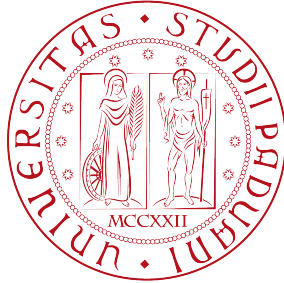


# UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

---



DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA  
“GALILEO GALILEI”

CORSO DI STUDI IN ASTRONOMIA

TESI DI LAUREA

## L’impatto della pair instability sulla massa dei buchi neri

Relatrice:

Prof.ssa Michela Mapelli

Correlatrice:

Dott.ssa Sara Rastello

Laureando:

Alberto Magaraggia

Numero di matricola:

1150847

Anno Accademico 2019/2020



# Abstract

Le onde gravitazionali rilevate dagli interferometri LIGO e Virgo permettono di stabilire le caratteristiche del sistema binario da cui sono generate, vincolando in particolare i valori delle masse di ciascun buco nero della coppia. In questa tesi ho descritto come osservazioni del genere risultino importanti per testare gli scenari evolutivi delle stelle massicce. Ho analizzato inizialmente le fasi finali di evoluzione stellare e successivamente ho preso in considerazione un nuovo codice di sintesi di popolazione (SEVN) per studiare i tipi di resti compatti che si formano al variare di massa e metallicità. Ho indagato quindi la questione della stabilità delle stelle e di come questa sia influenzata dai processi di *pair instability*, allo scopo di raffinare la trattazione dell'evoluzione stellare. Questi meccanismi producono le *pulsational pair instability supernovae* e le *pair instability supernovae*, modificando lo scenario presentato per i resti compatti. In particolare, la *pair instability* sopprime la formazione di buchi neri con massa  $\gtrsim 55M_{\odot}$  dall'evoluzione di stelle singole. Tuttavia, alcuni scenari di evoluzione in binaria possono portare alla formazione di buchi neri con massa maggiore di  $55M_{\odot}$ . Nella parte originale della mia tesi ho analizzato un set di simulazioni realizzate con SEVN. Le simulazioni includono un trattamento per le *pair instability* e per i principali meccanismi di evoluzione in binaria e considerano stelle in un range di metallicità compreso tra  $10^{-4}$  e 0.04. Ho studiato la distribuzione statistica delle masse dei buchi neri in queste simulazioni e ho trovato che  $\lesssim 6\%$  dei buchi neri ha massa  $\gtrsim 55M_{\odot}$ . La percentuale dipende significativamente dalla metallicità stellare.



# Indice

<b>Indice</b>	<b>i</b>
<b>Introduzione</b>	<b>iii</b>
<b>1 Le onde gravitazionali</b>	<b>1</b>
1.1 Breve introduzione alle onde gravitazionali . . . . .	1
1.2 Le serie di osservazioni . . . . .	2
1.2.1 Importanza astrofisica delle onde gravitazionali . . . . .	2
1.2.2 Risultati di O1 e O2 . . . . .	2
1.2.3 Previsioni per O3 . . . . .	4
<b>2 Resti compatti di stelle massicce</b>	<b>5</b>
2.1 Fasi finali di evoluzione stellare . . . . .	5
2.2 Il codice SEVN . . . . .	6
<b>3 Pair instability</b>	<b>9</b>
3.1 Stabilità stellare . . . . .	9
3.2 La produzione di coppie . . . . .	9
3.3 Pulsational pair instability . . . . .	10
3.4 Il codice SEVN modificato . . . . .	11
<b>4 Sistemi binari</b>	<b>15</b>
4.1 Evoluzione dei sistemi binari . . . . .	15
4.1.1 Trasferimento di massa . . . . .	15
4.1.2 Inviluppo comune . . . . .	16
4.2 Formazione di BHs singoli massicci . . . . .	16
<b>5 Risultati originali</b>	<b>17</b>
<b>6 Conclusioni</b>	<b>23</b>
<b>Bibliografia</b>	<b>25</b>



# Introduzione

I buchi neri (BHs) stellari sono tra gli oggetti astrofisici più elusivi e meno compresi dell'intero Universo. Si ritiene che essi si formino negli stadi finali di evoluzione stellare durante una fase di collasso in cui tutta la massa della stella viene compressa a densità elevatissime. L'oggetto prodotto possiede un campo gravitazionale così elevato che nulla, nemmeno la luce, può sfuggire da esso, da cui il nome. Il 14 Settembre 2015 la rilevazione di un segnale di onde gravitazionali prodotte dalla coalescenza di due buchi neri binari (BBHs) ha rivoluzionato lo studio di questi oggetti: dall'analisi dei dati si sono riuscite a ricavare numerose informazioni, tra cui i valori delle masse dei singoli buchi neri e del buco nero finale. Questi valori sono molto importanti in ambito astrofisico, poiché grazie a essi si riesce a limitare la massa massima dei buchi neri, testando i vari modelli di evoluzione stellare. È di particolare rilevanza quindi indagare gli spettri di massa dei resti compatti, cercando di comprendere i vari processi delle ultime fasi evolutive delle stelle. Diversi modelli teorici predicono la possibilità che una stella collassi direttamente in un buco nero se la sua massa finale è sufficientemente elevata. Modelli alternativi suggeriscono invece che tale processo dipenda dalla struttura più interna della stella al momento del collasso del nucleo. La maggior parte dei modelli trascura tuttavia l'impatto delle *pair instability supernovae* (PISNe) e delle *pulsational pair instability supernovae* (PPISNe) sugli spettri di massa dei buchi neri. Il meccanismo fisico che produce questi tipi di *supernova* è compreso piuttosto bene: se la massa del nucleo di elio di una stella eccede le  $\sim 35M_{\odot}$  vengono prodotte coppie elettrone-positrone, che influenzano la stabilità stellare. Recenti simulazioni idrodinamiche [1] hanno mostrato che se  $35M_{\odot} \lesssim M_{He} \lesssim 64M_{\odot}$  la stella sperimenta diverse pulsazioni che favoriscono la perdita di massa prima che la stella formi un resto compatto (PPISN), mentre se  $64M_{\odot} \lesssim M_{He} \lesssim 133M_{\odot}$  il bruciamento di ossigeno e silicio rilascia abbastanza energia da distruggere l'intera stella (PISN). Se invece  $M_{He} \gtrsim 133M_{\odot}$  ci si aspetta che la stella non sperimenti il processo di PISN e collassi direttamente. Questi intervalli di massa sono tuttavia dipendenti dalla metallicità, poiché quest'ultima è strettamente legata ai venti stellari, che a loro volta sottraggono materia alla stella. In questa tesi si è quindi analizzato il codice SEVN, che restituisce lo spettro di massa del resto compatto ( $M_{rem}$ ) al variare della massa iniziale della stella progenitrice e della sua metallicità. In particolare si è descritto come i processi di PPISNe e PISNe influenzino tale spettro di massa, producendo un caratteristico *mass gap* tra  $50M_{\odot} \lesssim M_{rem} \lesssim 120M_{\odot}$ , *range* entro cui non ci si aspetterebbe di rilevare buchi neri singoli. Questo scenario viene ulteriormente modificato se si prende in considerazione l'evoluzione di sistemi binari di stelle massicce, i quali tramite i processi di trasferimento di massa possono produrre buchi neri con massa compresa tra  $65M_{\odot} \lesssim m_{BH} \lesssim 145M_{\odot}$ . Si è infine proceduto analizzando i dati ricavati da un set di simulazioni di sistemi binari per 18 metallicità diverse, in cui ogni simulazione prodotta dal codice SEVN evolve un campione di  $10^7$  sistemi binari fino a quando tutte le stelle hanno formato resti compatti.





# Capitolo 1

## Le onde gravitazionali

Il 14 Settembre 2015 gli interferometri LIGO captarono per la prima volta un segnale di un'onda gravitazionale nell'evento denominato GW150914. Tale rilevazione ha inaugurato l'era della cosiddetta "astronomia delle onde gravitazionali", rivoluzionando lo studio e la comprensione degli eventi più energetici e distruttivi dell'Universo.

### 1.1 Breve introduzione alle onde gravitazionali

Le onde gravitazionali (GW), predette da Albert Einstein nel 1916 nella sua teoria della relatività generale, sono increspature dello spazio-tempo generate da processi violenti ed energetici come la collisione tra due buchi neri, il collasso di nuclei stellari o la coalescenza di due stelle di neutroni. Secondo la relatività generale infatti, un qualsiasi oggetto massiccio in accelerazione disturba lo spazio-tempo irradiando onde gravitazionali che si propagano nello spazio-tempo stesso alla velocità della luce.

L'Universo è popolato da molti oggetti incredibilmente massicci che sono sottoposti a rapide accelerazioni. Sono state proposte e definite 4 categorie di onde gravitazionali, in base al tipo di processo da cui esse vengono generate: Onde Gravitazionali Continue (CGW), Onde Gravitazionali da Spiraleggiamento di un sistema Binario Compatto (CBIGW), Onde Gravitazionali Stocastiche (SGW) e Onde Gravitazionali da Esplosione (BGW). Ognuna di esse genera una vibrazione caratteristica rilevabile dagli interferometri. In questo paragrafo verranno analizzate solamente le Onde Gravitazionali da Spiraleggiamento di un sistema Binario Compatto poiché le uniche rilevate dagli interferometri di LIGO e Virgo.

Le CBIGW sono prodotte da coppie di oggetti orbitanti massicci e densi, come buchi neri e stelle di neutroni. Esistono almeno tre tipi di sistemi binari compatti che generano questo tipo di onde gravitazionali:

- Sistema binario di stelle di neutroni (NSB)
- Sistema binario di buchi neri (BHB)
- Sistema binario buco nero-stella di neutroni (NSBH)

Ogni coppia di sistemi binari genera una serie caratteristica di onde gravitazionali, ma il processo di generazione di onde gravitazionali è lo stesso per tutti e tre i tipi ed è chiamato spiraleggiamento. Quando due oggetti massicci e densi orbitano attorno al loro centro di massa emettono onde gravitazionali, rimuovendo energia dal sistema orbitale e causando l'avvicinamento dei due oggetti. Più gli oggetti sono vicini, più emettono onde gravitazionali. Questo processo continua fino a quando la coppia collassa in un unico oggetto nell'evento chiamato *merger*.

La prima conferma delle onde gravitazionali si ebbe nel 1974 osservando un sistema binario di pulsar: tramite lo studio delle orbite delle due stelle si riuscì a stabilire che esse si stavano avvicinando l'una all'altra al tasso predetto dalla relatività generale supponendo emissione di onde

gravitazionali. La prima rilevazione diretta di onde gravitazionali si ebbe però solo il 14 Settembre 2015, quando gli interferometri LIGO riuscirono a captare una distorsione dello spazio-tempo causata dal passaggio di onde gravitazionali. Tale evento, denominato GW150914, ha rilevato le onde generate dalla collisione tra due buchi neri distanti circa 1.3 miliardi di anni luce dalla Terra, aprendo lo studio di una nuova branca dell'astrofisica. Da quel momento i due osservatori LIGO negli Stati Uniti e poi anche l'osservatorio Virgo in Italia hanno individuato e studiato numerosi altri eventi.

## 1.2 Le serie di osservazioni

La prima serie di osservazioni (O1) dell'Advanced LIGO si è protratta dal 12 Settembre 2015 al 19 Febbraio 2016 e ha rilevato, oltre al primo riscontro di onde gravitazionali da un sistema binario di buchi neri stellari, altre due successive prove dello stesso tipo. La seconda serie di osservazioni (O2), attiva dal 30 Novembre 2016 al 25 Agosto 2017, ha visto dall'1 Agosto 2017 l'inizio della collaborazione con Virgo, rendendo possibile per la prima volta un sistema di tre interferometri per studiare le onde gravitazionali. Questo set di osservazioni, oltre ad ulteriori 7 *mergers* tra buchi neri binari, ha rilevato la prima evidenza di un collasso di due stelle di neutroni binarie. La più recente serie di osservazioni (O3) è invece iniziata l'1 Aprile 2019 ed è pianificata per essere operativa per 12 mesi. È attualmente in pausa fino all'1 Novembre 2019 per aggiornamenti e miglioramenti e prevede la prossima collaborazione entro la fine del 2019 di un terzo interferometro, KAGRA.

### 1.2.1 Importanza astrofisica delle onde gravitazionali

Le onde gravitazionali rilevate fino ad ora dagli interferometri sono state generate da eventi energetici dati da collisioni e coalescenze di due tipi di oggetti in sistemi binari: si sono infatti registrate solo onde gravitazionali prodotte da sistemi binari di buchi neri e da un sistema binario di stelle di neutroni, mentre ad ora non è stato ancora rilevato un segnale di coalescenza tra un buco nero e una stella di neutroni. Le onde gravitazionali generate da sistemi binari compatti risultano molto importanti in ambito astrofisico, poiché esse portano con sé numerose informazioni riguardo la natura dell'evento da cui si sono generate, come ad esempio le masse e gli spin degli oggetti sorgente. Le osservazioni sono quindi un ottimo strumento per limitare la massa massima di buchi neri, testando gli scenari evolutivi delle stelle massicce per comprendere la relazione tra queste ultime e i buchi neri stellari massicci che ne seguono. Le varie serie di osservazioni aiutano inoltre a delineare i tassi di formazione dei vari sistemi binari.

### 1.2.2 Risultati di O1 e O2

I risultati delle due serie di osservazioni O1 e O2 a opera di LIGO e Virgo si possono ottenere interpretando le onde gravitazionali rilevate come effetto della coalescenza di due oggetti compatti in sistemi binari. 10 eventi sono risultati compatibili con un *merger* di coppie di buchi neri stellari, mentre un ultimo evento è da attribuire alla coalescenza di due stelle di neutroni. L'analisi dei dati e i risultati esposti in questa sezione riguarderanno solamente i *merger* tra buchi neri binari, ponendo particolare attenzione alle quantità strettamente legate alle loro masse, poiché più utili ai fini della tesi.

Dette  $m_1$  e  $m_2$  le masse dei due oggetti compatti binari, dove si è assunto  $m_1 \geq m_2$ , la massa totale del sistema binario è rappresentata con  $M=m_1+m_2$ , mentre la massa finale dell'oggetto risultante al termine del *merger* è indicata con  $M_f$ . Si può allora definire la massa di *chirp* come  $\mathcal{M} = \frac{(m_1 m_2)^{\frac{3}{5}}}{M^{\frac{1}{5}}}$ , che caratterizza principalmente la fase di spiraleggiamento a cui sono sottoposti i due oggetti compatti durante l'evento. Questa quantità è il parametro misurato con maggior precisione per sistemi di masse relativamente piccole. Infatti, utilizzando le leggi di Newton del moto, la legge newtoniana di gravitazione universale e la formula di Einstein del quadrupolo per un'onda gravitazionale, si può ricavare un'equazione che mette in relazione la massa di *chirp* con la frequenza e la derivata della frequenza di un'onda gravitazionale. Per questo motivo la massa di *chirp* si può calcolare direttamente dai dati osservativi ad ogni istante di tempo [2]. Inoltre, siccome

Event	$m_1/M_\odot$	$m_2/M_\odot$	$\mathcal{M}/M_\odot$	$M_f/M_\odot$
GW150914	$35.6^{+4.8}_{-3.0}$	$30.6^{+3.0}_{-4.4}$	$28.6^{+1.6}_{-1.5}$	$63.1^{+3.3}_{-3.0}$
GW151012	$23.3^{+14.0}_{-5.5}$	$13.6^{+4.1}_{-4.8}$	$15.2^{+2.0}_{-1.1}$	$35.7^{+9.9}_{-3.8}$
GW151226	$13.7^{+8.8}_{-3.2}$	$7.7^{+2.2}_{-2.6}$	$8.9^{+0.3}_{-0.3}$	$20.5^{+6.4}_{-1.5}$
GW170104	$31.0^{+7.2}_{-5.6}$	$20.1^{+4.9}_{-4.5}$	$21.5^{+2.1}_{-1.7}$	$49.1^{+5.2}_{-3.9}$
GW170608	$10.9^{+5.3}_{-1.7}$	$7.6^{+1.3}_{-2.1}$	$7.9^{+0.2}_{-0.2}$	$17.8^{+3.2}_{-0.7}$
GW170729	$50.6^{+16.6}_{-10.2}$	$34.3^{+9.1}_{-10.1}$	$35.7^{+6.5}_{-4.7}$	$80.3^{+14.6}_{-10.2}$
GW170809	$35.2^{+8.3}_{-6.0}$	$23.8^{+5.2}_{-5.1}$	$25.0^{+2.1}_{-1.6}$	$56.4^{+5.2}_{-3.7}$
GW170814	$30.7^{+5.7}_{-3.0}$	$25.3^{+2.9}_{-4.1}$	$24.2^{+1.4}_{-1.1}$	$53.4^{+3.2}_{-2.4}$
GW170818	$35.5^{+7.5}_{-4.7}$	$26.8^{+4.3}_{-5.2}$	$26.7^{+2.1}_{-1.7}$	$59.8^{+4.8}_{-3.8}$
GW170823	$39.6^{+10.0}_{-6.6}$	$29.4^{+6.3}_{-7.1}$	$29.3^{+4.2}_{-3.2}$	$65.6^{+9.4}_{-6.6}$

Tabella 1.1: Tabella riportante i vari parametri di ogni sistema binario per ciascun evento di BBH *merger*. I parametri citati sono le masse dei due buchi neri prima del *merger* ( $m_1$ ,  $m_2$ ), la massa di *chirp* ( $\mathcal{M}$ ) e la massa del buco nero risultante dopo il *merger* ( $M_f$ ). [3]

il massimo spin che un buco nero rotante di massa  $m$  può raggiungere è  $\frac{Gm^2}{c}$ , per completezza possiamo definire il modulo del momento angolare come  $a_i = \frac{c|\vec{S}_i|}{Gm_i^2}$ , dove  $\vec{S}_i$  sono le componenti del vettore di spin [3]. Per ogni evento si è quindi potuto determinare un limite di confidenza per le masse dei singoli oggetti che compongono ciascun sistema binario, oltre che la massa di *chirp* e la massa finale dopo il *merger*. Tali valori sono riportati in Tabella 1.1. Il parametro  $a_i$  è stato definito in quanto presente in Figura 1.2, ma non verrà discusso e anzi omesso in tabella poiché considerazioni su di esso esulano dagli argomenti di questa tesi.

Si è potuto quindi tracciare un grafico in cui si evidenziano le masse degli oggetti binari per ogni evento (Figura 1.1). L'area grigia del grafico è da escludere a causa dell'assunzione sulla massa  $m_1 \geq m_2$ . Si può notare come ciascun buco nero di ogni sistema binario abbia massa compresa tra  $\sim 5M_\odot$  e  $\sim 70M_\odot$ , consistenti con le più recenti simulazioni per la massa di buchi neri stellari.

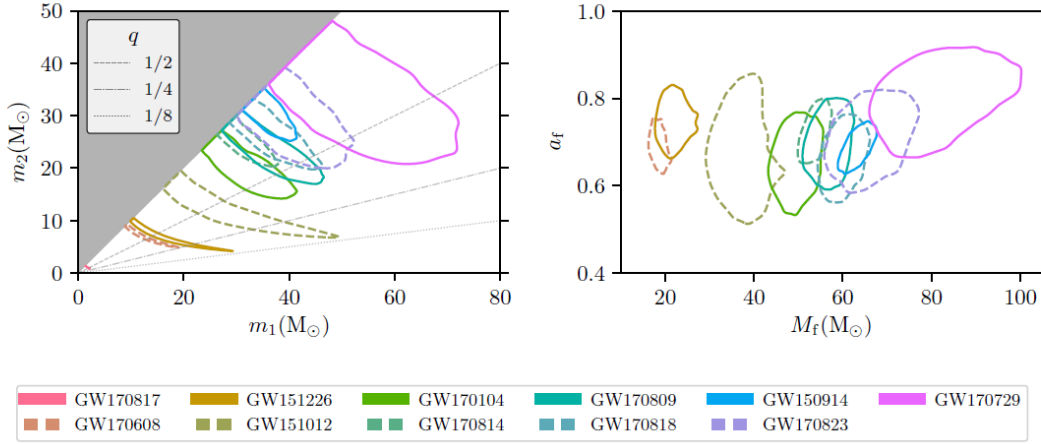


Figura 1.1: Pannello di sinistra: rappresentazione nel piano  $m_1 - m_2$  delle masse delle componenti di ciascun sistema binario ricostruito dai vari eventi. Sono inoltre riportati con linee tratteggiate tre valori indicativi del rapporto tra masse  $q = \frac{m_2}{m_1}$ . Pannello di destra: rappresentazione nel piano  $M_f - a_f$  della massa finale di ogni oggetto dopo il *merger* di ciascun sistema binario ricostruito dai vari eventi [3].

### 1.2.3 Previsioni per O3

Dopo i miglioramenti attuati sugli interferometri di AdvancedLIGO e AdvancedVirgo, l'1 Aprile 2019 è iniziata la terza serie di osservazioni di onde gravitazionali. Da quel momento sono stati registrati 31 candidati, ossia approssimativamente un candidato a settimana, di cui la maggior parte sembra riguardare sistemi binari di buchi neri. La sensibilità di entrambi gli interferometri è stata migliorata, aumentando il range di distanza a cui gli eventi sono rilevabili. Si stima che con queste modifiche si riusciranno a captare i segnali di *merger* di sistemi binari di stelle di neutroni ad una distanza massima di 120-170 Mpc, mentre i limiti di distanza per i sistemi binari di buchi neri risulterebbero ancora maggiori, poiché le onde generate da tali sistemi sono molto più ampie. Ci si aspetta da O3 una produzione scientifica eccezionale, inclusa la potenziale rivelazione di nuovi segnali, come la fusione di sistemi binari misti, formati da una stella di neutroni ed un buco nero. Inoltre, l'inizio della collaborazione con KAGRA e l'aggiunta di un quarto rivelatore alla rete globale di interferometri per le onde gravitazionali contribuirà a migliorare la localizzazione delle sorgenti, facilitando ulteriormente le successive osservazioni astronomiche e la comprensione delle caratteristiche dei segnali.

## Capitolo 2

# Resti compatti di stelle massicce

### 2.1 Fasi finali di evoluzione stellare

Dopo la fase di sequenza principale (*Main Sequence*, MS) le stelle presentano un nucleo in cui l'idrogeno è stato completamente esaurito. Per descrivere l'evoluzione dopo la sequenza principale è utile suddividere le stelle in base alla loro massa. Stelle di massa piccola e intermedia ( $M \lesssim 9M_{\odot}$ ) perdono i loro involucri durante la fase di *asymptotic giant branch* a causa di un forte vento stellare e ciò che ne rimane sono nane bianche CO. Stelle di massa leggermente superiore ( $9M_{\odot} \lesssim M \lesssim 10M_{\odot}$ ) sviluppano un nucleo degenere che può o collassare per *electron capture*, andando a formare una stella di neutroni, o perdere il proprio involucro e formare una nana bianca [4]. Le stelle di massa superiore a  $\sim 10M_{\odot}$  innescano nel loro nucleo processi di bruciamento di elementi pesanti fino al ferro, a cui segue il collasso del nucleo stesso. Il tipo di resto stellare che risulta dal collasso del nucleo di ferro dipende anch'esso dalla massa iniziale della stella. Stelle con masse iniziali fino a  $\sim 25M_{\odot}$  lasciano come resto una stella di neutroni. Con l'aumento della massa la quantità di energia cinetica generata al collasso diminuisce, mentre l'energia di legame dell'involucro aumenta. Se l'esplosione generata risulta sufficientemente debole, parte del materiale espulso può ricadere sulla protostella di neutroni in tempi che vanno da qualche secondo a decine di ore [4]. Quando l'accrescimento provoca un aumento della massa massima possibile per una stella di neutroni, questa collasserà in un buco nero. Stelle con massa iniziale superiore a  $\sim 40M_{\odot}$  e che non sperimentano forti venti stellari possono invece collassare direttamente in un buco nero.

Queste stime sui *range* di masse che caratterizzano le fasi finali dell'evoluzione stellare dipendono molto dai venti stellari. I venti stellari sono flussi di gas che si estendono nel mezzo interstellare dall'atmosfera della stella e che ne riducono quindi la massa. Nelle stelle più fredde i venti sono prodotti principalmente dalla pressione di radiazione: i fotoni si possono trattare come particelle che trasportano momento e che esercitano una pressione quando interagiscono con la materia, in particolar modo sui grani di polvere che si formano negli strati più esterni di una stella. Nelle stelle calde, invece, i venti stellari sono alimentati dall'accoppiamento tra il momento dei fotoni e quello degli ioni metallici presenti nell'atmosfera [5]. La metallicità di una stella, indicata come "Z", indica l'abbondanza iniziale di elementi pesanti, ossia tutti gli elementi più pesanti dell'elio. Le perdite di massa derivanti dai venti stellari dipendono, oltre che dalla massa della stella, dalla sua metallicità iniziale con dipendenza  $\dot{m} \propto Z^{\alpha}$ , dove  $0.5 < \alpha < 1$  a seconda dei modelli [5]. A parità di massa le stelle più metalliche sperimentano quindi venti stellari più potenti e perdite di massa più importanti: ciò comporta evoluzioni molto differenti. A basse metallicità le condizioni per la formazione dei buchi neri sono completamente determinate dalla massa stellare iniziale, poiché vi è una corrispondenza univoca tra la massa iniziale della stella e il nucleo finale di elio. All'aumentare della metallicità le perdite di massa risultano progressivamente più importanti, producendo nuclei minori delle corrispettive stelle meno metalliche. Questo si ripercuote necessariamente anche sui resti compatti lasciati dalle fasi evolutive finali di una stella. Per stelle di massa superiore a  $\sim 40M_{\odot}$  solo le stelle a bassa metallicità producono buchi neri direttamente. Fissata la massa, all'aumentare della metallicità si formano buchi neri per accrescimento, fino a che, oltre una certa

soglia di metallicità (superiore a quella solare), l'unica possibilità di resto compatto è una stella di neutroni. I resti compatti attesi con le premesse esposte in questa sezione sono riportati in Figura 2.1.

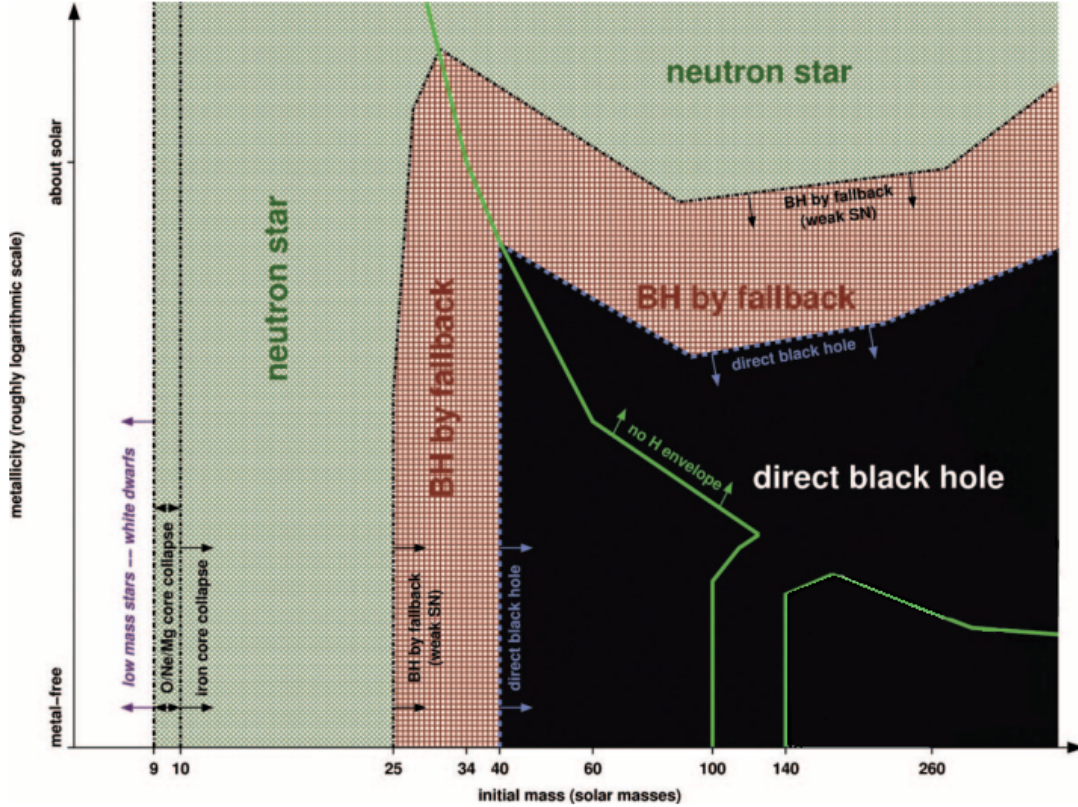


Figura 2.1: Immagine riportante i vari resti compatti formati in funzione della massa iniziale e della metallicità. L'immagine è stata leggermente modificata rispetto all'originale ([4]) per evidenziare i resti compatti che si formano con i processi fisici illustrati in questa sezione.

## 2.2 Il codice SEVN

Il codice SEVN, sviluppato da Spera et al. (2015), è basato su look-up tables: l'evoluzione di stelle singole è rappresentata attraverso tabelle ottenute con un codice di evoluzione stellare (PARSEC, [6]). Il codice interpola tra le tracce tabulate per ottenere nuovi modelli di stelle singole. Nel codice SEVN si assume che tutti i resti con masse  $M_{rem} < 3.0M_{\odot}$  siano stelle di neutroni e che tutti gli oggetti con  $M_{rem} \geq 3.0M_{\odot}$  siano buchi neri, in accordo con la massa massima di una stella di neutroni indicata dal limite di Tolman-Oppenheimer-Volkoff [7] [8]. Il codice legge le tracce di evoluzione stellare generate per una griglia di masse ZAMS (*Zero Age Main Sequence*, ossia il punto iniziale della combustione centrale dell'idrogeno) a metallicità diverse e calcola le proprietà fisiche di una stella. In particolare SEVN restituisce la massa del resto compatto ( $M_{rem}$ ) in funzione della massa ZAMS ( $M_{ZAMS}$ ) della stella per diversi valori della metallicità (Figura 2.2). Si può notare come, a parità di massa ZAMS, all'aumentare della metallicità si formino resti di massa sempre minore: ciò è dovuto alla crescente efficacia dei venti stellari, i quali causano ingenti perdite di massa durante la vita della stella. Per stelle poco metalliche ( $Z=2.0 \times 10^{-4}$ ) la massa del resto cresce monotonamente con la massa ZAMS: la massa massima di un buco nero risulta  $\sim 280M_{\odot}$  per una stella progenitrice di  $M_{ZAMS} \simeq 350M_{\odot}$ . Aumentando la metallicità ( $5.0 \times 10^{-4} \leq Z \leq 2.0 \times 10^{-3}$ ) si vede che, dopo un andamento crescente e monotono, la massa del resto prima diminuisce e poi torna ad aumentare con la massa ZAMS. A metallicità ancora

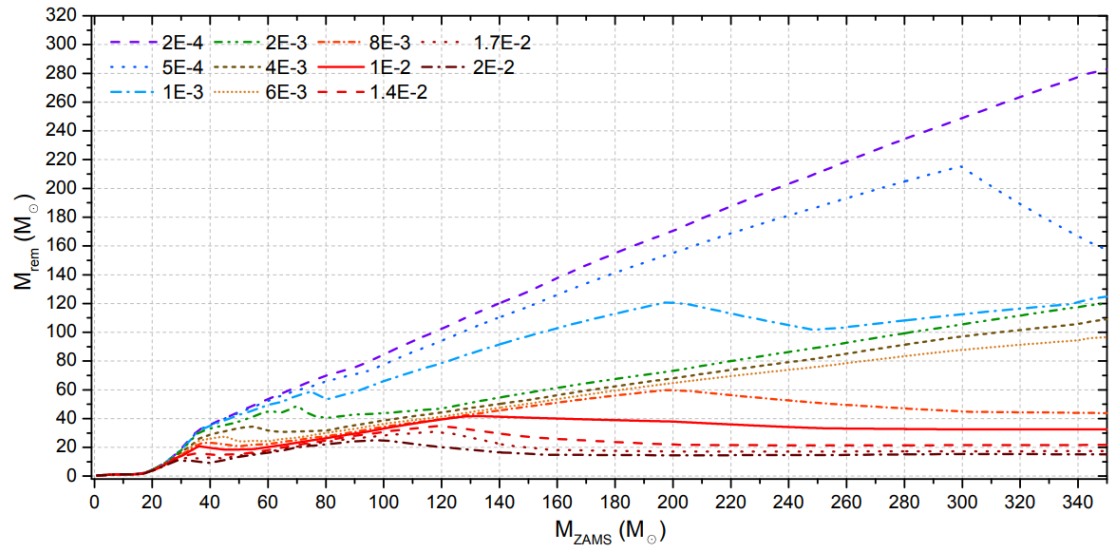


Figura 2.2: Massa del resto compatto ( $M_{rem}$ ) in funzione della massa ZAMS ( $M_{ZAMS}$ ) della stella per diversi valori della metallicità. I valori della metallicità partono da un minimo di  $Z=2.0 \times 10^{-4}$  (linea viola tratteggiata, segnata in legenda come 2E-4) fino ad un massimo di  $Z=2.0 \times 10^{-2}$  (linea marrone tratto-punto, segnata in legenda come 2E-2). [5]

maggiori ( $Z \geq 8.0 \times 10^{-3}$ )  $M_{REM}$ , dopo un breve andamento crescente, diminuisce e si stabilizza su un valore quasi indipendente dalla massa ZAMS.





## Capitolo 3

# Pair instability

### 3.1 Stabilità stellare

La questione della stabilità dinamica stellare riguarda la risposta di una certa parte della stella ad una perturbazione dell'equilibrio idrostatico (HE). Per analizzare la risposta dinamica di strati concentrici all'interno di una stella a perturbazioni radiali, si supponga che la stella si trovi inizialmente in equilibrio idrostatico, che venga sottoposta ad una compressione che possa essere considerata adiabatica (cioè che avviene in tempi scala brevi,  $\tau \ll \tau_{KH}$ , dove  $\tau_{KH}$  è il tempo di Kelvin-Helmholtz) e che essa avvenga in modo omologo. Si considerino infatti due modelli stellari, caratterizzati rispettivamente da masse  $M_1$  e  $M_2$  e raggi  $R_1$  e  $R_2$ . Si considerino inoltre i cosiddetti gusci sferici di massa omologhi, che hanno la stessa coordinata relativa di massa,  $x \equiv m/M$ . I due modelli si dicono omologhi se le *shells* di massa omologhe in essi sono posizionate allo stesso raggio relativo  $r/R$ .

Se il raggio della stella diminuisce da  $R$  a  $R'$ , allora la densità ad un qualsiasi strato nella stella diventa  $\rho' = \rho(R'/R)^{-3}$  e la pressione assume il valore  $P'$ , che segue la relazione di adiabaticità  $(P'/P) = (\rho'/\rho)^{\gamma_{ad}} = (R'/R)^{-3\gamma_{ad}}$ , dove  $\gamma_{ad} = (\partial \log P / \partial \log \rho)$  è detto gradiente adiabatico. La pressione necessaria per l'equilibrio idrostatico dopo una contrazione omologa risulta  $(P'/P)_{HE} = (\rho'/\rho)^{4/3} = (R'/R)^{-4}$ . Dal confronto tra le due relazioni per la pressione risulta che se  $\gamma_{ad} > \frac{4}{3}$  allora  $P' > P'_{HE}$  e l'eccesso di pressione induce una riespansione in modo tale che l'equilibrio idrostatico sia ristabilito. Se invece  $\gamma_{ad} < \frac{4}{3}$ ,  $P' < P'_{HE}$  e l'aumento di pressione non è sufficiente per ripristinare l'equilibrio idrostatico. La compressione generata si rafforza quindi sempre più e si entra in un regime instabile in un tempo scala dinamico. La trattazione dell'instabilità ad ogni strato può essere estesa all'intera stella attraverso l'integrale

$$I = \int_0^M \left( \gamma_{ad} - \frac{4}{3} \right) \frac{P}{\rho} dm$$

dove la stella è globalmente dinamicamente instabile se  $I$  su tutta la stella è negativo. Risulta quindi che se  $\gamma_{ad} < \frac{4}{3}$  in un nucleo sufficientemente esteso, dove il rapporto  $P/\rho$  è elevato, la stella diventa instabile.

### 3.2 La produzione di coppie

A temperature molto alte e densità relativamente basse un fotone ( $\gamma$ ) può decadere in una coppia elettrone-positrone ( $e^- - e^+$ ) secondo la reazione  $\gamma \rightarrow e^- + e^+$  se l'energia  $h\nu$  del fotone eccede la massa-energia a riposo della coppia, ossia quando  $h\nu > 2m_e c^2$ . Questo processo si verifica durante l'interazione del fotone con un nucleo atomico, poiché altrimenti il momento e l'energia non si possono entrambi conservare. La produzione di coppie avviene a temperature tipiche di  $T \sim 1.2 \times 10^{10}$  K, ma fino a  $T \sim 10^8$  K il numero di fotoni energetici nella coda della distribuzione

di Planck è sufficientemente elevato da produrre un numero considerevole di coppie  $e^+e^-$ . I positroni creati in questo processo tendono ad annichilare rapidamente secondo la reazione inversa  $e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma$ . Come risultato, il numero di positroni raggiunge l'equilibrio. A temperature di qualche  $10^8$  K tale numero di positroni è una frazione significativa rispetto a quello degli elettroni e un innalzamento della temperatura aumenta il numero di coppie a discapito dell'energia e della pressione dei fotoni. Per tale motivo la produzione di coppie induce la diminuzione del gradiente adiabatico  $\gamma_{ad}$  fino a raggiungere valori inferiori a  $\frac{4}{3}$ , influenzando la stabilità delle stelle molto massicce, come spiegato nelle successive sezioni.

### 3.3 Pulsational pair instability

Se il nucleo di elio di una stella aumenta oltre  $\sim 35M_\odot$  e la temperatura di tale nucleo raggiunge  $\sim 7 \times 10^8 K$ , il processo di produzione di coppie elettrone-positrone diventa sempre più efficace, rimuovendo dal nucleo la pressione di radiazione data dai fotoni e condizionando la stabilità dell'intera stella [5]. Nel caso meno accentuato, quando la massa del nucleo di elio  $m_{He}$  risulta  $m_{He} \lesssim 40M_\odot$ , il processo di *pulsational pair instability* si manifesta come un'instabilità vibratoria di piccola ampiezza data dalla prossimità del gradiente adiabatico a  $4/3$ . All'aumentare della massa del nucleo o al diminuire dell'abbondanza di combustibile nucleare l'instabilità diventa più pronunciata: l'ampiezza delle pulsazioni aumenta e queste diventano non-lineari. Nel corso di ogni pulsazione il nucleo si riassetta in un tempo scala di Kelvin-Helmholtz. Le esplosioni più interessanti avvengono in questo regime non-lineare. Durante i bruciamenti esplosivi l'energia rilasciata dipende dalla massa e dalla composizione del nucleo: nuclei più massicci richiedono una maggior combustione per contrastare l'implosione. Inoltre, considerando nuclei che hanno già consumato precedentemente parte dell'ossigeno a loro disposizione, questi durante l'implosione si contraggono maggiormente e bruciano di più, a condizione che ci sia ancora combustibile rimasto. L'energia sprigionata dai bruciamenti esplosivi determina una rapida espansione del nucleo e un conseguente raffreddamento. Parte di questa energia alimenta un'onda d'urto che può espellere materia dal nucleo. Dopo un breve periodo di oscillazioni di grande ampiezza, il nucleo si ristabilisce in uno stato di equilibrio idrostatico con energia di legame meno negativa e inizia una nuova fase di contrazioni in tempi scala di Kelvin-Helmholtz, finché diventa nuovamente instabile. Il processo si ripete fino a quando tutto il combustibile nucleare non viene esaurito, la massa si riduce sotto un valore critico o la perdita di entropia derivante dagli episodi ripetuti di contrazione rimuove l'instabilità. L'intervallo tra pulsazioni è determinato dall'energia della pulsazione precedente: le esplosioni moderate si ripetono a brevi intervalli, mentre trascorre molto tempo tra un'esplosione violenta e la successiva. Queste ultime sono inoltre meno numerose, poiché esplosioni violente bruciano anche maggior combustibile.

Le proprietà e le caratteristiche evolutive delle stelle che sperimentano la *pulsational pair instability* possono essere descritte in base a considerazioni sulla sua massa del nucleo di elio (He). Stelle con  $Z = 0$  e nuclei di elio con massa  $m_{He} \gtrsim 42M_\odot$  sperimentano la *pair instability* dopo il bruciamento centrale del carbonio. Fino a nuclei con massa  $m_{He} \lesssim 64M_\odot$  l'instabilità si manifesta come violente pulsazioni, ma non porta alla distruzione completa della stella: il bruciamento implosivo non è sufficientemente energetico per determinare l'esplosione della stella. A seconda della massa della stella e della forza della pulsazione iniziale, le seguenti pulsazioni seguono in un tempo  $t$  compreso tra 1 anno  $\lesssim t \lesssim 10\,000$  anni [4]. Queste pulsazioni continuano fino a quando la stella non ha perso abbastanza massa o non ha diminuito la sua entropia nel nucleo in modo tale che non incontri più la *pair instability* e possa formare un nucleo di ferro in equilibrio idrostatico. Le pulsazioni finali più violente hanno energie comparabili con quelle di una classica supernova e costituiscono pertanto il processo denominato *pulsational pair instability supernova*. Poiché il nucleo di ferro risultante alla fine delle pulsazioni è molto massiccio e l'entropia è elevata, stelle in questo *range* di masse alla fine della loro evoluzione produrranno buchi neri per collasso del nucleo. Le PPISNe avvengono quando le perdite di massa durante la vita della stella non diminuiscono il nucleo sotto le  $\sim 40M_\odot$ , quindi tali processi sono favoriti a metallicità basse, dove sono presenti venti stellari meno forti. Per stelle con nuclei di elio con massa compresa tra  $64M_\odot \lesssim M \lesssim 133M_\odot$  la *pair instability* è talmente violenta da distruggere completamente la stella nella pulsazione iniziale, nel processo denominato *pair instability supernova*. Stelle con nuclei di elio ancora maggiori, con  $m_{He} \gtrsim 133M_\odot$  collassano

direttamente in un buco nero. I risultati dei resti compatti che si formano in funzione della massa stellare iniziale e della metallicità si possono osservare in Figura 3.1.

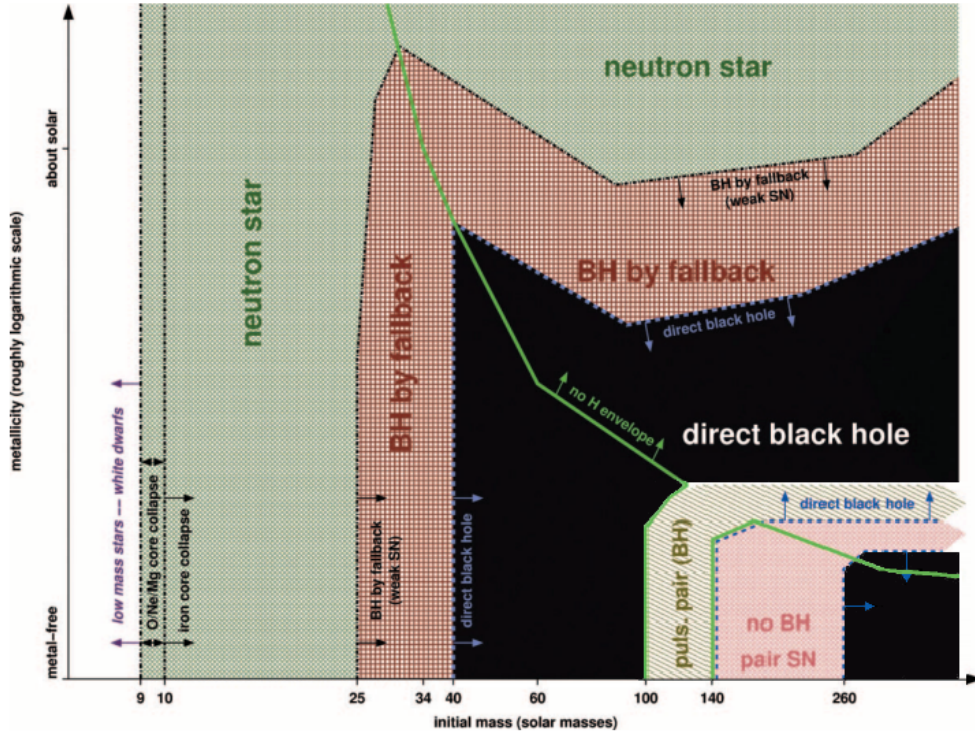


Figura 3.1: Immagine riportante i vari resti compatti formati in funzione della massa iniziale e della metallicità. L'immagine è stata leggermente modificata rispetto all'originale ([4]) per evidenziare i resti compatti che si formano con i processi fisici illustrati in questa sezione.

### 3.4 Il codice SEVN modificato

Il codice SEVN, già descritto nella sezione 2.2, è stato successivamente modificato e migliorato (sempre ad opera di Spera et al.) per studiare gli effetti delle PPISNe e delle PISNe sullo spettro di massa dei buchi neri. I risultati della simulazione della massa dei resti compatti ( $M_{rem}$ ) in funzione delle masse ZAMS ( $M_{ZAMS}$ ) per diversi valori della metallicità sono riportati in Figura 3.2.

Osservando il grafico si può notare che entrambi i processi di PPISNe e di PISNe non influenzano le stelle ad alta metallicità ( $Z \geq 1.0 \times 10^{-2}$ , linea continua rossa). Le tracce della massa dei resti per tali stelle risultano infatti uguali a quelle del codice non modificato. I processi di PPISNe iniziano a diventare visibili a metallicità  $Z \leq 10^{-2}$  e i loro effetti diventano importanti per  $Z \lesssim 2.0 \times 10^{-3}$  (linea verde) per stelle di massa  $60M_{\odot} \lesssim M_{ZAMS} \lesssim 120M_{\odot}$ . Come si può notare dal grafico, le conseguenze principali delle PPISNe sono due: esse infatti incrementano la formazione di buchi neri nel range di masse  $30M_{\odot} \lesssim M_{rem} \lesssim 50M_{\odot}$ , riducendo la massa massima di buchi neri per stelle di massa compresa tra  $60M_{\odot} \lesssim M_{ZAMS} \lesssim 80M_{\odot}$ . Le PISNe, i cui effetti si visualizzano graficamente nell'appiattimento della funzione di massa dei resti compatti, coinvolgono stelle con metallicità  $Z \leq 8.0 \times 10^{-3}$  (linea arancione tratto-punto). Stelle con massa  $M_{ZAMS} \gtrsim 210M_{\odot}$  per  $Z = 2.0 \times 10^{-3}$  non sperimentano il processo di PISN perché stelle così massicce sono vicine alla loro luminosità di Eddington. Di conseguenza tali stelle non raggiungono  $M_{He,f} \simeq 64M_{\odot}$  (il limite inferiore per l'attivazione del meccanismo di PISN), poiché perdono una grande frazione di massa rispetto a stelle più leggere.

Considerando stelle con masse  $M_{ZAMS} \lesssim 200M_{\odot}$ , la massa massima che si ottiene per i buchi neri stellari tenendo conto dei processi di PPISNe e di PISNe è quindi di  $\sim 200M_{\odot}$  per  $Z \simeq 2.0 \times 10^{-4}$ . Buchi neri molto massicci (con massa compresa tra  $120-280M_{\odot}$ ) si possono formare dal collasso

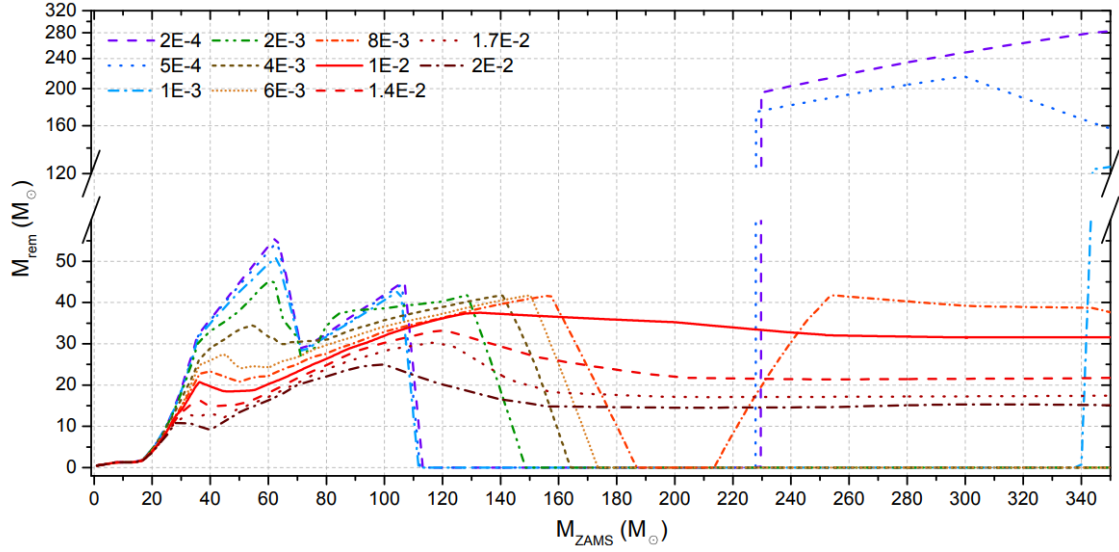


Figura 3.2: Massa del resto compatto ( $M_{rem}$ ) in funzione della massa ZAMS ( $M_{ZAMS}$ ) della stella per diversi valori della metallicità. In questo grafico si è tenuto conto delle PPISNe e delle PISNe. Si è inserita un'interruzione nell'asse y tra 65 e  $120M_{\odot}$  poiché non sono presenti buchi neri in quel range di masse. I valori della metallicità partono da un minimo di  $Z=2.0 \times 10^{-4}$  (linea viola tratteggiata, segnata in legenda come 2E-4) fino ad un massimo di  $Z=2.0 \times 10^{-2}$  (linea marrone tratto-punto, segnata in legenda come 2E-2). [9]

diretto di stelle molto massicce, con  $M_{ZAMS} \gtrsim 200M_{\odot}$  per  $Z \lesssim 10^{-3}$ . Stelle così massicce, infatti, sviluppano un core di elio con  $M_{He,f} \gtrsim 135M_{\odot}$  e non sperimentano quindi i processi di PISNe. Un ulteriore effetto dei processi di PPISNe e PISNe è quello di inibire la formazione di resti compatti nel range di masse comprese tra  $\sim 60M_{\odot}$  e  $\sim 120M_{\odot}$ .

Sempre utilizzando il nuovo codice SEVN si è potuto tracciare un ulteriore grafico, che descrive il tipo di resto compatto formato al variare di massa ZAMS ( $M_{ZAMS}$ , in ascissa) e di metallicità ( $Z$ , in ordinata) (Figura 3.3). Questa figura evidenzia in particolar modo le regioni in cui si verificano le PPISNe (area verde), le PISNe (area rossa) e le supernovae causate da neutrini, con conseguente ricaduta di materiale e accrescimento (area blu). La linea verticale tratteggiata in corrispondenza di  $M_{ZAMS} \simeq 19M_{\odot}$  divide le stelle che collassano in buchi neri da quelle che formano stelle di neutroni. L'area a tratti obliqui del grafico indica invece il collasso diretto della stella. È interessante notare che tutte le stelle che sperimentano il processo di PPISNe formano resti compatti mediante collasso diretto. La ragione risiede nel fatto che i processi di PPISNe aumentano le perdite di massa dagli strati più esterni, lasciando il nucleo di Carbonio-Ossigeno inalterato. La figura mostra inoltre come il limite inferiore in termini di massa ZAMS per il collasso diretto dipende dalla metallicità: questo limite è infatti  $\sim 50M_{\odot}$  per  $Z \leq 1.6 \times 10^{-2}$  e cresce fino a  $\sim 35M_{\odot}$  per  $Z = 2.0 \times 10^{-2}$ . Una differenza importante con la Figura 3.1 riguarda la formazione di resti compatti da ricaduta di materiali. Con l'implementazione del nuovo codice SEVN infatti non risultano resti compatti per *fallback* per stelle con massa  $M_{ZAMS} \gtrsim 50M_{\odot}$  indipendentemente dalla metallicità.

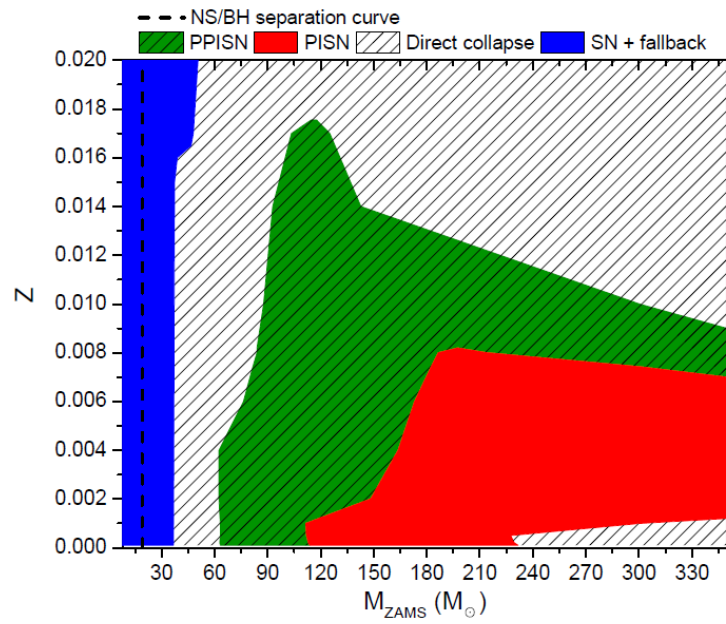


Figura 3.3: Immagine riportante i vari resti compatti in funzione della massa iniziale e della metallicità. Le stelle nell'area blu terminano la loro vita mediante una *core-collapse supernova*. Le PPISNe e le PISNe avvengono rispettivamente nell'area verde e rossa. L'area di grafico a tratti indica il collasso diretto. La linea verticale tratteggiata in corrispondenza di  $M_{ZAMS} \simeq 19M_{\odot}$  divide le stelle che collassano in buchi neri da quelle che formano stelle di neutroni. [9]



# Capitolo 4

## Sistemi binari

L'esistenza di buchi neri binari è stata ipotizzata per diversi decenni ma la loro conferma sperimentale si è avuta solamente il 14 Settembre 2015 con l'evento GW150914. Da quel momento sono stati rilevati altri nove *mergers* di buchi neri binari. I canali di formazione dei BBHs sono molto dibattuti, ma si pensa che tali sistemi si possano formare dall'evoluzione di sistemi stellari binari massicci o da processi dinamici che coinvolgono buchi neri in ammassi stellari densi. In questo capitolo si affronterà l'evoluzione di sistemi binari massicci in cui la coppia di stelle è vicina, tralasciando invece lo scenario dinamico negli ammassi di stelle.

### 4.1 Evoluzione dei sistemi binari

Gran parte delle stelle massicce ( $\sim 50 - 70\%$  [10]) sono membri di sistemi binari dalla nascita. L'evoluzione di sistemi binari stellari in cui la coppia è vicina è influenzata da diversi processi fisici, come il trasferimento di massa (attraverso vento stellare o mediante *Roche lobe overflow*), l'involuppo comune (*common envelope*, CE) e gli effetti mareali. Pertanto il destino finale di un membro in binaria può essere completamente differente da quello di una stella singola con la stessa massa ZAMS e uguale metallicità. Ciò si ripercuote sulle statistiche dei *mergers* di buchi neri binari, poiché influenza il numero di buchi neri binari e le loro proprietà.

#### 4.1.1 Trasferimento di massa

Se due stelle scambiano materia tra di loro si dice che esse sono soggette a trasferimento di massa; ciò può essere causato o da venti stellari o da episodi di *Roche lobe filling*. Quando una stella massiccia perde materia tramite vento stellare, la sua compagna vicina può catturare una parte di tale massa. Tale processo dipende dalla quantità di materia che viene persa e dalla velocità relativa del vento rispetto alla stella compagna. Il trasferimento di massa tramite superamento del lobo di Roche è solitamente più efficiente. Il lobo di Roche di una stella in un sistema binario è la massima superficie equipotenziale attorno alla stella entro la quale la materia risulta ancora legata. Poiché i lobi di Roche sono superfici equipotenziali, la materia orbitante oltre tale limite può fluire liberamente da una stella all'altra. Si dice che una stella oltrepassa il lobo di Roche quando il suo raggio è più esteso di tale superficie; quando questo succede parte della sua massa fluisce verso la compagna e ne determina l'accrescimento. Il trasferimento di massa modifica quindi la massa delle due stelle del sistema binario, con evidenti conseguenze sulle masse dei resti compatti di tali stelle. Se il trasferimento di massa è dinamicamente instabile o entrambe le stelle superano il loro lobo di Roche, allora ci si aspetta che il sistema binario produca un *merger* o entri nella fase di involuppo comune.

### 4.1.2 Inviluppo comune

Se due stelle entrano nella fase di inviluppo comune, tale inviluppo cessa di co-rotare con i loro nuclei. I due nuclei stellari sono inclusi nello stesso inviluppo non co-rotante e iniziano a spiraleggiare. Parte di questa energia persa dai due nuclei riscalda l'inviluppo, rendendolo meno legato. Se questo processo porta all'espulsione dell'inviluppo, il sistema binario sopravvive e si manifesta come due nuclei stellari spogli, che possono eventualmente evolvere in un sistema binario di buchi neri. Al contrario, se l'inviluppo comune non è espulso, i due nuclei spiraleggiano uno attorno all'altro fino a quando non si fondono. Questo *merger* prematuro impedisce al sistema di evolvere in una coppia di buchi neri.

## 4.2 Formazione di BHs singoli massicci

Il codice SEVN è stato implementato con ulteriori nuove modifiche (Spera et al., 2018) per considerare i trasferimenti di massa determinati sia dai venti stellari sia dal superamento dei lobi di Roche. Mentre la distribuzione di massa dei buchi neri membri di sistemi binari compatti è simile a quella ottenuta dall'evoluzione di stelle singole, la distribuzione di massa dei singoli buchi neri è molto peculiare, particolarmente a basse metallicità. È noto infatti che i processi di PPISNe aumentano significativamente le perdite di materia per stelle progenitrici massicce, mentre le PISNe causano la completa distruzione di stelle massicce prima che queste formino buchi neri. Per tale motivo pertanto non è prevista la formazione di buchi neri con massa  $\gtrsim 60M_{\odot}$  dall'evoluzione di stelle singole. Al contrario, se si considerano i processi di evoluzione in binaria, si prevedono buchi neri con massa compresa tra  $65M_{\odot} \lesssim m_{BH} \lesssim 145M_{\odot}$ , a seconda della metallicità. Nelle simulazioni buchi neri così massicci si possono formare dalla coalescenza di due stelle, una che ha già sviluppato il nucleo di elio (in fase di *Hertzsprung gap* o gigante) e una ancora in sequenza principale. Sotto queste ipotesi, dopo la fusione la stella risultante è caratterizzata da un nucleo di elio circondato da un esteso inviluppo di idrogeno. Ogni reazione di bruciamento di un elemento  $i$  in un elemento  $j$  è caratterizzata dal tempo scala  $t_{i \rightarrow j}$ . In particolare, il tempo scala del bruciamento dell'idrogeno in elio è

$$t_{H \rightarrow He}$$

mentre il tempo scala che determina la durata della vita della stella dopo la coalescenza è dato dalla somma tra i tempi scala delle reazioni che avvengono nel nucleo:

$$t_{vita} = t_{He \rightarrow C} + t_{C \rightarrow Ne} + t_{Ne \rightarrow O} + t_{O \rightarrow Si} + t_{Si \rightarrow Fe} \sim t_{He \rightarrow C}$$

Se durante il tempo scala  $t_{He \rightarrow C}$  viene bruciato abbastanza idrogeno dell'inviluppo da accrescere il nucleo di elio oltre le  $\sim 42M_{\odot}$  prima che tale nucleo collassi, la stella sperimenta la fase di *pulsational pair instability* e non si forma un resto compatto molto massiccio. Al contrario, se non viene bruciato sufficiente idrogeno dell'inviluppo da eccedere tale massa limite prima che venga sintetizzato il ferro, la stella non entra nella fase di instabilità e può formare un buco nero molto massiccio per collasso diretto. Questo effetto è più pronunciato a basse metallicità, dove i venti stellari non sono abbastanza forti da rimuovere porzioni considerevoli dell'inviluppo di idrogeno.



## Capitolo 5

# Risultati originali

In questo capitolo ho analizzato le statistiche dei buchi neri singoli sui dati prodotti dalla nuova versione del codice SEVN, dove si assume che i buchi neri singoli si formino o da stelle singole o da sistemi binari di stelle. Ho considerato 18 set di simulazioni realizzate con SEVN, corrispondenti a 18 diverse metallicità delle stelle ( $1.0 \times 10^{-4} \leq Z \leq 4.0 \times 10^{-2}$ ), in cui ogni set di simulazioni evolve un campione di  $10^7$  sistemi fino a quando tutte le stelle non si sono trasformate in oggetti compatti. Il campione totale (considerando tutte le diverse metallicità insieme) consta di più di  $10^8$  buchi neri. Ho quindi prodotto 18 istogrammi, uno per ogni metallicità (Figura 5.1-Figura 5.3, pannelli da (a) a (t)), per analizzare la numerosità dei buchi neri al variare della loro massa, dove l'asse riportante il numero di buchi neri è in scala logaritmica. Si è tracciata una linea tratteggiata verticale rossa in corrispondenza di  $55M_{\odot}$  per evidenziare il limite previsto per la massa di buchi neri risultanti dall'evoluzione di stelle singole. Si è inoltre definito  $r$  il rapporto tra il numero dei buchi neri con massa superiore a tale limite e il numero totale di buchi neri simulati, indicandone per ogni grafico il valore percentuale.

Dal confronto tra i vari istogrammi si può notare come a basse metallicità (tra  $Z = 1.0 \times 10^{-4}$  e  $Z = 2.0 \times 10^{-4}$ , corrispondenti ai primi quattro pannelli) si formino buchi neri con massa ben oltre la massa limite di  $55M_{\odot}$  data dai processi legati alla *pair instability*. Si possono infatti formare buchi neri fino a  $\sim 140M_{\odot}$ , e in numero significativo rispetto al totale. Il rapporto  $r$  risulta infatti compreso tra valori  $5.8\% \leq r \leq 6.1\%$ , dove i valori maggiori di  $r$  sono ottenuti per metallicità molto basse. All'aumentare della metallicità, fino a  $Z = 4.0 \times 10^{-3}$  (Figura 5.2, pannello (m)), si può notare come la distribuzione dei buchi neri mantenga all'incirca la stessa forma, anche se vi sono sempre meno buchi neri che eccedono le  $55M_{\odot}$ , come rappresentato dalla decrescita monotona del valore di  $r$  fino a  $\sim 0.4\%$ . Per metallicità uguali o superiori a  $Z = 6.0 \times 10^{-3}$  (Figura 5.2, pannello (n)) si ha un brusco cambio della funzione di massa dei buchi neri: la massa massima dei resti compatti formati diminuisce repentinamente, assestandosi a valori di  $\sim 90M_{\odot}$ . All'aumentare della metallicità la massa massima dei buchi neri continua a diminuire, come anche il valore di  $r$ , che risulta praticamente trascurabile (Figura 5.3, pannelli da (o) a (r)). Per  $Z = 2.0 \times 10^{-2}$  emerge infatti che la massa massima di un buco nero è di poco superiore alle  $60M_{\odot}$ , mentre la percentuale di oggetti oltre le  $55M_{\odot}$  risulta  $r = 0.002\%$ . A metallicità maggiori di  $Z = 3.0 \times 10^{-2}$  (Figura 5.3, pannelli (s) e (t)) la massa massima si riduce ulteriormente fino a  $\sim 35M_{\odot}$  e non vengono prodotti buchi neri con valori superiori a  $55M_{\odot}$ . Il valore di  $r$  quindi si azzera.

L'andamento del numero di buchi neri per ogni intervallo di massa delineato dalle simulazioni appare dunque chiaro: a metallicità molto basse vi è una quantità non trascurabile di buchi neri con massa che eccede le  $55M_{\odot}$  e le masse massime degli oggetti compatti raggiungono le  $140M_{\odot}$ . All'aumentare della metallicità entrambi questi valori diminuiscono, fino a quando, per metallicità molto alte, non si producono più resti con massa superiore a  $55M_{\odot}$ . Questo andamento generale è riassunto in Figura 5.4, dove sono state scelte 5 metallicità rappresentative per evidenziare l'evoluzione della funzione di massa.

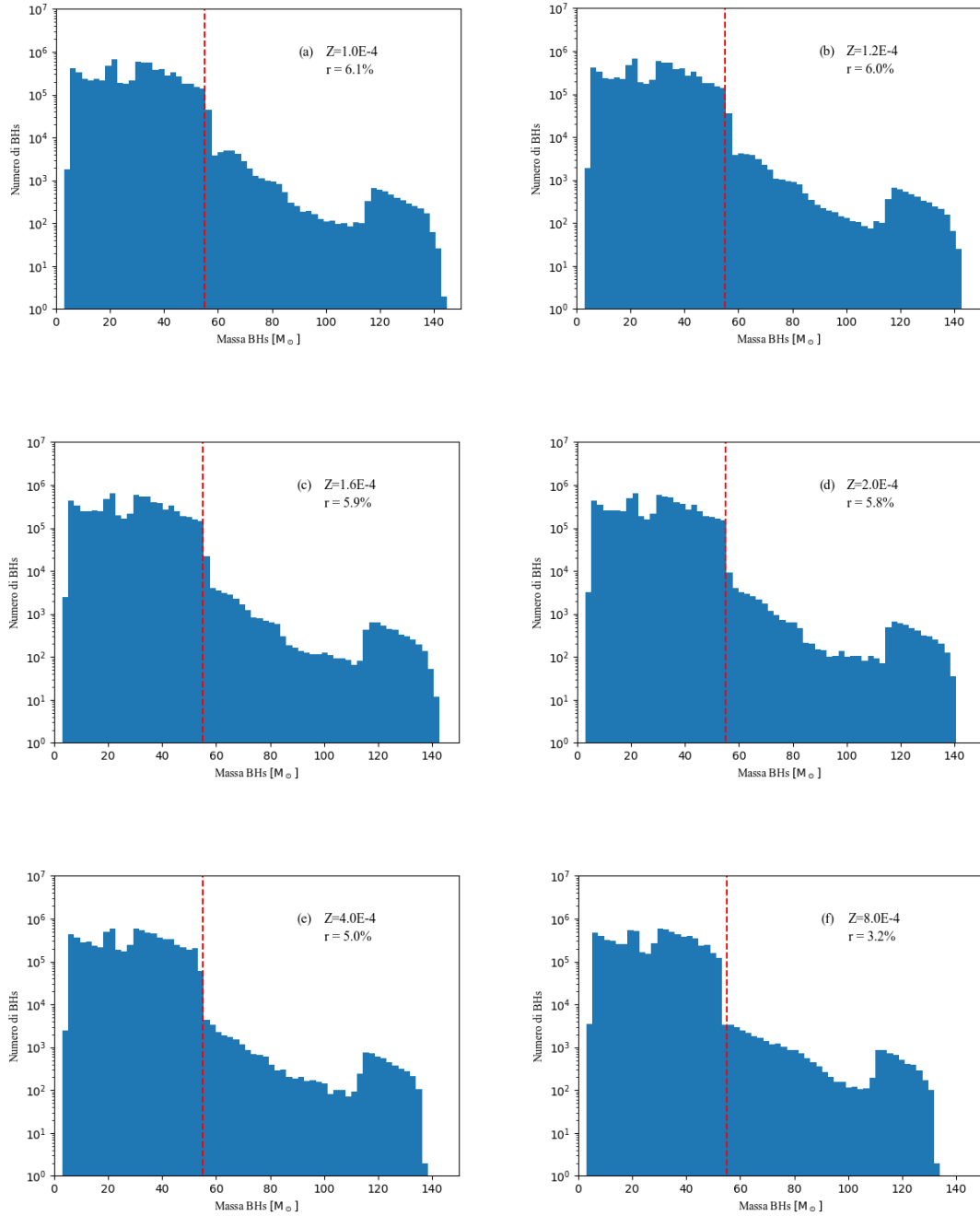


Figura 5.1: Istogrammi rappresentanti le distribuzioni di buchi neri simulati nel piano massa-numerosità. In ogni pannello è stata variata la metallicità: nel pannello (a) la metallicità è  $Z=1.0 \times 10^{-4}$ , nel pannello (b) è  $Z=1.2 \times 10^{-4}$ , nel pannello (c) è  $Z=1.6 \times 10^{-4}$ , nel pannello (d) è  $Z=2.0 \times 10^{-4}$ , nel pannello (e) è  $Z=4.0 \times 10^{-4}$ , nel pannello (f) è  $Z=8.0 \times 10^{-4}$ . In tutti i pannelli l'asse delle ordinate è rappresentato in scala logaritmica e la linea verticale rossa tratteggiata è in corrispondenza di  $55 M_{\odot}$ , limite previsto per la massa di buchi neri risultanti dall'evoluzione di stelle singole. È inoltre rappresentato per ciascun pannello il valore  $r$  della percentuale di buchi neri con massa  $m_{BH} \geq 55 M_{\odot}$ .

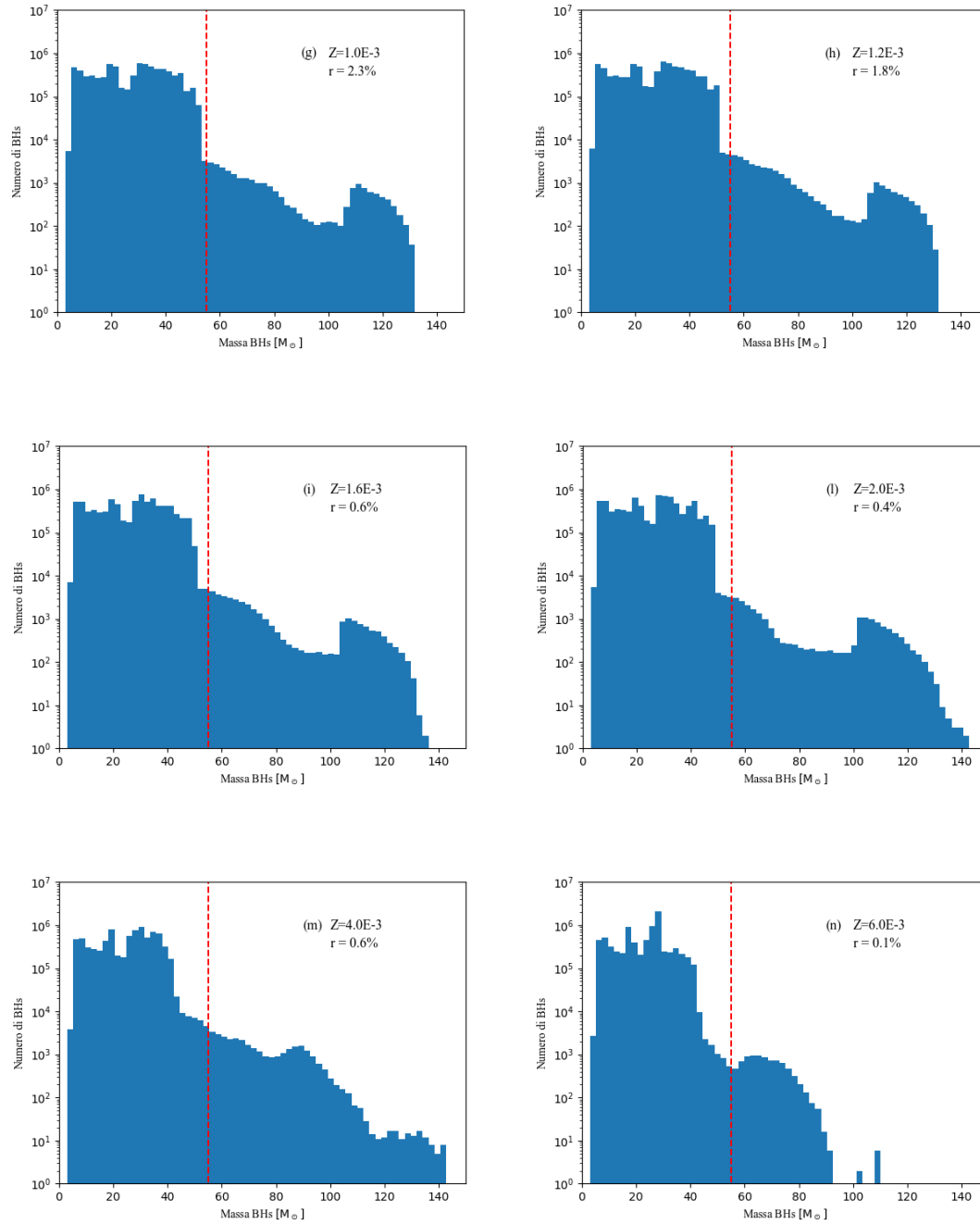


Figura 5.2: Istogrammi rappresentanti le distribuzioni di buchi neri simulati nel piano massa-numerosità. In ogni pannello è stata variata la metallicità: nel pannello (g) la metallicità è  $Z=1.0 \times 10^{-3}$ , nel pannello (h) è  $Z=1.2 \times 10^{-3}$ , nel pannello (i) è  $Z=1.6 \times 10^{-3}$ , nel pannello (l) è  $Z=2.0 \times 10^{-3}$ , nel pannello (m) è  $Z=4.0 \times 10^{-3}$ , nel pannello (n) è  $Z=6.0 \times 10^{-3}$ . In tutti i pannelli l'asse delle ordinate è rappresentato in scala logaritmica e la linea verticale rossa tratteggiata è in corrispondenza di  $55 M_{\odot}$ , limite previsto per la massa di buchi neri risultanti dall'evoluzione di stelle singole. È inoltre rappresentato per ciascun pannello il valore  $r$  della percentuale di buchi neri con massa  $m_{BH} \geq 55 M_{\odot}$ .

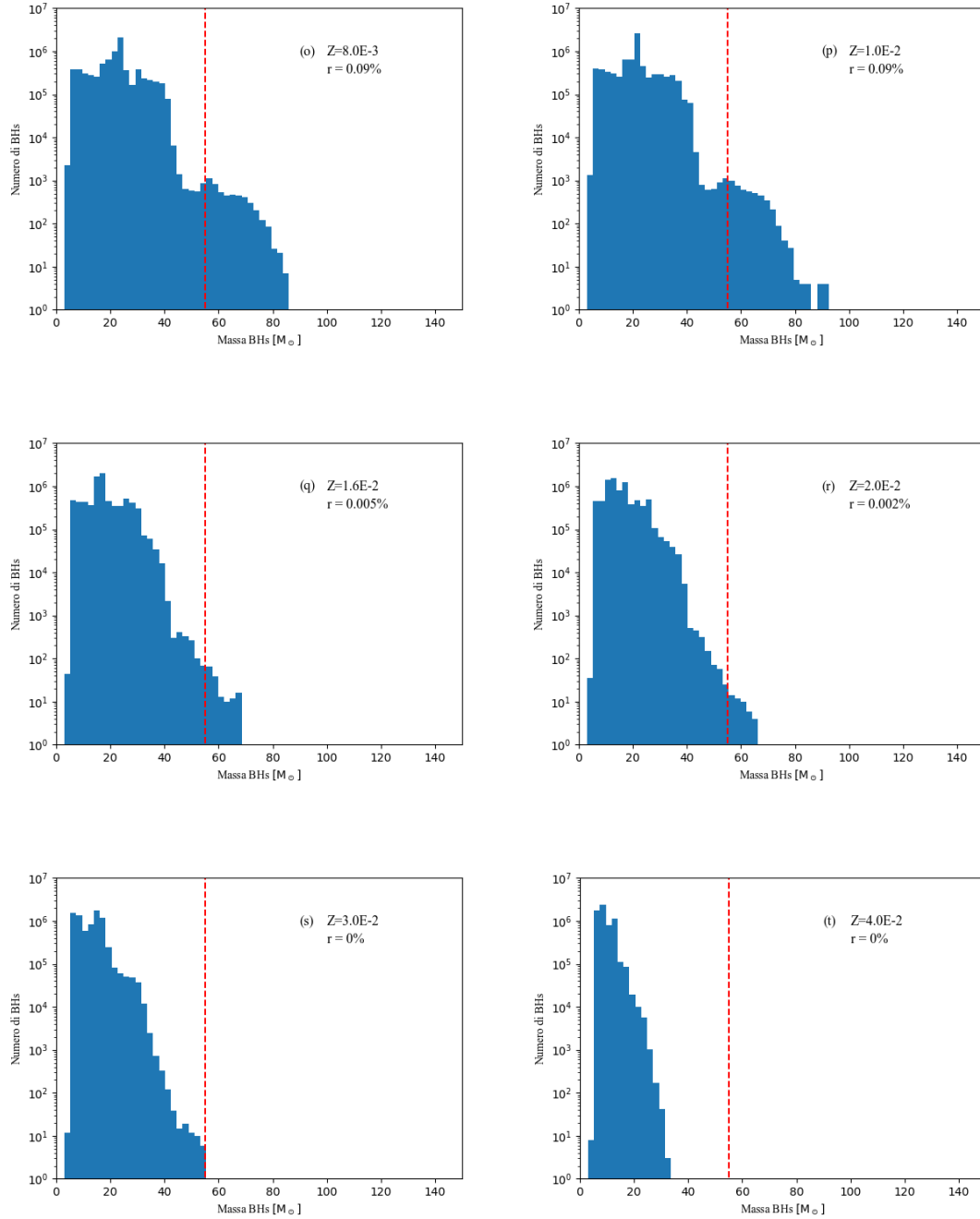


Figura 5.3: Istogrammi rappresentanti le distribuzioni di buchi neri simulati nel piano massa-numerosità. In ogni pannello è stata variata la metallicità: nel pannello (o) la metallicità è  $Z=8.0 \times 10^{-3}$ , nel pannello (p) è  $Z=1.0 \times 10^{-2}$ , nel pannello (q) è  $Z=1.6 \times 10^{-2}$ , nel pannello (r) è  $Z=2.0 \times 10^{-2}$ , nel pannello (s) è  $Z=3.0 \times 10^{-2}$ , nel pannello (t) è  $Z=4.0 \times 10^{-2}$ . In tutti i pannelli l'asse delle ordinate è rappresentato in scala logaritmica e la linea verticale rossa tratteggiata è in corrispondenza di  $55M_{\odot}$ , limite previsto per la massa di buchi neri risultanti dall'evoluzione di stelle singole. È inoltre rappresentato per ciascun pannello il valore  $r$  della percentuale di buchi neri con massa  $m_{BH} \geq 55M_{\odot}$ .

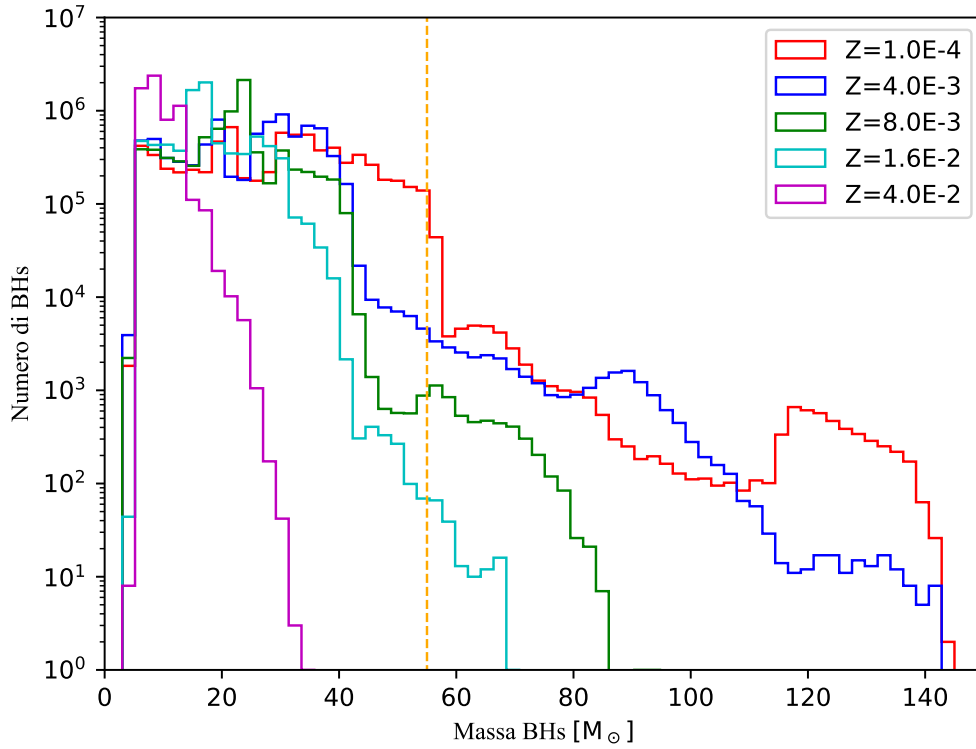


Figura 5.4: Immagine riassuntiva. Si sono scelte 5 metallicità rappresentative per evidenziare l'evoluzione della distribuzione dei buchi neri al variare della metallicità. Le metallicità scelte risultano  $Z = 1.0 \times 10^{-4}$  (in rosso),  $Z = 4.0 \times 10^{-3}$  (in blu),  $Z = 8.0 \times 10^{-3}$  (in verde),  $Z = 1.6 \times 10^{-2}$  (in azzurro),  $Z = 4.0 \times 10^{-2}$  (in viola). L'asse delle ordinate è rappresentato in scala logaritmica e la linea verticale gialla tratteggiata è in corrispondenza di  $55M_{\odot}$ , limite previsto per la massa di buchi neri risultanti dall'evoluzione di stelle singole.

I risultati di queste simulazioni giustificano quindi la presenza di buchi neri molto massicci nonostante i limiti imposti dai processi di PPISNe e PISNe per stelle singole: si ritiene che gli oggetti che eccedono le  $55M_{\odot}$  si formino a partire da sistemi binari di stelle massicce attraverso i vari processi trattati nella Sezione 4.2. Le simulazioni confermano che questi meccanismi sono dipendenti dalla metallicità e la produzione di resti così massicci è più frequente a basse  $Z$ , dove i venti stellari non sono abbastanza efficaci da rimuovere l'involuppo di idrogeno del prodotto del *merger*.



# Capitolo 6

## Conclusioni

L'astronomia delle onde gravitazionali è nata solo da pochi anni ma ha già rivoluzionato la comprensione di vari processi astrofisici prima sconosciuti. Le onde gravitazionali rilevate hanno permesso di indagare numerosi eventi altrimenti inaccessibili ai normali telescopi. Grazie a esse si sono potuti infatti studiare i buchi neri e la loro distribuzione di massa, analizzando e verificando le conoscenze sull'evoluzione delle stelle singole e binarie, e in particolar modo dei meccanismi in atto durante le fasi finali della vita di queste ultime. Da tali rilevazioni, con le considerazioni presentate in questa tesi, risulta che la distribuzione di massa dei buchi neri è molto peculiare. Come si è visto, se si esamina solamente l'evoluzione di stelle singole, lo spettro di massa di resti compatti è influenzato dai processi di *pulsional pair instability supernovae* e *pair instability supernovae*, meccanismi che inibiscono la formazione di buchi neri con massa compresa tra  $55M_{\odot} \lesssim M_{BH} \lesssim 120M_{\odot}$ . Buchi neri con massa maggiore di  $\sim 120M_{\odot}$  si possono comunque formare per collasso diretto di stelle molto massicce. Considerando invece anche l'evoluzione di sistemi binari di stelle massicce, lo scenario che si prospetta appare radicalmente differente: grazie a processi di trasferimento di massa con conseguente *merger* si possono infatti produrre stelle evolutivamente avanzate molto massicce, che non sperimentano le fasi di PPISNe e di PISNe, collassando direttamente in un buco nero molto massiccio. Tali resti compatti possono quindi avere massa maggiore di  $55M_{\odot}$  e rientrare nella *mass gap* presente nello scenario evolutivo delle sole stelle singole. Si è potuto stabilire, anche attraverso un'elaborazione originale di dati restituiti da un codice di evoluzione stellare, che tutti i processi descritti dipendono dalla metallicità della stella progenitrice, influenzando lo spettro di massa finale del resto compatto. Oltre a ciò, si è studiato il tasso di formazione dei vari tipi di buchi neri derivanti anche da evoluzione di sistemi stellari binari. In particolare, si è trovato come i buchi neri molto massicci, sebbene previsti dalle simulazioni, non siano molto frequenti: anche nel più numeroso dei casi questi resti ricoprono solamente un ruolo marginale rispetto alla popolazione totale. La maggior parte dei buchi neri singoli si forma infatti a partire da stelle singole e ha una massa relativamente ridotta, a causa dei noti processi di *pulsional pair instability supernovae* e *pair instability supernovae*. Si è portati quindi a pensare che la rilevazione di onde gravitazionali di oggetti molto massicci sia molto improbabile. Tuttavia, in questa tesi si è trascurata la possibilità di scambi dinamici tra oggetti binari. Se buchi neri molto massicci si formassero in ammassi di stelle, dove avrebbero un'alta probabilità di acquisire un buco nero compagno tramite scambi dinamici, la loro coalescenza potrebbe essere un'ottima candidata per diventare fonte di onde gravitazionali molto energetiche. Ad ora non si sono ancora rilevati segnali di questo genere, ma ciò non deve scoraggiare sforzi futuri, considerando il breve intervallo temporale da cui si stanno facendo questi tipi di osservazioni. Con l'avvento di nuove strumentazioni e grazie a collaborazioni tra interferometri sempre più potenti e precisi si potranno indagare a fondo questi tipi di processi.





# Bibliografia

- [1] S. E. Woosley, “Pulsational Pair-Instability Supernovae,” *Astrophys. J.*, vol. 836, no. 2, p. 244, 2017.
- [2] B. P. Abbott *et al.*, “The basic physics of the binary black hole merger GW150914,” *Annalen Phys.*, vol. 529, no. 1-2, p. 1600209, 2017.
- [3] B. P. Abbott *et al.*, “GWTC-1: A Gravitational-Wave Transient Catalog of Compact Binary Mergers Observed by LIGO and Virgo during the First and Second Observing Runs,” *Phys. Rev.*, vol. X9, no. 3, p. 031040, 2019.
- [4] A. Heger, C. L. Fryer, S. E. Woosley, N. Langer, and D. H. Hartmann, “How massive single stars end their life,” *Astrophys. J.*, vol. 591, pp. 288–300, 2003.
- [5] M. Mapelli, “Astrophysics of stellar black holes,” 2018.
- [6] A. Bressan, P. Marigo, L. Girardi, B. Salasnich, C. D. Cero, S. Rubele, and A. Nanni, “PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, vol. 427, pp. 127–145, 2012.
- [7] M. Spera, M. Mapelli, and A. Bressan, “The mass spectrum of compact remnants from the PARSEC stellar evolution tracks,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, vol. 451, no. 4, pp. 4086–4103, 2015.
- [8] J. R. Oppenheimer and G. M. Volkoff, “On Massive neutron cores,” *Phys. Rev.*, vol. 55, pp. 374–381, 1939.
- [9] M. Spera and M. Mapelli, “Very massive stars, pair-instability supernovae and intermediate-mass black holes with the SEVN code,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, vol. 470, no. 4, pp. 4739–4749, 2017.
- [10] H. Sana, S. E. de Mink, A. de Koter, N. Langer, C. J. Evans, M. Gieles, E. Gosset, R. G. Izzard, J. B. L. Bouquin, and F. R. N. Schneider, “Binary interaction dominates the evolution of massive stars,” *Science*, vol. 337, p. 444, 2012.