione temporale in Myr. Il grafico riporta le fasi principali di vita del sistema binario ed è ingrandito nella parte centrale di vita del sistema che arriverà a coalescenza a 1.8 Gyr.

La figura 3.3 mostra mostra l'evoluzione nel tempo, in milioni di anni, delle due masse delle stelle in un sistema binario che non attraversa una fase di CE, da cui il termine NOCE, sovrapposta all'evoluzione della separazione orbitale del sistema stesso.

Qui i processi di evoluzione sono gli stessi che nel caso CE, tranne che la perdita di massa a 8.5 Myr, dovuta ad un forte trasferimento di massa per Roche

lobe overflow della secondaria e non a una fase di CE.

In questo caso le stelle iniziali sono meno massicce, $52 M_{\odot}$ e $19 M_{\odot}$, quindi la perdita di massa da venti stellari è ridotta. La primaria perderà $0.9 M_{\odot}$ prima di abbandonare la sequenza principale. Questo avverrà a 4.5 Myr e durante la fase di trasferimento di massa da Roche lobe la primaria arriverà a perdere più di metà della sua massa iniziale, arrivando a $20 M_{\odot}$. La primaria perde quindi tutto l'involuppo e diventa una Wolf-Rayet a 4.6 Myr per poi diventare un buco nero al tempo 4.7 Myr .

La secondaria vede un aumento di massa durante il trasferimento da 19 a $50 M_{\odot}$. Essa rimane in sequenza principale fino a 8.2 Myr , quando a seguito dell'espansione riempie il suo lobo di Roche e inizia a perdere massa, ritornando a $19 M_{\odot}$.

A 8.3 Myr la secondaria diventa una Wolf-Rayet e a 8.7 Myr diventa un buco nero. Rimarrà in questo stato fino alla coalescenza tra i due buchi neri al tempo 2.7 Gyr .

Le stelle di un sistema NOCE risultano essere più ravvicinate dal punto di vista della separazione orbitale, vedi Figura 4.5. In questo sistema il semiasse maggiore iniziale è di $67 R_{\odot}$. Il primo picco di diminuzione del semiasse maggiore avviene a 4.5 Myr quando si instaura il primo trasferimento di massa da Roche lobe, il semiasse diminuisce fino a $46 R_{\odot}$, per poi tornare ad aumentare: una volta esaurito il trasferimento di massa le stelle tendono ad allontanarsi.

Il semiasse si stabilizza e rimane stabile per circa 4 Myr , quando a 8.3 Myr crolla da $55 R_{\odot}$ a $18 R_{\odot}$.

La grande diminuzione di semiasse maggiore è dovuta al trasferimento di massa dalla secondaria alla primaria.

Una volta terminato il trasferimento di nuovo i due oggetti tendono a separarsi e aumentano il loro semiasse maggiore dell'orbita che si fissa a $19 R_{\odot}$. Arriverà a $0 R_{\odot}$ al tempo 2.7 Gyr .

In questo esempio vediamo come un sistema NOCE non abbia bisogno di essere stretto fortemente dal CE perchè i due oggetti partono già vicini.

Il restringimento dell'orbita da parte di un trasferimento di massa stabile di tipo Roche lobe overflow è sufficiente a garantire l'arrivo a coalescenza dei due buchi neri del sistema.

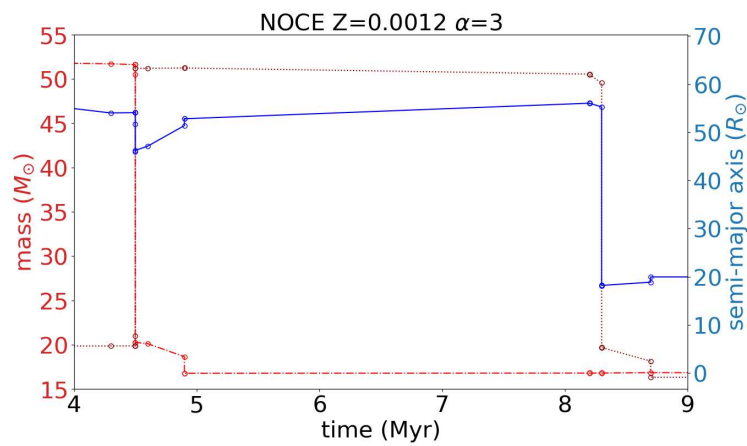


Figura 3.3: Nel grafico è riportata l'evoluzione di un singolo sistema binario di buchi neri che non passa per la fase CE ma che riesce comunque a mergere in un tempo di Hubble. Il grafico è stato ottenuto dai dati delle simulazioni effettuate con MOBSE. Il sistema si trova a metallicità $Z = 0.0012$ con un $\alpha = 3$. Sull'asse delle ordinate a sinistra, in rosso, sono riportate le masse delle stelle in masse solari. I colori rosso e rosso scuro rappresentano rispettivamente primaria e secondaria del sistema. Sull'asse delle ordinate a destra, in blu, è riportato il semiasse maggiore dell'orbita delle due stelle del sistema, espresso in raggi solari. Sull'asse delle ascisse è riportata l'evoluzione temporale in Myr. Il grafico riporta le fasi principali di vita del sistema binario ed è ingrandito nella parte centrale di vita del sistema che arriverà a coalescenza a 2.7 Gyr.

Capitolo 4

Risultati

In questa sezione presenterò i risultati raggiunti durante il mio lavoro.

4.1 Canali evolutivi

Il primo obiettivo della mia tesi è quello di quantificare i sistemi che passano attraverso l'involuppo comune e quelli che evolvono senza passare dalla fase CE e che diventano una coppia di buchi neri per poi andare a coalescenza. La maggior parte dei progenitori di buchi neri in sistema binario subisce una fase di CE, prendendo ad esempio il caso $\alpha = 3$ (vedi Figura 4.1), abbiamo un minimo di 88% di sistemi che attraversano la fase CE, per quanto riguarda la metallicità $Z=0.004$, fino ad un massimo di 98% di sistemi per metallicità $Z=0.016$. Di conseguenza circa il 12% dei progenitori non attraversa un'esperienza di CE per $Z=0.004$, e il 2% per quanto riguarda $Z=0.016$.

Ho filtrato i dati, escludendo i sistemi che non rientravano nei requisiti, ad esempio sistemi che non arrivavano a coalescenza in meno di un tempo di Hubble, o sistemi con stelle a neutroni, e nella mia analisi ho diviso i sistemi in due categorie: sistemi che passano per common envelope (CE) e sistemi che non passano per common envelope (NOCE). Sono stati esclusi i sistemi dove gli og-

getti durante la loro entrano in contatto diretto prima di poter diventare BBH. Ho verificato inoltre se fosse presente una dipendenza dalla metallicità: in particolare se cambiando indice di metallicità cambiasse la frazione di sistemi che arriva a coalescenza senza passare dal CE.

Ho investigato la frequenza di sistemi che entrano in CE prima o dopo la formazione del primo BH nel sistema binario. Per ottenere questo ho analizzato tutti i sistemi alle diverse metallicità, separandoli per canale di formazione e mettendo in evidenza le percentuali di sistemi relative alle varie categorie. Figura 4.1 mostra 6 metallicità su 12 per una maggiore leggibilità e compattezza del grafico.

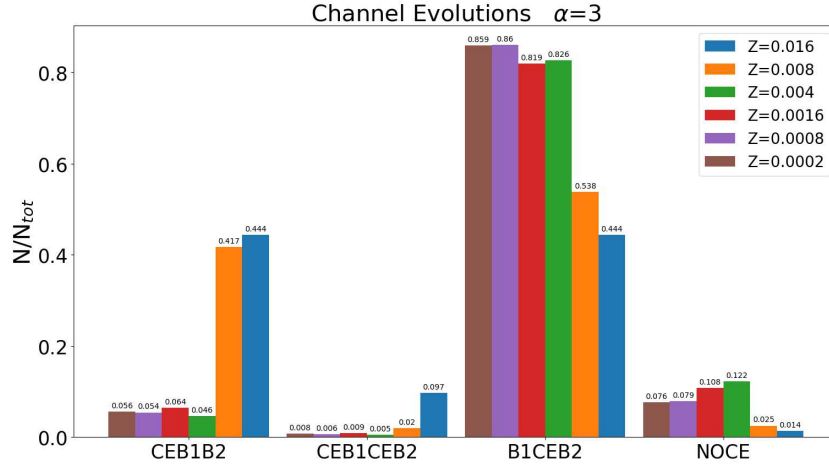


Figura 4.1: Istogramma dei canali evolutivi dei sistemi di buchi neri binari che arrivano a coalescenza in un tempo di Hubble nelle nostre simulazioni. Il grafico si riferisce ad $\alpha = 3$, uno dei tre valori di α disponibili dalle simulazioni MOBSE. In ordinata troviamo la frazione di sistemi con N su N_{tot} a indicare il numero di sistemi nel canale diviso il numero totale di sistemi che arriva a mergere, somma di tutti i sistemi CE e NOCE. Il canale CEB1B2 indica quei sistemi che fanno involuppo comune (CE) prima della formazione del primo (B1) e del secondo buco nero (B2). Il canale CEB1CEB2 indica i sistemi che evolvono in involuppo comune, poi formano il primo buco nero, passano attraverso un secondo involuppo comune e infine formano il secondo buco nero. Il canale B1CEB2 rappresenta i sistemi in cui l'involuppo comune avviene dopo la formazione del primo buco nero e prima della formazione del secondo. Infine il canale NOCE indica i sistemi che non hanno alcun processo di involuppo comune. I diversi colori indicano le diverse metallicità: $Z = 0.016$ (blu), $Z = 0.008$ (arancio), $Z = 0.004$ (verde), $Z = 0.0016$ (rosso), $Z = 0.0008$ (viola), $Z = 0.0002$ (marrone). I numeri sopra le colonne indicano le frazioni di sistemi che evolvono attraverso un determinato canale rispetto al totale dei buchi neri binari che arrivano a coalescenza in ogni metallicità.

Dal grafico si evince come l'evoluzione B1CEB2 è dominante. Questo ci dice come il CE rilevante sia quello in cui uno dei due oggetti è già compatto e la stella compagna si sta espandendo. I CE determinanti al fine dell'evoluzione del sistema sono quelli che avvengono dopo che si è formato il primo buco nero.

Andando ad analizzare le metallicità più alte, il CE fondamentale si sposta verso il canale CEB1B2; questo risultato è influenzato dalla poca statistica del campione preso in considerazione.

È ragionevole aspettarsi una variazione con la metallicità: infatti ad alte metallicità diminuisce il numero di CE dopo la formazione del primo oggetto compatto e/o la possibilità di far arrivare a coalescenza il sistema senza passare dal CE.

Questo avviene perché la stella perde massa rapidamente: il sistema deve stringersi in tempi rapidi (quindi con un'evoluzione CEB1B2), altrimenti perde definitivamente la possibilità di ridurre il semi-asse dell'orbita.

A metallicità alta, se il sistema binario non si è ancora stretto abbastanza dopo la formazione del primo BH, le masse e i raggi sono diminuite talmente tanto che non è più possibile stringere il sistema. Viceversa, nel caso di metallicità bassa, ad esempio un decimo solare $Z = 0.002$, la compagna non perde massa neanche dopo che si è formato il primo BH; a quel punto il sistema ha ancora tempo per fare un Roche lobe overflow che si trasformerà in un CE per riuscire a stringere finalmente la binaria.

A bassa metallicità le stelle perdono massa all'ultimo momento, prima di diventare BH. Nel caso di BH più massicci praticamente non ne perdono e mantengono l'involuppo. Questo è il caso di stelle il cui raggio veleggia tra 10-1000 R_{\odot} e quindi non diventeranno quasi mai stelle Wolf-Rayet (WR).

Il sistema può avere il primo Roche lobe quando entrambi gli oggetti sono ancora stelle e sopravvive per definizione perché stiamo considerando sistemi che

poi arrivano a coalescenza come buchi neri binari. Successivamente uno dei due oggetti diventerà BH, con un finestra temporale che varia da 2.5 milioni di anni per stelle più massicce a 10 milioni per le meno massicce. La compagna è ancora massiccia e ha il suo involucro, quindi possiede un raggio elevato, per cui riesce subito a riempire nuovamente il lobo di Roche anche se la separazione orbitale della binaria è relativamente grande, per poi finire in CE. A quel punto il CE stringe la binaria e subito dopo si forma il secondo BH.

Nel caso di metallicità solari, prendiamo ad esempio una stella di $80 M_{\odot}$, anche in assenza di rotazione essa perde $2/3$ della sua massa entro la fine della sua vita, diventa quindi una stella di Wolf-Rayet. Per poter mergere ha bisogno di un'importante fase di CE che stringa la binaria nei primi anni della sua vita, quando entrambi gli oggetti sono non degeneri. Questo perché quando il primo BH si forma, la compagna è una Wolf-Rayet: è senza involucro e possiede un raggio minore di $10 R_{\odot}$, $1-2 R_{\odot}$ solitamente. Quindi se la separazione orbitale non è stata ridotta prima, la probabilità che questo sistema faccia un CE dopo che si è formato il BH è minima. Per far mergere i 2 BH in un sistema del genere il CE va fatto quando entrambe le stelle non hanno ancora perso tutto l' involucro, perché ci deve essere un trasferimento di massa instabile, prima quindi della formazione del primo BH. La fase CE è quella che stringe abbastanza l'orbita della binaria per permettere al sistema di arrivare a coalescenza.

4.2 Evoluzione sistemi che passano per il common envelope (CE) e sistemi che non subiscono common envelope (NOCE)

In questa sezione vogliamo approfondire come si differenziano i sistemi che vanno attraverso il CE da quelli che non vi passano. Individuando quali possono essere le grandezze che caratterizzano le due categorie: dall'esistenza di un range di masse caratteristico o un legame tra i rapporti di massa q iniziali e finali di chi passa per CE e chi non vi passa.

Per fare questo ho analizzato le grandezze fisiche del sistema nel suo stato iniziale (ZAMS) e alcune grandezze relative allo stato avanzato del sistema come la massa dei BH. Ho analizzato i dati di ogni sistema e li ho messi a confronto per diverse metallicità.

Per una maggiore comprensione dei grafici, ho raggruppato le metallicità a gruppi di quattro, mantenendo sempre la distinzione tra sistemi CE e sistemi NOCE (Fig. 4.2).

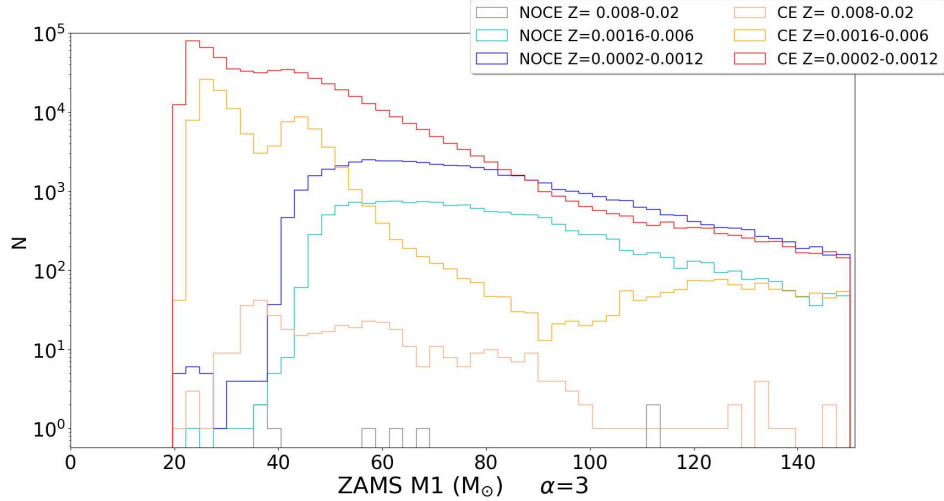


Figura 4.2: Istogramma della massa ZAMS della stella primaria di ogni sistema BBH che arriva a coalescenza, a diverse metallicità, ottenute dalle nostre simulazioni. Il grafico si riferisce ad $\alpha = 3$, uno dei tre possibili α assunti nelle simulazioni effettuate con MOBSE. Le masse sono riportate in masse solari, il loro range varia da 20 a 150 M_{\odot} . I conteggi dei sistemi sono riportati in scala logaritmica. I diversi colori si riferiscono a diversi gruppi di metallicità. Le metallicità sono state unite a gruppi di quattro: le metallicità $Z = 0.02$, $Z = 0.016$, $Z = 0.012$, $Z = 0.008$ sono raggruppate in $Z = 0.008 - 0.02$, le metallicità $Z = 0.006$, $Z = 0.004$, $Z = 0.002$, $Z = 0.0016$ sono raggruppate in $Z = 0.0016 - 0.006$; infine le metallicità $Z = 0.0012$, $Z = 0.0008$, $Z = 0.0004$ e $Z = 0.0002$ sono raggruppate in $Z = 0.0002 - 0.0012$. Per un immediato confronto visivo i colori freddi sono stati utilizzati per sistemi NOCE: $Z = 0.008 - 0.02$ (grigio), $Z = 0.0016 - 0.006$ (azzurro), $Z = 0.0002 - 0.0012$ (blu), mentre colori caldi sono stati usati per sistemi CE: $Z = 0.008 - 0.02$ (rosa), $Z = 0.0016 - 0.006$ (arancione), $Z = 0.0002 - 0.0012$ (rosso).

Dal grafico si nota come i sistemi che riescono ad arrivare a coalescenza senza passare per l'inviluppo comune siano significativamente più massicci

degli altri. La differenza è da attribuire al ruolo delle stelle primary leggere, il cui sistema non riesce a produrre due BH binari e arrivare a mergere senza prima passare per il CE.

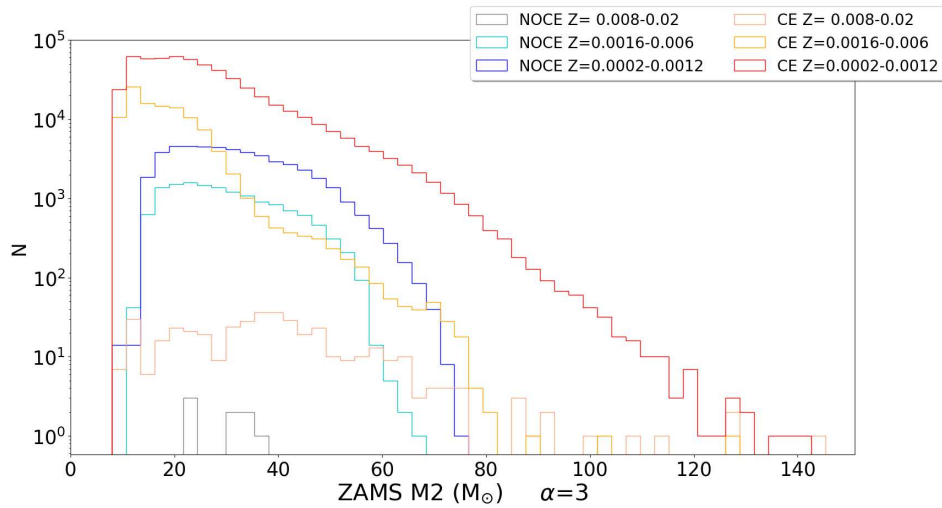


Figura 4.3: Istogramma della massa ZAMS della stella secondaria di ogni sistema, che arriva a coalescenza, a diverse metallicità, ottenute dalle nostre simulazioni. Il grafico si riferisce ad $\alpha=3$, uno dei tre possibili α ottenuti da MOBSE. Le masse sono riportate in masse solari, il loro range varia da 5 a $140 M_{\odot}$, come da impostazioni MOBSE. I conteggi dei sistemi sono riportati in scala logaritmica. I diversi colori sono definiti come in Figura 4.2.

Le masse delle stelle secondarie di sistemi che non passano per il CE (Fig. 4.3) sono molto più piccole rispetto a quelle dei sistemi che vi passano. La stella più massiccia per i NOCE si aggira attorno alle $80 M_{\odot}$.

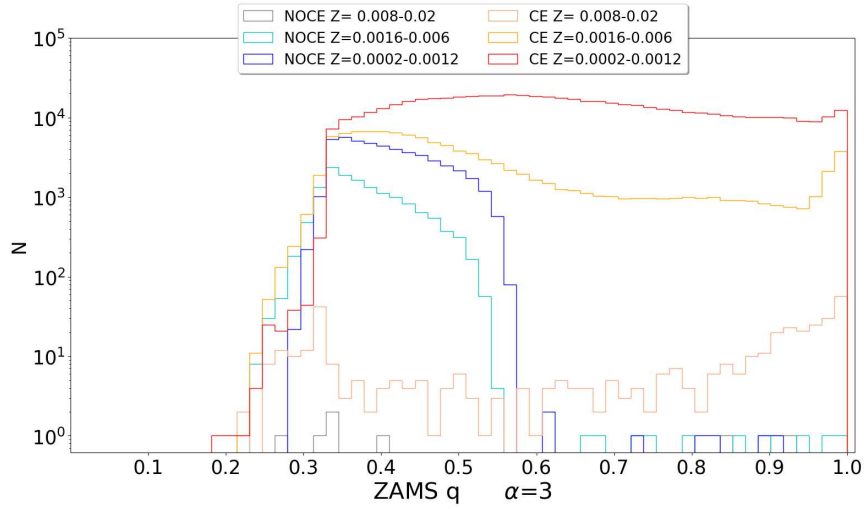


Figura 4.4: Istogramma del rapporto delle masse ZAMS, secondaria su primaria, di ogni sistema BBH che arriva a coalescenza, a diverse metallicità, ottenute dalle nostre simulazioni. Il grafico si riferisce ad $\alpha = 3$, uno dei tre possibili α ottenuti da MOBSE. I conteggi dei sistemi sono riportati in scala logaritmica. I diversi colori sono definiti come in Figura 4.2.

Figura 4.4 è una figura chiave: ci mostra come i sistemi che non passano per CE hanno bisogno di un rapporto di masse molto inferiore a 1 tra secondary e primary. Questa è una caratteristica forte che separa la categoria NOCE da quella CE.

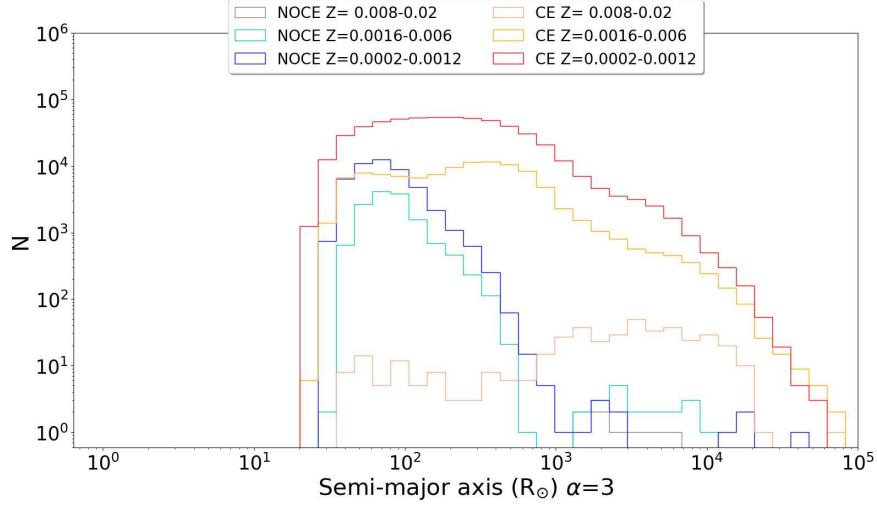


Figura 4.5: Istogramma del semiasse maggiore del sistema binario quando le stelle si trovano in ZAMS, a diverse metallicità, ottenute dalle nostre simulazioni. La separazione è riportata in R_{\odot} . Il grafico si riferisce ad $\alpha=3$, uno dei tre possibili α ottenuti da MOBSE. I conteggi dei sistemi sono riportati in scala logaritmica. I diversi colori si riferiscono a diversi gruppi di metallicità e sono definiti come in Figura 4.2.

Figura 4.5 evidenzia come i sistemi NOCE non hanno bisogno di essere ristretti particolarmente dal punto di vista della separazione orbitale per arrivare a coalescenza. Essi partono già vicini, non necessitano quindi del fattore stringente portato dal CE.

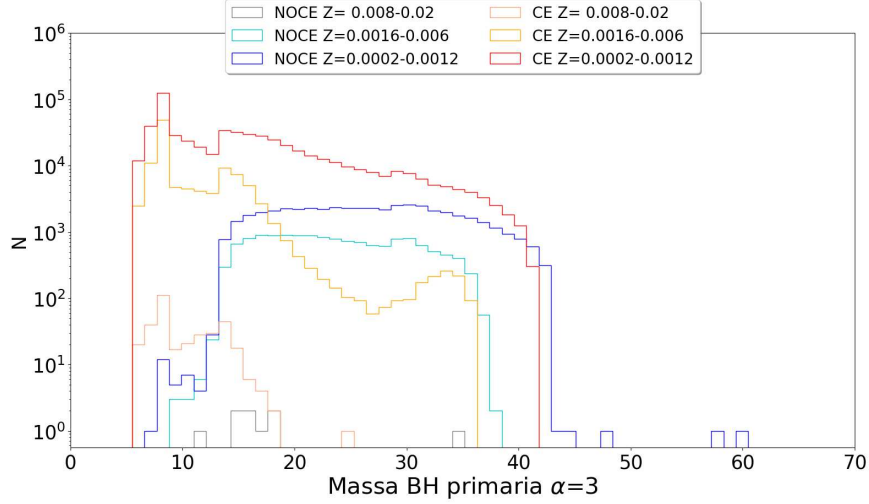


Figura 4.6: Istogramma della massa del buco nero formatosi dalla primaria del sistema binario quando le stelle si trovano in ZAMS, a diverse metallicità, ottenute dalle nostre simulazioni. La massa è riportata in M_{\odot} . Il grafico si riferisce ad $\alpha = 3$, uno dei tre possibili α ottenuti da MOBSE. I conteggi dei sistemi sono riportati in scala logaritmica. I diversi colori si riferiscono a diversi gruppi di metallicità e sono definiti come in Figura 4.2.

Siamo già a conoscenza della relazione tra la massa degli oggetti compatti e la metallicità: ad alte metallicità corrisponde una bassa massa finale. Ne possiamo vedere ulteriore evidenza in Figura 4.6. Il range di masse dei BH varia da $5 M_{\odot}$ a $60 M_{\odot}$, questo ci fornisce un importante limite superiore alla massa possibile di un BH in un sistema binario. I sistemi NOCE si distinguono perché fanno fatica a formare un BH di piccola massa.

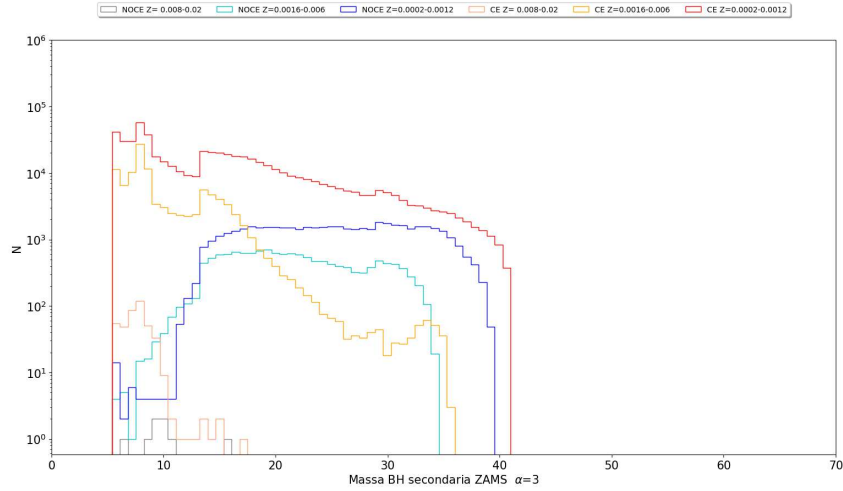


Figura 4.7: Istogramma della massa del buco nero formato dalla stella secondaria, a diverse metallicità, ottenute dalle nostre simulazioni. La massa è riportata in M_{\odot} . Il grafico si riferisce ad $\alpha=3$, uno dei tre possibili α ottenuti da MOBSE. I conteggi dei sistemi sono riportati in scala logaritmica. I diversi colori si riferiscono a diversi gruppi di metallicità e sono definiti come in Figura 4.2.

Anche in Figura 4.7 si nota la tendenza per quanto riguarda i NOCE a non formare BH poco massicci.

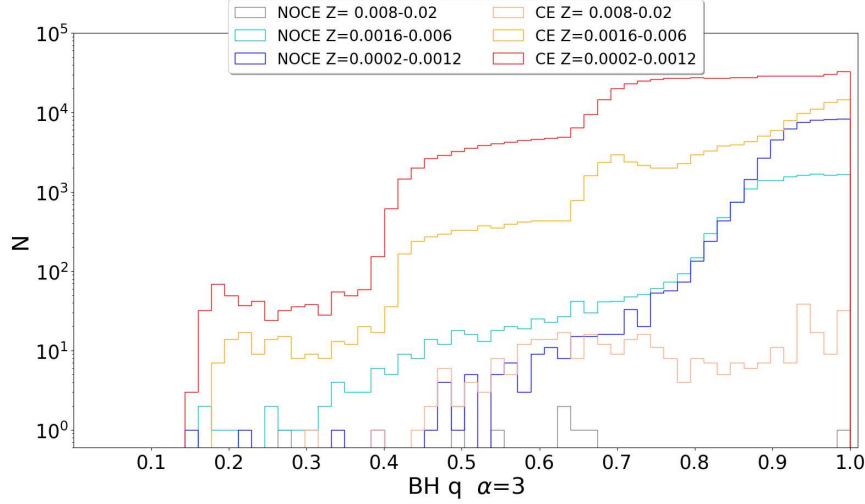


Figura 4.8: Istogramma del rapporto tra masse dei black hole, meno massiccio su più massiccio, a diverse metallicità, ottenute dalle nostre simulazioni. Il grafico si riferisce ad $\alpha = 3$, uno dei tre possibili α ottenuti da MOBSE. I conteggi dei sistemi sono riportati in scala logaritmica. I diversi colori si riferiscono a diversi gruppi di metallicità e sono definiti come in Figura 4.2.

Dalla Figura 4.9 si nota come i sistemi NOCE tendano a selezionare BH di egual massa.

Questo è in apparenza sorprendente perché abbiamo visto come nelle masse ZAMS vi sia il trend opposto, ovvero quasi tutti i NOCE hanno $q_{\text{ZAMS}} < 0.6$. Se il rapporto di masse è più estremo all'inizio, il Roche lobe overflow stringe di più la binaria visto che la binaria si stringe per Roche lobe overflow se la massa del donore è maggiore della massa dell'accretor. Successivamente la binaria comincia nuovamente ad allargarsi. Quindi il primo episodio di Roche lobe overflow in questi sistemi dovrebbe principalmente stringerli invece che tendenzialmente allargarli.

Se il rapporto di masse è grande, la secondary è ancora abbondantemente nella sequenza principale quando la primary ne esce. Quindi se la binaria è

abbastanza stretta, quando la primaria diventa buco nero, la secondaria si mette a riempire il suo lobo di Roche producendo un trasferimento di massa molto abbondante.

A questo punto abbiamo un sistema composto da un buco nero massiccio, perché la primaria era molto massiccia, e una donator relativamente massiccia, ma più massiccia del buco nero. Il rapporto tra le masse difficilmente supera il fattore critico, quindi il CE non si instaura ma il Roche lobe overflow rimane comunque molto importante e stringe la binaria perché la donator è più massiccia del buco nero e il buco nero non cresce in massa (essendo Eddington limited).

È il secondo Roche lobe che equalizza le masse perché l'accrescimento cessa quando M_2 e M_1 sono simili.

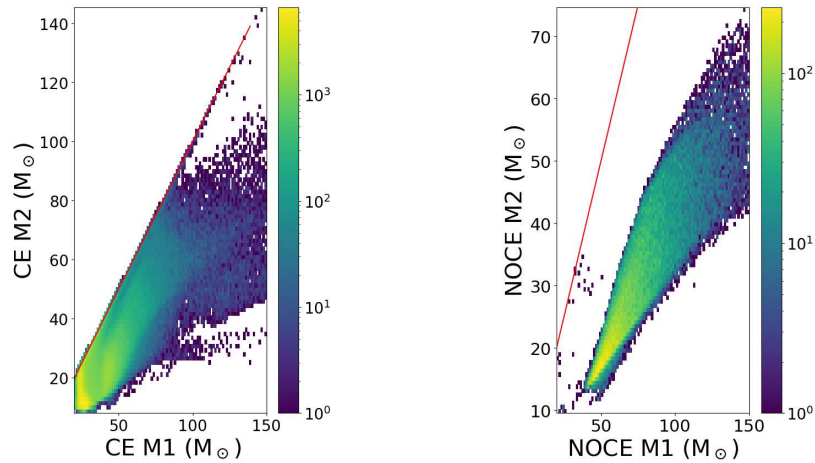


Figura 4.9: Istogramma 2D delle masse di primaria (M_1) e secondaria (M_2) sulla ZAMS di tutte le metallicità e tutti i sistemi filtrati che arrivano a coalescenza, da dati MOBSE per $\alpha = 3$. A destra i sistemi che non passano per l'involuppo comune e a sinistra i sistemi che fanno CE. La linea rossa indica $M_1 = M_2$.

Figura 4.9 mostra la massa ZAMS della secondaria verso la massa ZAMS

della primaria, distinguendo tra sistemi che passano e non passano per l'inviluppo comune. Da questa figura si può notare uno shift rigido della primaria nel caso CE rispetto alla primaria nel caso NOCE. Le M_2 dei sistemi CE coprono tutto l'intervallo, mentre per quanto riguarda i NOCE le M_2 dei sistemi sono sistematicamente meno massicce rispetto al caso CE. La ragione principale è che le M_2 per riuscire a formare un oggetto che arriva a coalescenza devono essere significativamente meno massicce delle M_1 . Questo rapporto di massa è fondamentale per rimanere sotto il q_{crit} , quindi avere trasferimento di massa stabile, quindi essere un sistema NOCE, quando è la secondaria che assume il ruolo di donatore.

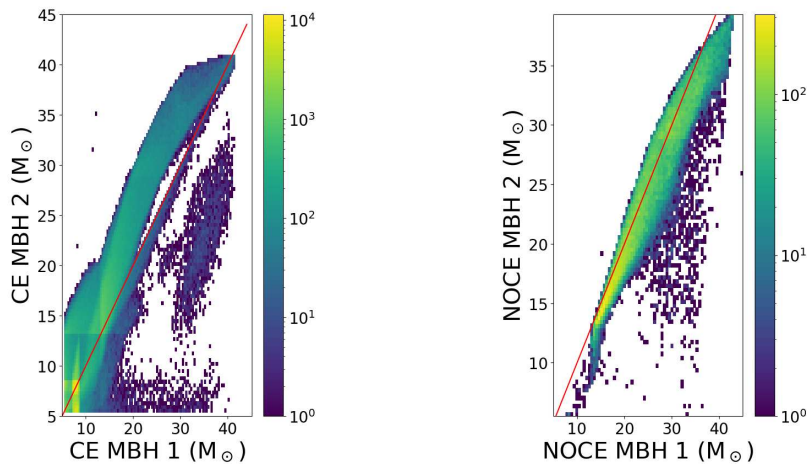


Figura 4.10: Istogramma 2D delle masse dei BH prima di arrivare a coalescenza, provenienti da primaria (MBH1) e secondaria (MBH2) di tutti i sistemi filtrati e tutte le metallicità che arrivano a coalescenza, da dati MOBSE per $\alpha = 3$. A destra mostro i sistemi che non passano per l'inviluppo comune e a sinistra i sistemi che fanno CE. La linea rossa indica $MBH1 = MBH2$.

Figura 4.10 ribadisce il concetto che i sistemi NOCE non possono essere sistemi leggeri. I sistemi di bassa massa non riescono a fare un'evoluzione

senza CE abbastanza stretta da poter arrivare a coalescenza. I sistemi leggeri che dominano il plot a sinistra sono tutti CE.

Nel caso dei sistemi NOCE vi è una prevalenza di sistemi in cui il buco nero derivante dalla primaria è più massiccio o alla pari rispetto a quello originatosi dalla secondaria. Infatti la maggior parte dei sistemi sta sotto la riga rossa.

Mentre per quanto riguarda i sistemi massicci che passano per CE, essi hanno sempre il BH originatosi dalla secondaria più massiccio del corrispettivo nato dalla primaria. Questo indica che c'è stato un trasferimento di massa estremo prima della formazione del primo BH, perché la primaria ha ceduto la maggior parte della sua massa alla secondaria, che poi è stata in grado di produrre un buco nero più massiccio di quello della primaria.

Questo Roche lobe overflow così forte non avviene nella maggior parte dei sistemi NOCE. Abbiamo così capito perché il rapporto tra le masse dei BH di sistemi NOCE è piccato intorno a 1, vedi Figura 4.8.

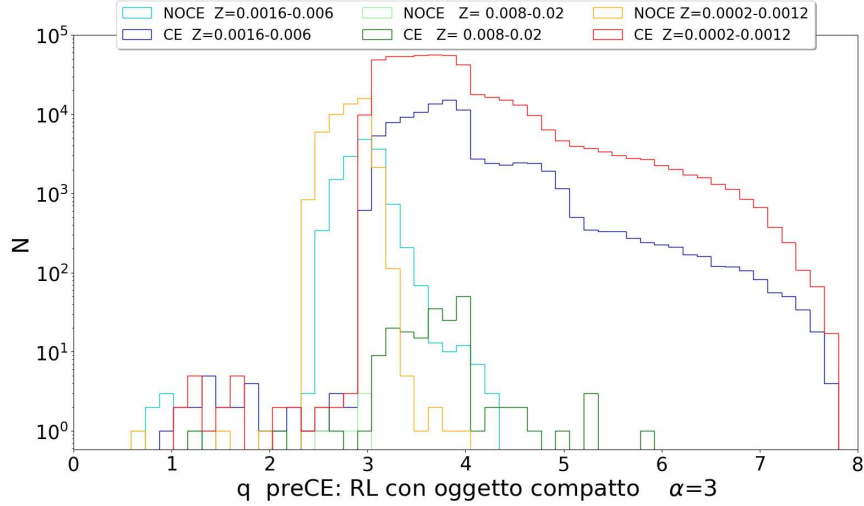


Figura 4.11: Istogramma del rapporto tra masse degli oggetti, donator su accretor, rilevato al primo Roche lobe overflow in cui uno dei due componenti è diventato un oggetto compatto. Sono riportate diverse metallicità ottenute dalle simulazioni. Il grafico si riferisce ad $\alpha = 3$, uno dei tre possibili α ottenuti da MOBSE. I conteggi dei sistemi sono riportati in scala logaritmica. I diversi colori si riferiscono a diversi gruppi di metallicità e sono definiti come in Figura 4.2.

La Figura 4.11 mette in evidenza come i sistemi che non passano in CE non ci vanno per una questione di definizione: sono molto vicini a q_{crit} indicato da Hurley et al. [2000]. Gli unici sistemi che arrivano a coalescenza con un rapporto di massa vicino ad uno sono i sistemi che si affollano sulla linea di demarcazione tra CE e NOCE.

Non si evidenzia una grossa differenza fisica tra chi passa per CE con oggetto compatto e chi non ci passa, stiamo parlando di trasferimenti di massa estremi in entrambi i casi. Sappiamo che i sistemi che non fanno CE, e arrivano a coalescenza, fanno uno o due episodi di Roche lobe overflow estremi, ma non vengono etichettati come CE perché appena fuori dai parametri del codice.

L'unica differenza che intercorre tra un Roche lobe overflow che risulta stabile, ma prossimo all'instabilità e un CE è tecnico. Il codice tratta i CE tramite un processo che viene assunto istantaneo, ovvero che impiega un tempo infinitesimo per avere la transizione da Roche lobe a CE. Per quanto riguarda invece i processi di Roche lobe overflow leggermente instabili, ovvero vicino al limite per diventare CE, questo processo viene assunto non istantaneo: impiega un tempo non infinitesimo per essere processato.

Per un accretor il concetto fondamentale per riuscire a trattenere la massa trasferita è il seguente: il tempo di scala di Kelvin-Helmholtz, ovvero di riassestamento, deve essere tale da permettere di trattenere quella massa. Da una stella in sequenza principale è ragionevole aspettarselo, in uno stadio avanzato invece questo non succede.

Il processo di Roche lobe overflow tra due stelle può essere conservativo, mentre il Roche lobe overflow con almeno un oggetto compatto non può essere conservativo.

4.3 Confronto tra diversi valori di α

I risultati finora presentati si riferiscono principalmente, per scelta arbitraria, ad un valore di α pari a 3. In questa sezione riportiamo e confrontiamo i risultati ottenuti ad α diversi investigando se sia presente una dipendenza dal valore di α utilizzato, ovvero se cambiando α cambia la fisica dei risultati ottenuti.

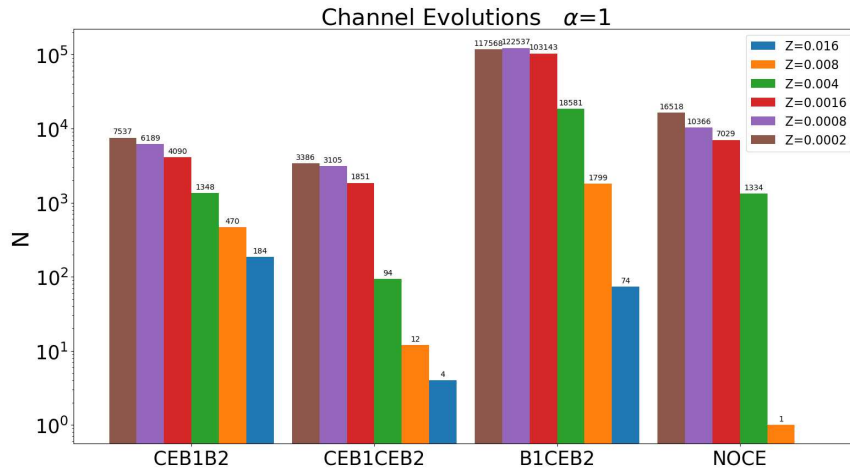


Figura 4.12: Istogramma dei canali evolutivi dei sistemi di buchi neri binari che arrivano a coalescenza in un tempo di Hubble nelle nostre simulazioni. Il grafico si riferisce ad $\alpha = 1$, uno dei tre α disponibili dalle simulazioni MOBSE. Il canale CEB1B2 indica quei sistemi che fanno involuppo comune (CE) prima della formazione del primo (B1) e del secondo buco nero (B2). Il canale CEB1CEB2 indica i sistemi che evolvono in involuppo comune, poi formano il primo buco nero, passano attraverso un secondo involuppo comune e infine formano il secondo buco nero. Il canale B1CEB2 rappresenta i sistemi in cui l'involuppo comune avviene dopo la formazione del primo buco nero e prima della formazione del secondo. Infine il canale NOCE indica i sistemi che non hanno alcun processo di involuppo comune. I diversi colori indicano le diverse metallicità: $Z = 0.016$ (blu), $Z = 0.008$ (arancio), $Z = 0.004$ (verde), $Z = 0.0016$ (rosso), $Z = 0.0008$ (viola), $Z = 0.0002$ (marrone). I numeri sopra le colonne indicano i conteggi totali di sistemi che evolvono attraverso un determinato canale rispetto al totale dei buchi neri binari che arrivano a coalescenza in ogni metallicità. Da questo istogramma si vede come il canale B1CEB2 sia sempre il più comune.

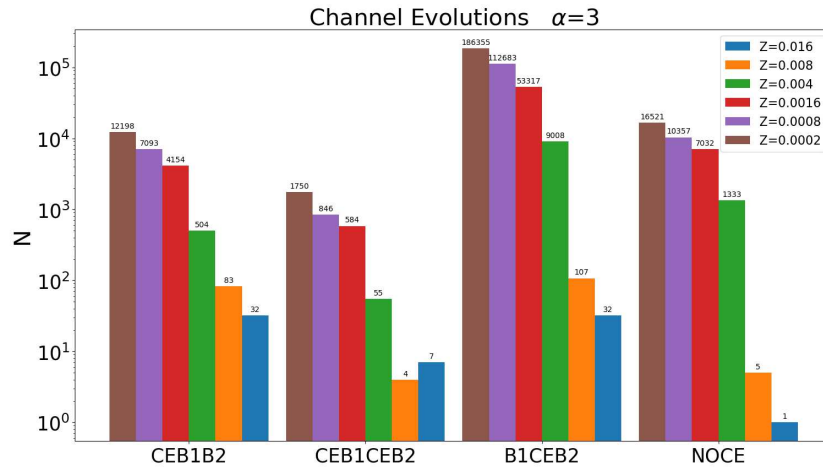


Figura 4.13: Figura identica a Figura 4.12, ma per $\alpha = 3$.

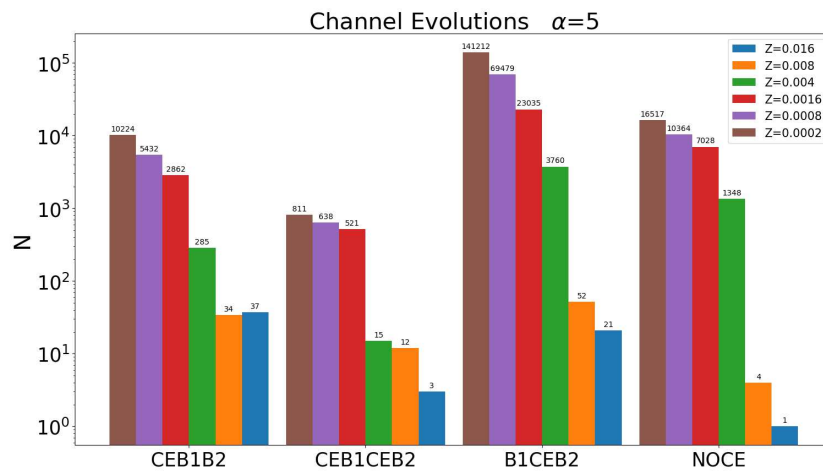


Figura 4.14: Figura identica a Figura 4.12, ma per $\alpha = 5$. Da questo istogramma si vede come il canale B1CEB2 sia il più comune, tranne nel caso di metallicità alte dove il canale più dominante risulta essere CEB1B2.

Le figure 4.12, 4.13 e 4.14 riportano, in ordine crescente di α , gli istogrammi dei canali evolutivi. In cima alle barre sono riportati i sistemi totali che popola-

no il canale evolutivo selezionato. Si nota come la massima efficienza di merger si ottiene per $\alpha = 3$ e alte metallicità.

Si nota come indifferentemente dall' α scelto il canale B1CEB2 risulta essere quasi sempre il più popolato, tranne nel caso di metallicità alta indifferentemente dall' α selezionato.

Nel canale B1CEB2 la presenza di sistemi è inversamente proporzionale alla metallicità, con le metallicità maggiori che tendono ad avere una maggiore percentuale di sistemi. Nel caso di $\alpha = 1$ sono le metallicità centrali ad assumere i valori assoluti massimi. Nelle altre due simulazioni invece la tendenza per le metallicità centrali di risultare le più popolate rimane invariata indifferentemente dall' α selezionato.

Per quanto riguarda il canale dei NOCE si nota come il caso $\alpha = 1$ soffra di una scarsa statistica alle alte metallicità. Riguardo alla scarsa presenza di sistemi nel canale NOCE ad alte metallicità, questo non ci sorprende: i sistemi NOCE attraversano delle fasi di trasferimento di massa stabile che non sono particolarmente frequenti quando c'è la necessità di stringere molto i sistemi. In questa simulazione i sistemi ad alte metallicità sono totalmente assenti.

Il canale CEB1CEB2 risulta essere quasi sempre il meno popolato, questo ci indica come la situazione fisica in cui si instauri un doppio CE all'interno del percorso di vita di una binaria sia molto raro.

Il canale CEB1B2 oscilla tra la seconda e terza posizione per presenze di sistemi nel canale evolutivo. Si evidenzia come a metallicità alte vi sia una maggiore presenza di sistemi in questo canale evolutivo, con un importante spike di presenze per quanto riguarda il caso con $\alpha = 1$ e $Z = 0.016$. Questo aumento nel numero di sistemi è da attribuire al fatto che a metallicità alte abbiamo notevole perdita di massa per stelle massicce ed è fondamentale stringere la binaria prima di questa perdita di massa, altrimenti una volta che le stelle progenitrici perdono l'involuppo e diventano stelle compatte di tipo Wolf-Rayet, non vi è

più possibilità di trasferimento di massa, quindi di CE, quindi di poter stringere la binaria.

Per quanto riguarda lo spike notiamo come ad $\alpha = 1$ vi sia una diversa efficienza assoluta di merger ad alte metallicità. In particolare attraverso i canali CEB1B2 e B1CEB2 vi è una notevole presenza di sistemi rispetto ai casi dei diversi α . Questo ci permette di dire che $\alpha = 1$ permette di stringere i sistemi in maniera efficiente prima che avvenga un'eccessiva perdita di massa e quindi prima che le stelle passino da giganti a Wolf-Rayet, quindi prima che il raggio possa ridursi notevolmente durante la vita di una stella, perché poi difficilmente riusciranno a fare trasferimento di massa e a ridurre ulteriormente l'orbita.

Questo spike è quindi fisico: i BBH merger sono favoriti e specialmente se entrano presto in CE, prima della perdita di massa.

Per quanto riguarda invece tutte le altre proprietà fisiche del sistema nel suo stato iniziale (ZAMS) e le grandezze relative allo stato avanzato del sistema come la massa dei BH, il rapporto tra masse...etc si nota come i grafici siano sostanzialmente sovrapponibili e comparabili. Vi è una leggera differenza tra i vari grafici e consiste in uno shift verticale da attribuire alla diversa statistica: i tre casi avendo α diversi hanno anche, come già detto, una diversa efficienza assoluta di merger, questo influenza il numero di sistemi che otteniamo in ogni simulazione. Quindi lo shift di cui parliamo è uno shift numerico dovuto al diverso numero totale di sistemi.

Da sottolineare come nonostante una scelta diversa del parametro α , che come detto va a modificare le fonti di energia che influiscono nel CE, le distribuzioni delle proprietà stellari principali (masse, rapporti di massa, etc) rimangono pressoché invariate. Ne è la prova il confronto tra i vari grafici delle diverse simulazioni ad α diversi per cui si rimanda all'Appendice A. La diversa disponibilità di energia per slegare l'involuppo comune, ovvero un'efficienza del CE diversa, altera il numero di sistemi a disposizione ma non le loro caratteristiche

fisiche principali.

Capitolo 5

Conclusioni

In questa sezione andrò ad elencare i risultati ottenuti durante il mio lavoro di tesi, le conclusioni che posso trarne e i futuri sviluppi del settore.

Per capire la formazione dei binary black hole (BBH) è fondamentale studiare l'evoluzione dei loro progenitori. Il punto di partenza del mio lavoro di tesi è stato quello di interpretare le simulazioni prodotte dal codice di sintesi di popolazione stellare MOBSE e analizzarne il contenuto. L'obiettivo era quello di cercare eventuali dipendenze o caratteristiche fondamentali per quanto riguarda la formazione di sistemi binari di buchi neri che arrivassero a coalescenza. Questa analisi mirava a meglio comprendere i canali di evoluzione dei sistemi e ad approfondire il comportamento del codice stesso per quanto riguarda una delle fasi critiche dell'evoluzione dei sistemi binari: l'inviluppo comune. In questa fase a seguito di un mass transfer instabile i due core stellari si trovano a spiraleggiare nello stesso inviluppo.

I risultati che ho ottenuto nel mio lavoro di tesi possono essere riassunti come segue.

- L'evoluzione dei sistemi nel canale B1CEB2 è dominante. La stella primaria evolve prima essendo più massiccia e quando diventa un buco nero

si instaurano le condizioni per la fase di CE. Da figura 4.1 notiamo come questa categoria presenta in maniera evidente il maggior numero di sistemi. Possiamo affermare quindi che tra le tante fasi possibili, l'involuppo comune determinante è quello in cui uno dei due oggetti è già compatto. Questo caratterizza in maniera forte quale sia il canale evolutivo di formazione più efficiente.

- I sistemi che riescono ad arrivare a coalescenza senza passare per CE sono significativamente più massicci degli altri e più rari. Dalla figura 4.1 notiamo come la frazione di sistemi NOCE non superi quella dei sistemi che passano per CE; questo non ci sorprende poiché le condizioni per arrivare a coalescenza in un sistema che non passa per CE sono molto più particolari. Ad esempio, i sistemi NOCE hanno una separazione orbitale iniziale inferiore rispetto agli altri, sono quindi sistemi più stretti.
- Cambiando α non cambia la fisica dei risultati ottenuti. Dal confronto tra α diversi affrontato nella Sezione 4.3, la cui totalità dei grafici è presente in Appendice A, si evince come non vi siano macroscopiche differenze per quanto riguarda i sistemi appartenenti alle diverse metallicità. I risultati sulle analisi delle proprietà fisiche e delle condizioni iniziali ZAMS non mostrano grandi differenze, fatto salvo per un leggero shift nei conteggi tra i diversi α . Stessa conclusione per quanto riguarda le caratteristiche dei buchi neri. Per quanto riguarda i canali evolutivi abbiamo sempre una dominanza per quanto riguarda il canale B1CEB2 a tutti gli α , fatta eccezione per le metallicità alte, dove la predominanza si sposta nel canale CEB1B2. Questo comportamento è presente ad α diversi ma in maniera predominante ad $\alpha = 1$ dove otteniamo la maggiore presenza di sistemi nel canale CEB1B2, rispetto agli altri α , alla metallicità più alta. Ad oggi siamo consapevoli come il fattore α abbia perso il suo significato

originale di energia interna e si sia trasformato più in un parametro per modellare i sistemi nei codici di popolazione stellare. Altrimenti sarebbe impossibile da spiegare fisicamente l'utilizzo di α diversi da 1.

- I sistemi che non passano per CE hanno bisogno di un rapporto di masse molto inferiore a 1 tra stella secondaria e primaria in ZAMS. Il grafico di riferimento è il 4.3. Questa è una caratteristica forte che distingue le due categorie.
- I sistemi NOCE hanno bisogno di essere ristretti meno, per arrivare a coalescenza, dal punto di vista della separazione orbitale. Questo perché, come si evince dalla Figura 4.4, i sistemi NOCE partono già stretti rispetto ai sistemi che passano per CE. Evidenziamo quindi l'importanza del ruolo stringente che assume la fase di CE. Tramite questa fase, sistemi le cui stelle partono anche a grandi distanze tra loro, riescono ad avvicinarsi e arrivare a coalescenza. I sistemi NOCE, partendo già con le loro stelle vicine, non hanno bisogno dell'intervento di questa fase e possono arrivare direttamente a mergere.
- I sistemi NOCE si distinguono perché fanno fatica a formare un BH di piccola massa. Lo si evince dalla Figura 4.5, dove si nota come il picco delle masse dei buchi neri dei NOCE sia spostato a masse maggiori rispetto a quelle degli altri sistemi. Siamo già a conoscenza della relazione tra la massa dei remnant compatti e la metallicità: ad alte metallicità corrisponde una bassa massa finale. Ne possiamo vedere ulteriore evidenza in questo grafico.
- I sistemi NOCE tendono a selezionare i BH di ugual massa. Dalla Figura 4.7 e dall'istogramma 2D in Figura 4.8, notiamo come i NOCE abbiano masse di buchi neri comparabili tra loro. Questo perché nei sistemi NO-

CE il trasferimento di massa è avvenuto in maniera stabile, le due masse si sono quindi equalizzate e tenderanno a formare due oggetti simili tra loro. Cosa che invece non avviene negli altri sistemi dove il Roche lobe overflow è molto forte e il trasferimento di massa estremo comporta una sproporzione tra le masse finali dei due oggetti.

- Nel caso dei sistemi NOCE vi è una prevalenza di sistemi in cui il buco nero derivante dalla primaria è più massiccio o alla pari rispetto a quello originatosi dalla secondaria. Questo si nota molto bene dagli istogrammi 2D di Fig. 4.9. I sistemi CE tendono ad avere quasi sempre il buco nero che si forma dalla stella secondaria più massiccio di quello che si forma dalla stella primaria, mentre i sistemi NOCE tendono ad occupare la linea di equivalenza delle due masse, quindi tendono ad avere sempre equal mass primary-secondary.
- Dalla Figura 4.10 notiamo come non si evidenzia una grossa differenza fisica tra chi passa per CE avendo un oggetto compatto e chi non ci passa. Stiamo parlando di trasferimenti di massa estremi in entrambi i casi. Nessun sistema arriva a coalescenza con $q = 1$, a parte i sistemi che si affollano sulla linea di demarcazione tra CE e NOCE.
- I BBH merger sono favoriti e specialmente se entrano presto in CE, prima della perdita di massa. Questo vale ad alte metallicità dove notiamo una diversa efficienza assoluta di merger dall'analisi di Fig. 4.11, dove si nota il diverso spike per quanto riguarda la categoria CEB1B2. LE stelle devono stringersi prima che avvenga la perdita di massa perchè altrimenti non hanno più possibilità di stringersi avendo perso la maggior parte del loro involucro.

Questi risultati che ho ottenuto nel mio lavoro di tesi portano ad un'importante conclusione. La nostra convenzione sui criteri di instabilità risulta approssima-

ta e questo può portare a credere che ci sia una differenza tra sistemi CE e NOCE che in realtà non è propriamente fisica.

Questo ci induce a ritenere che la distinzione tra sistemi binari che vanno in CE e sistemi che non ci vanno dipende dai valori di q_{crit} che vengono assunti nella trattazione dei codici di sintesi di popolazioni. Questa dipendenza è in qualche modo arbitraria.

Questo apre una discussione futura su una revisione moderna dei criteri semplificati adottati inizialmente per decidere tra mass transfer stabile e instabile.

Bibliografia

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

Nicola Giacobbo and Michela Mapelli. The progenitors of compact-object binaries: impact of metallicity, common envelope and natal kicks. *MNRAS*, 480(2):2011–2030, October 2018. doi: 10.1093/mnras/sty1999.

Jarrold R. Hurley, Onno R. Pols, and Christopher A. Tout. Comprehensive analytic formulae for stellar evolution as a function of mass and metallicity. *MNRAS*, 315(3):543–569, July 2000. doi: 10.1046/j.1365-8711.2000.03426.x.

Onno R. Pols, Klaus-Peter Schröder, Jarrod R. Hurley, Christopher A. Tout, and Peter P. Eggleton. Stellar evolution models for $Z = 0.0001$ to 0.03 . *MNRAS*, 298(2):525–536, August 1998. doi: 10.1046/j.1365-8711.1998.01658.x.

- Nicola Giacobbo, Michela Mapelli, and Mario Spera. Merging black hole binaries: the effects of progenitor's metallicity, mass-loss rate and Eddington factor. *MNRAS*, 474(3):2959–2974, March 2018. doi: 10.1093/mnras/stx2933.
- Michela Mapelli. Astrophysics of stellar black holes. *arXiv e-prints*, art. arXiv:1809.09130, September 2018.
- Mario Spera and Michela Mapelli. Very massive stars, pair-instability supernovae and intermediate-mass black holes with the *sevn* code. *MNRAS*, 470(4):4739–4749, October 2017. doi: 10.1093/mnras/stx1576.
- S. E. Woosley. Pulsational Pair-instability Supernovae. *Astrophysical Journal*, 836(2):244, February 2017. doi: 10.3847/1538-4357/836/2/244.
- Chris L. Fryer, Krzysztof Belczynski, Grzegorz Wiktorowicz, Michal Dominik, Vicky Kalogera, and Daniel E. Holz. Compact Remnant Mass Function: Dependence on the Explosion Mechanism and Metallicity. *Astrophysical Journal*, 749(1):91, April 2012. doi: 10.1088/0004-637X/749/1/91.
- Mario Spera, Michela Mapelli, and Alessandro Bressan. The mass spectrum of compact remnants from the PARSEC stellar evolution tracks. *MNRAS*, 451(4):4086–4103, August 2015. doi: 10.1093/mnras/stv1161.
- Philip D. Hall and Christopher A. Tout. Core radii and common-envelope evolution. *MNRAS*, 444(4):3209–3219, November 2014. doi: 10.1093/mnras/stu1678.
- Pavel Kroupa. On the variation of the initial mass function. *MNRAS*, 322(2): 231–246, April 2001. doi: 10.1046/j.1365-8711.2001.04022.x.
- H. Sana, S. E. de Mink, A. de Koter, N. Langer, C. J. Evans, M. Gieles, E. Gosset, R. G. Izzard, J. B. Le Bouquin, and F. R. N. Schneider. Binary Interaction

- Dominates the Evolution of Massive Stars. *Science*, 337(6093):444, July 2012. doi: 10.1126/science.1223344.
- R. E. Taam, P. Bodenheimer, and J. P. Ostriker. Double core evolution. I. A 16 M sun star with a 1 M sun neutron-star companion. *Astrophysical Journal*, 222:269–280, May 1978. doi: 10.1086/156142.
- B. Paczynski. Common Envelope Binaries. In Peter Eggleton, Simon Mitton, and John Whelan, editors, *Structure and Evolution of Close Binary Systems*, volume 73, page 75, January 1976.
- R. F. Webbink. *Stellar evolution and binaries*, page 39. 1985.
- M. de Kool. Common Envelope Evolution and Double Cores of Planetary Nebulae. *Astrophysical Journal*, 358:189, July 1990. doi: 10.1086/168974.
- G. Nelemans, L. R. Yungelson, S. F. Portegies Zwart, and F. Verbunt. Population synthesis for double white dwarfs . I. Close detached systems. *Astronomy & Astrophysics*, 365:491–507, January 2001. doi: 10.1051/0004-6361:20000147.
- Peter Bodenheimer and Ronald E. Taam. Common Envelope Evolution. In J. Truemper, W. H. G. Lewin, and W. Brinkmann, editors, *The Evolution of Galactic X-Ray Binaries*, volume 167 of *NATO Advanced Study Institute (ASI) Series C*, page 13, January 1986.
- Orsola De Marco and Robert G. Izzard. Dawes Review 6: The Impact of Companions on Stellar Evolution. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 34:e001, January 2017. doi: 10.1017/pasa.2016.52.
- N. Ivanova, S. Justham, X. Chen, O. De Marco, C. L. Fryer, E. Gaburov, H. Ge, E. Glebbeek, Z. Han, X. D. Li, G. Lu, T. Marsh, P. Podsiadlowski, A. Potter, N. Soker, R. Taam, T. M. Tauris, E. P. J. van den Heuvel, and R. F. Webbink.

Common envelope evolution: where we stand and how we can move forward. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 21:59, February 2013. doi: 10.1007/s00159-013-0059-2.

Morgan MacLeod and Enrico Ramirez-Ruiz. On the Accretion-fed Growth of Neutron Stars during Common Envelope. *Astrophysical Journal Letter*, 798 (1):L19, January 2015. doi: 10.1088/2041-8205/798/1/L19.

Jamie A. P. Law-Smith, Rosa Wallace Everson, Enrico Ramirez-Ruiz, Selma E. de Mink, Lieke A. C. van Son, Ylva Götberg, Stefan Zellmann, Alejandro Vigna-Gómez, Mathieu Renzo, Samantha Wu, Sophie L. Schröder, Ryan J. Foley, and Tenley Hutchinson-Smith. Successful Common Envelope Ejection and Binary Neutron Star Formation in 3D Hydrodynamics. *arXiv e-prints*, art. arXiv:2011.06630, November 2020.

Appendice A

Confronto completo ad α diversi

In questa appendice vengono riportati tutti i grafici prodotti nell'analisi delle varie proprietà fisiche dei sistemi binari durante le varie fasi di vita delle stelle. I grafici vengono riprodotti per i due set di simulazioni effettuati, non riportati integralmente nell'elaborato della mia tesi, rispettivamente $\alpha = 1, 5$.

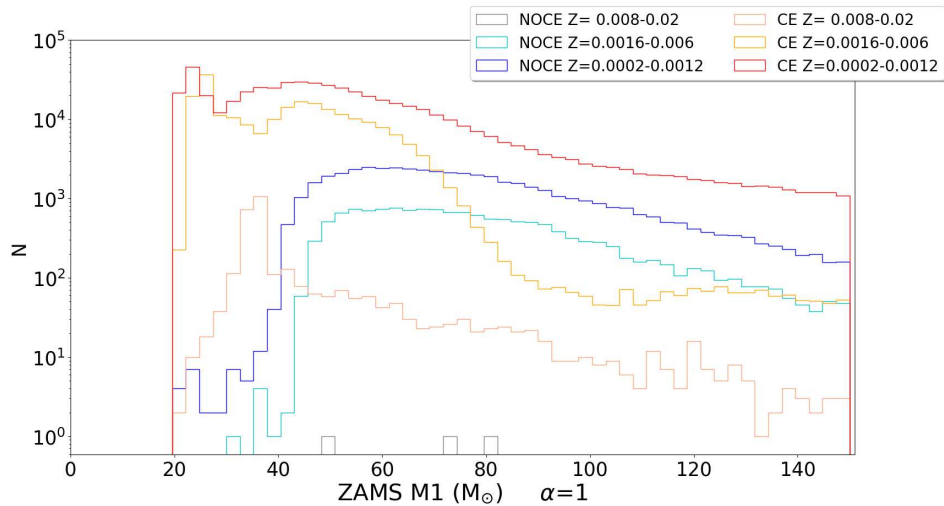


Figura A.1: Istogramma della massa ZAMS della stella primaria di ogni sistema BBH che arriva a coalescenza, a diverse metallicità, ottenute dalle nostre simulazioni. Il grafico si riferisce ad $\alpha = 1$.

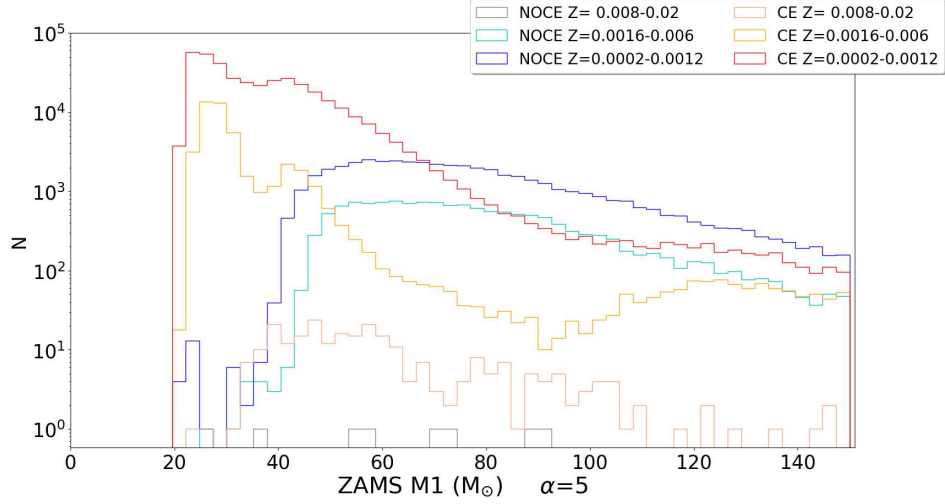


Figura A.2: Istogramma della massa ZAMS della stella primaria di ogni sistema BBH che arriva a coalescenza, a diverse metallicità, ottenute dalle nostre simulazioni. Il grafico si riferisce ad $\alpha = 5$.

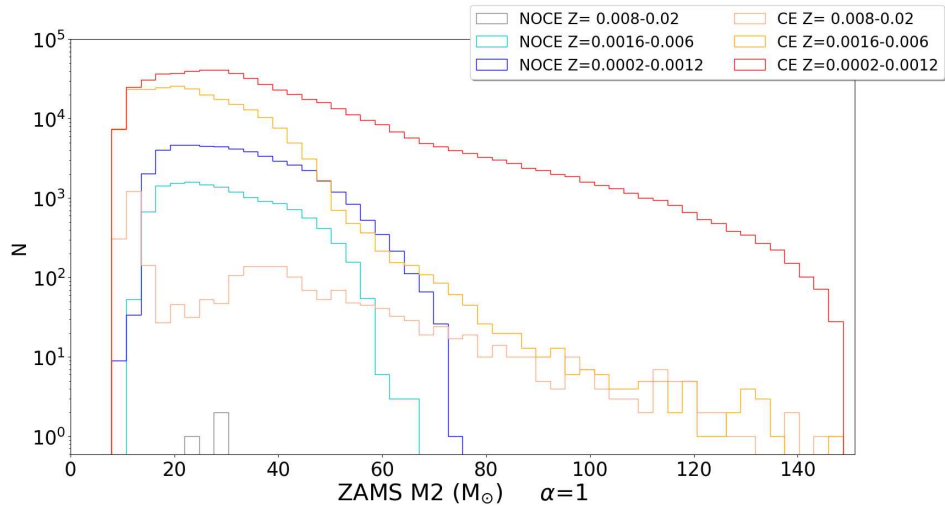


Figura A.3: Istogramma della massa ZAMS della stella secondaria di ogni sistema, che arriva a coalescenza, a diverse metallicità, ottenute dalle nostre simulazioni. Il grafico si riferisce ad $\alpha=1$.

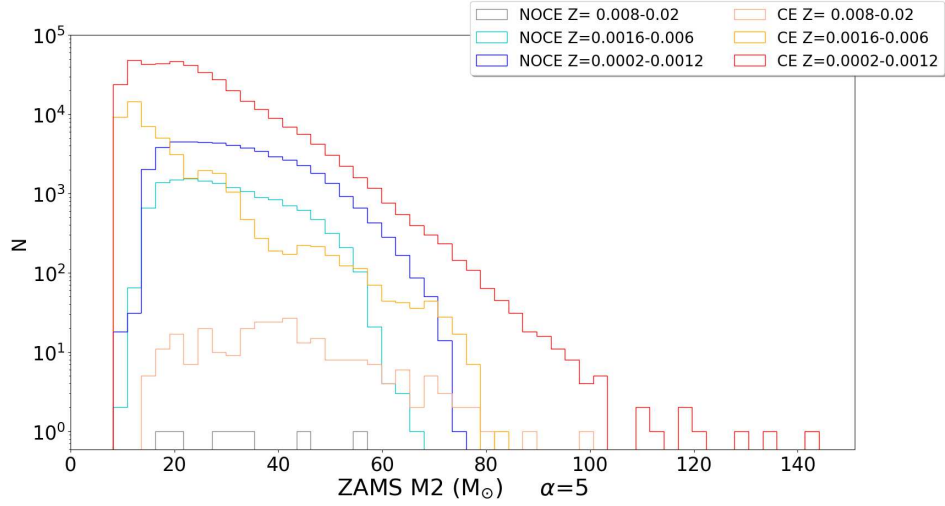


Figura A.4: Istogramma della massa ZAMS della stella secondaria di ogni sistema, che arriva a coalescenza, a diverse metallicità, ottenute dalle nostre simulazioni. Il grafico si riferisce ad $\alpha=5$.

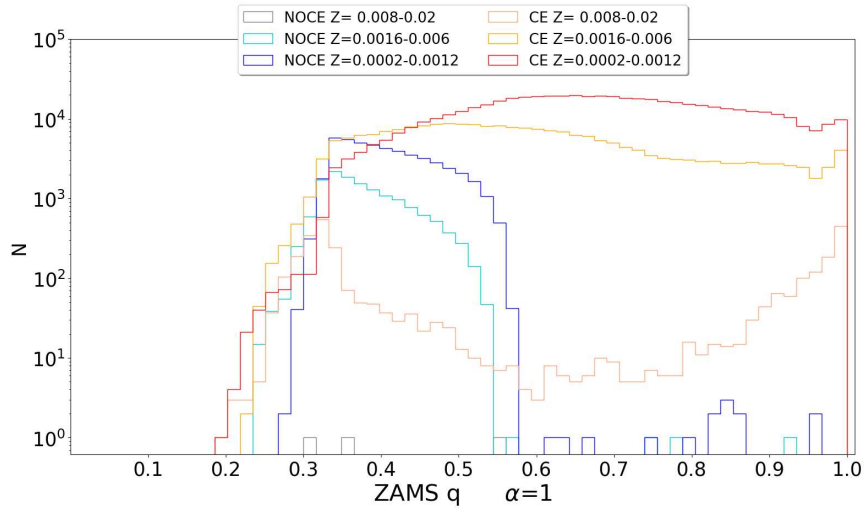


Figura A.5: Istogramma del rapporto delle masse ZAMS, secondaria su primaria, di ogni sistema BBH che arriva a coalescenza, a diverse metallicità, ottenute dalle nostre simulazioni. Il grafico si riferisce ad $\alpha = 1$.

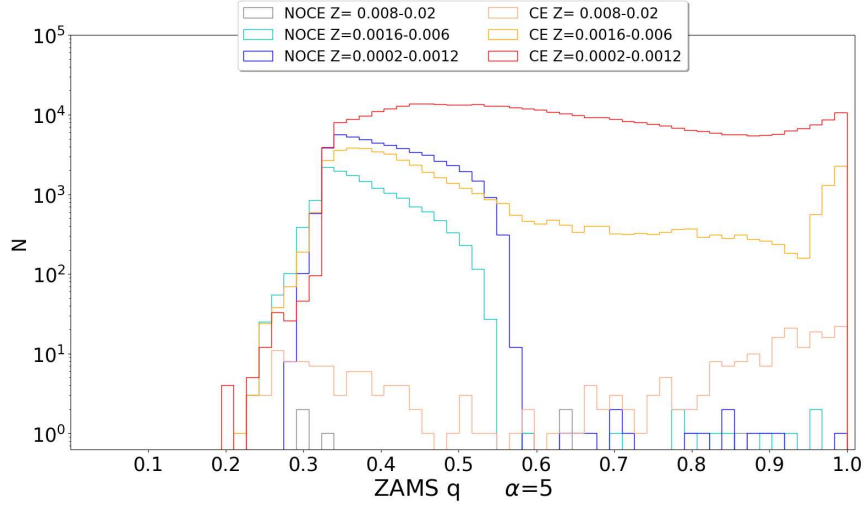


Figura A.6: Istogramma del rapporto delle masse ZAMS, secondaria su primaria, di ogni sistema BBH che arriva a coalescenza, a diverse metallicità, ottenute dalle nostre simulazioni. Il grafico si riferisce ad $\alpha = 5$.

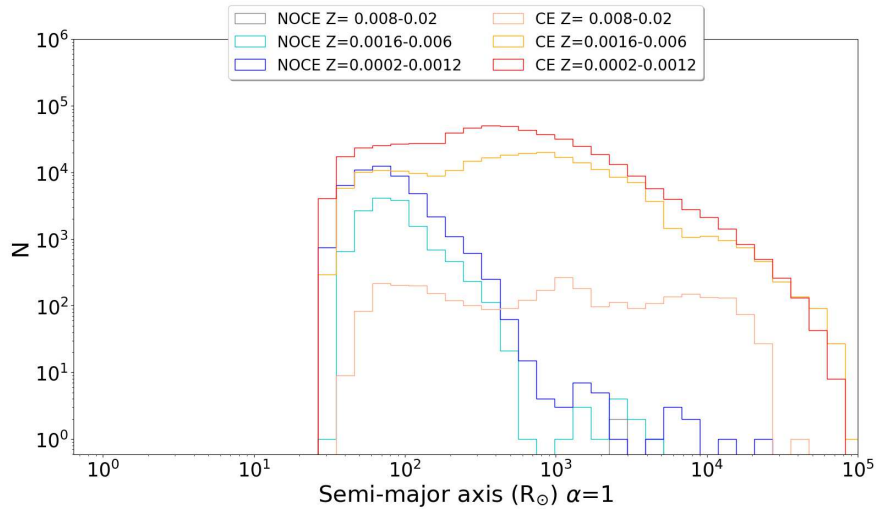


Figura A.7: Istogramma del semiasse maggiore del sistema binario quando le stelle si trovano in ZAMS, a diverse metallicità, ottenute dalle nostre simulazioni. Il grafico si riferisce ad $\alpha = 1$.

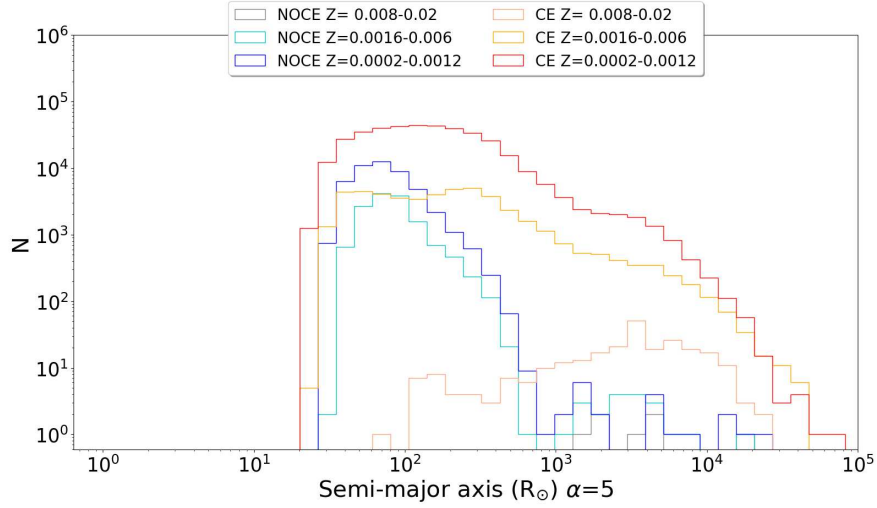


Figura A.8: Istogramma del semiasse maggiore del sistema binario quando le stelle si trovano in ZAMS, a diverse metallicità, ottenute dalle nostre simulazioni. Il grafico si riferisce ad $\alpha=5$.

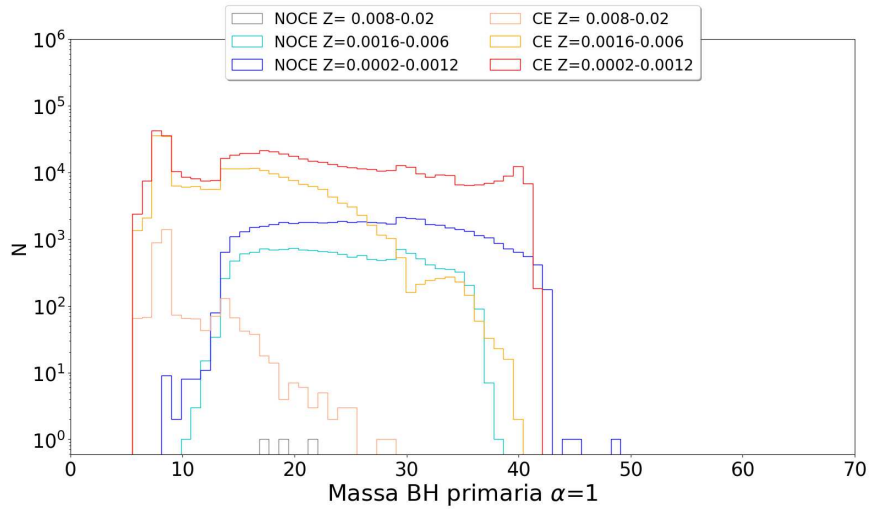


Figura A.9: Istogramma della massa del buco nero formatosi dalla primaria del sistema binario, a diverse metallicità, ottenute dalle nostre simulazioni. Il grafico si riferisce ad $\alpha = 1$.

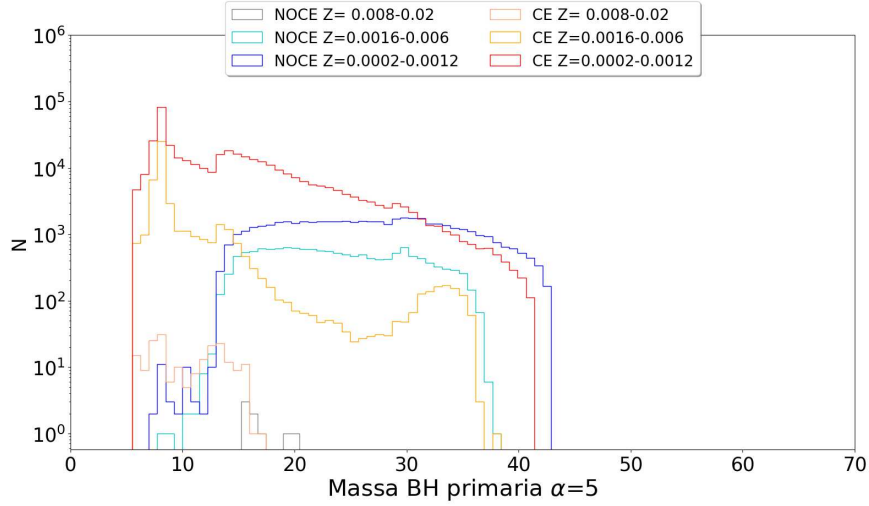


Figura A.10: Istogramma della massa del buco nero formatosi dalla primaria del sistema binario, a diverse metallicità, ottenute dalle nostre simulazioni. Il grafico si riferisce ad $\alpha = 5$.

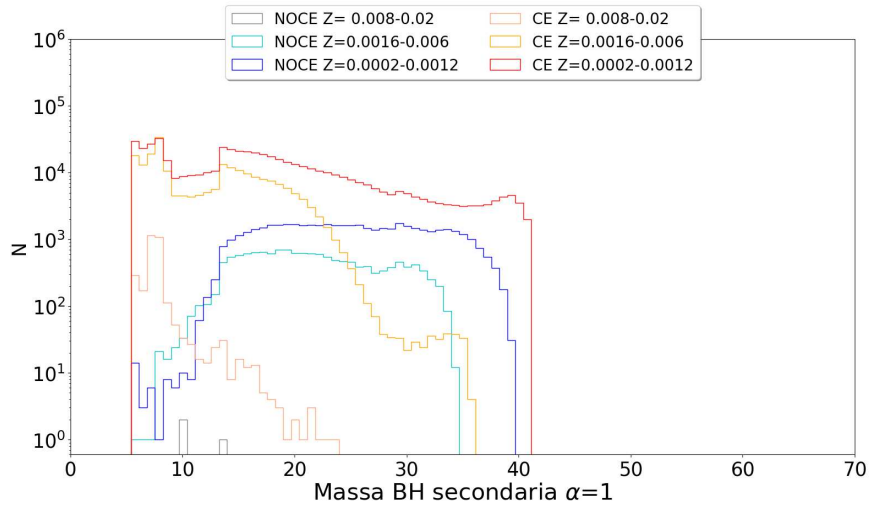


Figura A.11: Istogramma della massa del buco nero formatosi dalla secondaria del sistema binario, a diverse metallicità, ottenute dalle nostre simulazioni. Il grafico si riferisce ad $\alpha = 1$.

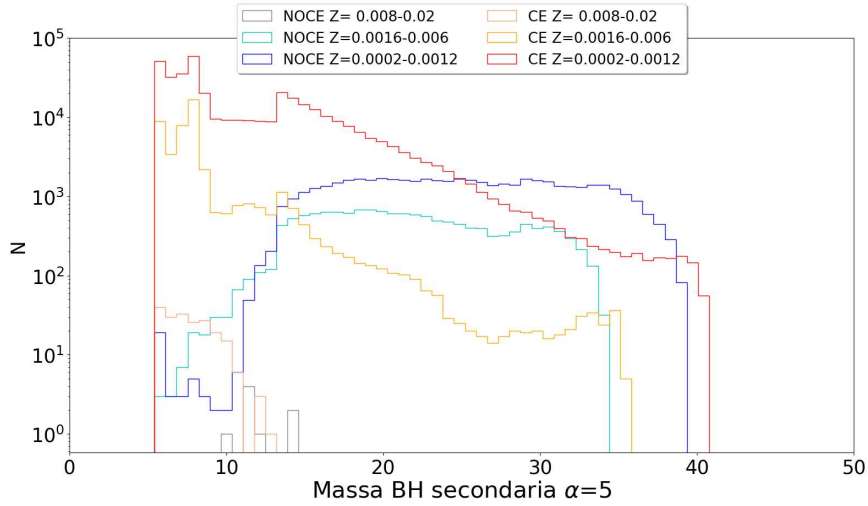


Figura A.12: Istogramma della massa del buco nero formatosi dalla secondaria del sistema binario, a diverse metallicità, ottenute dalle nostre simulazioni. Il grafico si riferisce ad $\alpha = 5$.

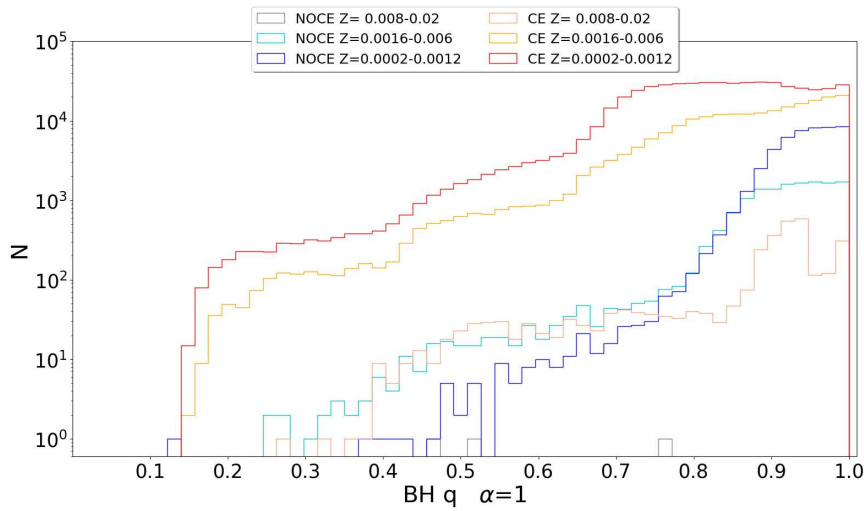


Figura A.13: Istogramma del rapporto tra masse dei black hole, meno massiccio su più massiccio, a diverse metallicità, ottenute dalle nostre simulazioni. Il grafico si riferisce ad $\alpha = 1$

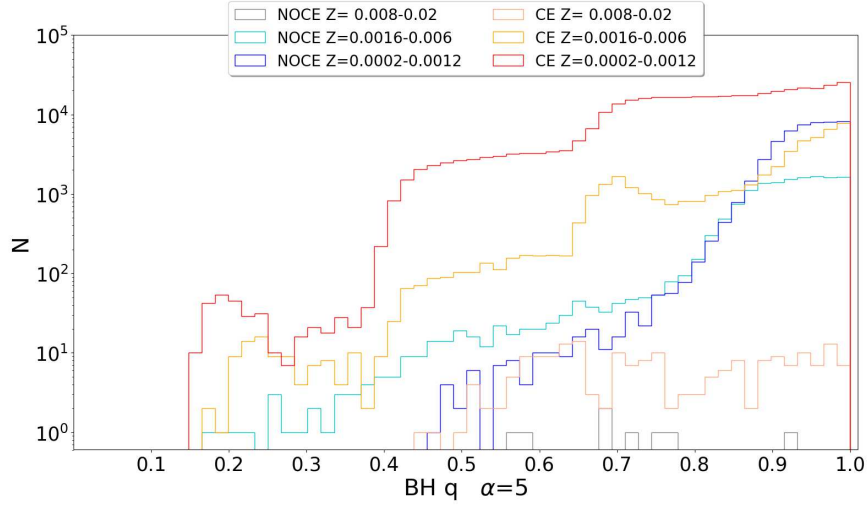


Figura A.14: Istogramma del rapporto tra masse dei black hole, meno massiccio su più massiccio, a diverse metallicità, ottenute dalle nostre simulazioni. Il grafico si riferisce ad $\alpha = 5$

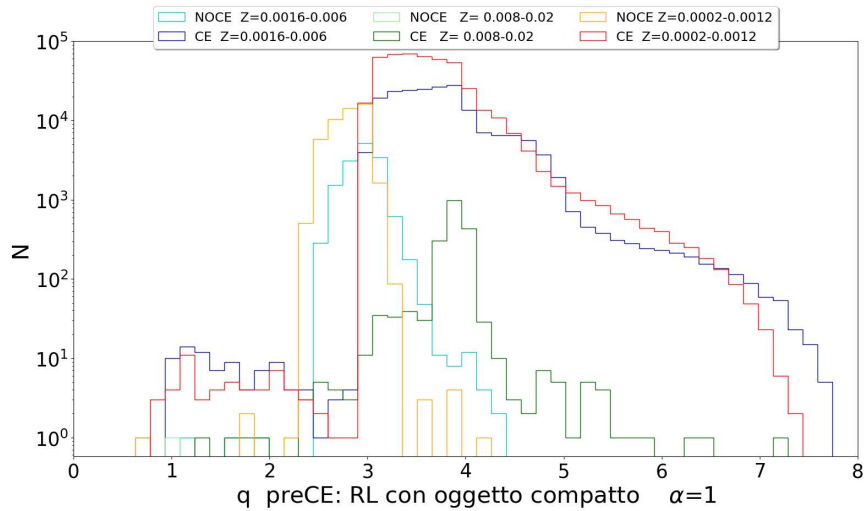


Figura A.15: Istogramma del rapporto tra masse degli oggetti, donor su accretor, rilevato al primo Roche lobe overflow in cui uno dei due componenti è diventato un oggetto compatto. Sono riportate diverse metallicità ottenute dalle simulazioni. Il grafico si riferisce ad $\alpha = 1$.

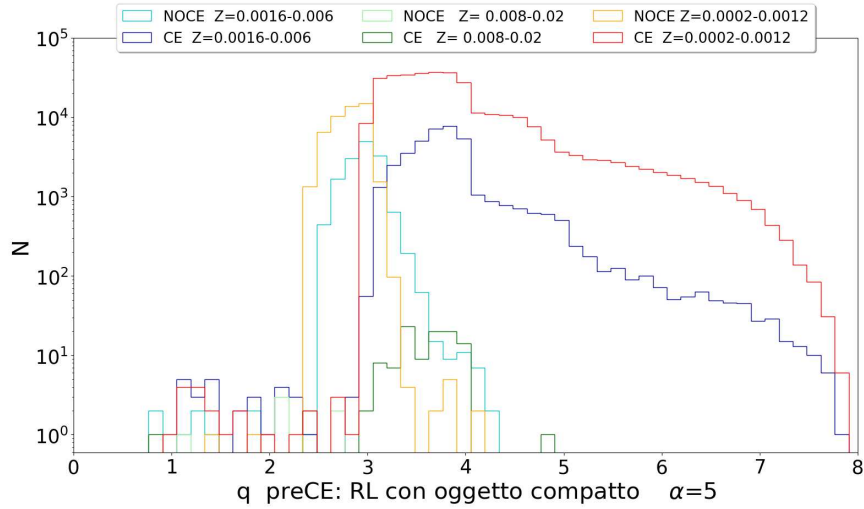


Figura A.16: Istogramma del rapporto tra masse degli oggetti, donator su accretor, rilevato al primo Roche lobe overflow in cui uno dei due componenti è diventato un oggetto compatto. Sono riportate diverse metallicità ottenute dalle simulazioni. Il grafico si riferisce ad $\alpha = 5$.

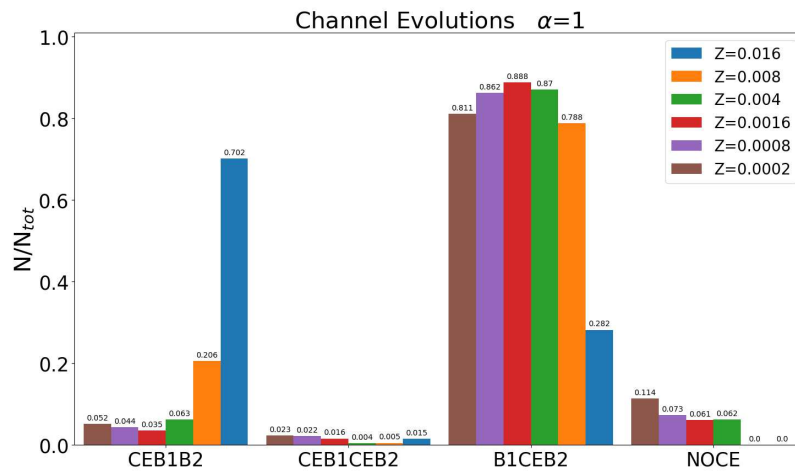


Figura A.17: Istogramma dei canali evolutivi dei sistemi di buchi neri binari che arrivano a coalescenza in un tempo di Hubble nelle nostre simulazioni. Il grafico si riferisce ad $\alpha = 1$.

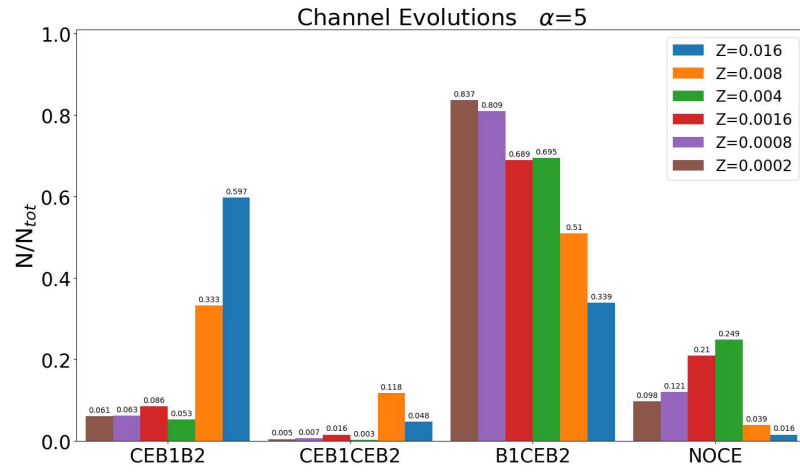


Figura A.18: Istogramma dei canali evolutivi dei sistemi di buchi neri binari che arrivano a coalescenza in un tempo di Hubble nelle nostre simulazioni. il grafico si riferisce ad $\alpha = 5$.

Appendice B

Script di esempio

Dal punto di vista tecnico, la difficoltà principale di questa tesi è consistita nell'analizzare gli output di MOBSE. Si tratta di più di 1 Tb di dati e questo ha richiesto lo sviluppo e l'ottimizzazione di diversi script in python per l'analisi dati. In questa sezione riporto a titolo di esempio uno degli script che ho creato durante il lavoro di tesi per il filtro e l'analisi dei dati delle simulazioni ottenute dal codice MOBSE.

Nel caso specifico lo script riportato si riferisce all'analisi dei canali evolutivi dei sistemi CE e NOCE per ogni metallicità ad un α definito.

I file in entrata sono già suddivisi in sistemi CE e NOCE alle diverse metallicità con uno script precedente. Lo script cerca nell'evoluzione del sistema binario singolo le fasi principali (CE=common envelope, B1= creazione del buco nero della stella primaria, B2= creazione del buco nero dalla stella secondaria) e li separa nei diversi canali evolutivi fisicamente possibili.

Vengono create delle liste con la totalità dei sistemi nei canali alle diverse metallicità, dalle quali si attinge per creare i grafici finali Figura 4.12, 4.13, 4.14.

```
def contactce(filename):  
    with open(filename, 'r') as f:
```

```

lines = f.read().splitlines()
temp = []
CEB1CEB2=0
CEB2CEB1=0
CEB1B2=0
CEB2B1=0
B1CEB2=0
B2CEB1=0
B1B2CE=0
B2B1CE=0
NsysCE=0

for line in lines:
l = line.split('“t’)
temp.append(l)
if l[-1] == 'INITIAL':
NsysCE=NsysCE+1
elif l[-1] == 'COELESCE':
CE1=False
BH1=False
BH2=False
CE2=False
BEGRCHE=0
ENDRCHE=0
B1B2=False
B2B1=False

M1=[]
M2=[]

for t in temp:
if t[-1] == 'INITIAL':
if float(t[0]) < float(t[1]):
M1=2

```

```

M2=3
else:
M1=3
M2=2

if t[-1] == 'BEGRCHE':
BEGRCHE=BEGRCHE+1

if t[-1] == 'ENDRCHE':
ENDRCHE=ENDRCHE+1
if t[-1]== 'COMENV':
if CE1==True:
CE2=True

elif (BH1 == True) and (BH2 == False):
B1CEB2=B1CEB2+1
break
elif (BH1 == False) and (BH2 == True):
B2CEB1=B2CEB1+1
break
elif B1B2 == True:
B1B2CE=B1B2CE+1
break
elif B2B1 == True:
B2B1CE=B2B1CE+1
break
else:
CE1=True

if int(t[M1]) == 14:
BH1=True
if (CE1==True) and (CE2==False):
if BH2==True:
CEB2B1=CEB2B1+1

```



```

break

elif (CE1==True) and (CE2==True) and (BH2==True):
CEB2CEB1=CEB2CEB1+1
break
elif BH2==True and B1B2==False:
B2B1=True

if int(t[M2]) == 14:
BH2=True
if (CE1==True) and (CE2==False):
if BH1==True:
CEB1B2=CEB1B2+1
break

elif (CE1==True) and (CE2==True) and (BH1==True):
CEB1CEB2=CEB1CEB2+1
break
elif BH1==True and B2B1==False:
B1B2=True
temp = []

canali = -
canali["CEB1CEB2"] = CEB1CEB2
canali["CEB2CEB1"] = CEB2CEB1
canali["CEB1B2"] = CEB1B2
canali["CEB2B1"] = CEB2B1
canali["B1CEB2"] = B1CEB2
canali["B2CEB1"] = B2CEB1
canali["B1B2CE"] = B1B2CE
canali["B2B1CE"] = B2B1CE
canali["NsysCE"] = NsysCE

return canali

```

```

def contactnoce(filename):
with open(filename, 'r') as f:
lines = f.read().splitlines()
temp = []

NOCE=0

for line in lines:
l = line.split('“t’)
temp.append(l)
if l[-1] == 'INITIAL':
NOCE=NOCE+1

return NOCE

dir = os.listdir(os.getcwd())

values = {}

for file in dir:
if file.endswith('NOCE.dat'):
msys = file[13:-12]
values[msys]['NOCE'] = contactnoce(file)

if file.endswith('CE.dat'):
msys = file[13:-10]
values[msys] = contactce(file)

for k in values.keys():
if "NOCE" not in values[k].keys():
values[k]["NOCE"] = 0

```

Ringraziamenti

Grazie a tutti coloro che mi hanno aiutato. Ve ne sarò per sempre grato.

”Nobody knows why we’re alive, fletto i muscoli e sono nel vuoto”

Inoue-Ratman