

# UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

---

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "GALILEO GALILEI"

CORSO DI LAUREA IN ASTRONOMIA

## CANALI DI FORMAZIONE DELLE BINARIE DI STELLE DI NEUTRONI

**Relatore:**

Prof. Michela Mapelli

**Correlatore:**

Dott. Guglielmo Costa

**Candidata:**

Alessia Pascoli

Anno Accademico 2021/2022

---

# Abstract

Le binarie di stelle di neutroni (BNS) sono sistemi di interesse per svariati campi di studio, dalla relatività generale all'astrofisica stellare. Conosciamo una ventina di sistemi BNS nella nostra galassia, osservate nel radio. Inoltre, gli osservatori di onde gravitazionali hanno fin qui rilevato due eventi di fusione tra stelle di neutroni in BNS. Questo elaborato approfondisce i principali canali di formazione delle BNS a partire dalle loro stelle progenitrici, ponendo particolare attenzione alle incertezze che riguardano la fase di inviluppo comune e il processo di supernova. In particolare, i modelli teorici e le simulazioni numeriche mostrano che i sistemi BNS si formano in grande maggioranza attraverso un processo di inviluppo comune, che può avvenire tra due stelle giganti, oppure tra una stella di neutroni e una stella gigante.

# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>2</b>
1.1	Interesse scientifico delle BNS . . . . .	2
1.2	Rivelazione . . . . .	3
1.2.1	Rivelazione tramite onde gravitazionali . . . . .	3
1.2.2	Osservazione delle radio pulsar . . . . .	3
1.3	Formazione . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Processi evolutivi principali</b>	<b>5</b>
2.1	Trasferimento di massa . . . . .	5
2.1.1	Venti stellari . . . . .	5
2.1.2	Lobo di Roche . . . . .	5
2.2	Inviluppo comune . . . . .	7
2.2.1	Formalismo $\alpha$ . . . . .	8
2.2.2	Modelli analitici e simulazioni numeriche . . . . .	9
2.3	<i>Natal kicks</i> . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Canale di formazione standard</b>	<b>12</b>
3.1	Primi stadi evolutivi . . . . .	13
3.2	Fase di inviluppo comune . . . . .	13
3.3	Ultimi stadi evolutivi . . . . .	13
3.4	Nascita della BNS . . . . .	14
3.5	Evoluzione successiva . . . . .	14
<b>4</b>	<b>Analisi dei dati</b>	<b>15</b>
4.1	Metodi . . . . .	15
4.1.1	Formazione simulata di un sistema BNS . . . . .	15
4.1.2	Analisi statistica per una popolazione di BNS <i>mergers</i> . . . . .	16
4.2	Risultati . . . . .	16
4.2.1	Formazione simulata di un sistema BNS . . . . .	16
4.2.2	Analisi statistica per una popolazione di BNS <i>mergers</i> . . . . .	19
<b>5</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>22</b>

# Capitolo 1

## Introduzione

### 1.1 Interesse scientifico delle BNS

I sistemi BNS sono il risultato di un processo di evoluzione stellare estremamente articolato, durante il quale le stelle progenitrici sono sopravvissute a diversi episodi di trasferimento di massa, una o più fasi di inviluppo comune (CE) e ben due esplosioni di Supernova (SN). Le proprietà osservate di questi sistemi raccontano il loro passato evolutivo, e ne consegue che lo studio delle BNS sia di particolare interesse per l'astrofisica stellare applicata ad un sistema binario.

Inoltre, alcune BNS comprendono pulsar: stelle di neutroni dal campo magnetico molto intenso in rapida rotazione. Esse appaiono, ad un osservatore che si trovi in almeno uno dei due coni di emissione, come radiosorgenti dalle quali provengono impulsi ad intervalli estremamente regolari. Infatti, l'asse di rotazione di questi oggetti non coincide con l'asse di dipolo magnetico (si veda Figura 1.1) e questo determina l'emissione dai poli magnetici di fasci di radiazione osservabili nel dominio radio dello spettro elettromagnetico. Il modello che descrive questo tipo di irraggiamento è quello del rotatore obliquo. Esso prevede una minima ma costante perdita di energia cinetica di rotazione a vantaggio di un segnale elettromagnetico a bassissima frequenza ma alta potenza, in grado di accelerare le particelle a velocità relativistiche lungo le linee di forza del campo. La grande stabilità del periodo di rotazione delle pulsar le rende paragonabili, in termini di precisione nella periodicità del segnale, ad orologi atomici. Esiste, in realtà, un fenomeno di lenta deriva del periodo, che si allunga sistematicamente nel tempo; tale effetto è significativo solo su scale temporali molto lunghe e può quindi risultare utile al calcolo dell'età di una pulsar.

Alla luce delle loro peculiarità, la presenza di oggetti di questo genere in sistemi caratterizzati da orbite di tipo relativistico permette di condurre dei test alla teoria della relatività generale nel regime di campo gravitazionale forte.

È inoltre interessante notare come l'informazione elettromagnetica proveniente dalle radio pulsar renda possibile l'osservazione diretta dei sistemi BNS che le contengono molti milioni di anni prima del collasso finale, rivelabile grazie all'emissione di onde gravitazionali (GW).

Infine, lo studio delle BNS, affiancato allo studio dei sistemi binari costituiti da una stella di neutroni (NS) e da una nana bianca (WD), è cruciale nel tentativo di ricavare dei vincoli sempre più stringenti all'equazione di stato della materia a densità elevate.

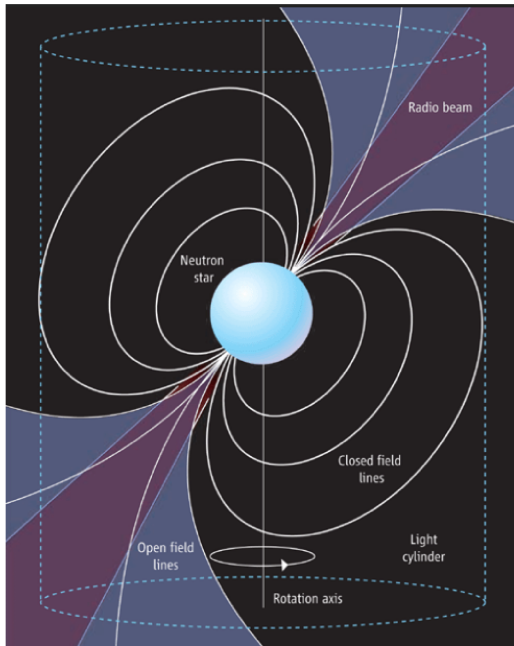


Figura 1.1: Modello di dipolo magnetico di una pulsar. In figura sono rappresentati: l'asse di rotazione, le linee di campo chiuse e aperte, il cono di emissione (il cui asse coincide con quello di dipolo magnetico). Inoltre, è stato tracciato il cilindro luce, un cilindro coassiale con l'asse di rotazione all'interno del quale le linee di campo possono chiudersi. L'apertura delle linee di campo al di fuori del cilindro luce è responsabile dell'apertura del cono di emissione della pulsar. Il segnale radio risulta rivelabile soltanto quando la linea di vista è tangente alle linee di campo, e cioè quando l'osservatore si trova all'interno del cono di emissione.

## 1.2 Rivelazione

Si stima che nella Via Lattea siano presenti  $10^8$ - $10^9$  stelle di neutroni [19]. Esistono tuttavia diversi effetti di selezione per i quali è possibile rivelarne soltanto una piccola frazione, in particolare:

- i) le radio pulsar il cui cono di emissione è diretto lungo la linea di vista;
- ii) le NS che stanno accrescendo materiale dalla stella compagna all'interno di un sistema binario stretto, con conseguente emissione di raggi X; molti di questi sistemi sono possibili progenitori di BNS;
- iii) le NS più vicine, giovani e calde grazie alla loro emissione termica.

### 1.2.1 Rivelazione tramite onde gravitazionali

La presenza di sistemi BNS può essere dedotta direttamente dalla rivelazione delle GW emesse durante la contrazione dell'orbita nella fase di coalescenza finale .

In effetti, la collaborazione tra gli interferometri LIGO e Virgo (LVC) ha già confermato che gli eventi GW170817 (avvenuto il 17 agosto 2017, durante il run O2) e GW190425 (avvenuto il 25 aprile 2019, durante il run O3a) sono riconducibili alla fusione di due NS in sistemi BNS. In particolare, GW170817 è stato il primo caso di rivelazione di onde gravitazionali inequivocabilmente associata ad una controparte elettromagnetica [12], che si estendeva in un ampio intervallo di lunghezze d'onda dal dominio radio fino ai raggi gamma. Questo evento ha segnato la nascita dell'astronomia *multi-messenger*.

### 1.2.2 Osservazione delle radio pulsar

La prospettiva futura nel campo della ricerca di sistemi BNS è particolarmente incoraggiante non soltanto nell'attesa dei prossimi run osservativi della LVC, ma anche per le aspettative riposte nel progetto Square Kilometer Array attualmente in costruzione. Esso permetterà la rivelazione di onde radio (e dunque di pulsar) con prestazioni di livello superiore a qualsiasi radiotelescopio attuale.

### 1.3 Formazione

Come già detto, la formazione dei sistemi BNS è il frutto di un complesso susseguirsi di eventi durante il corso dell'evoluzione di due stelle orbitanti attorno al comune centro di massa in un sistema binario iniziale. All'interno di questa sequenza è possibile evidenziare alcune fasi ed episodi particolarmente significativi nell'influenzare il risultato finale dell'intero processo. Questi possono essere riassunti in:

- i. trasferimento di massa (Sezione 2.1);
- ii. inviluppo comune (Sezione 2.2);
- iii. *kick* impartito dall'esplosione di SN alla NS al momento della sua nascita (Sezione 2.3).

Le principali incertezze che ancora precludono una piena comprensione del meccanismo di formazione delle BNS nella sua globalità sono da attribuirsi proprio alla difficoltà nella formulazione di una descrizione completa dei fenomeni sopra citati.

Lo scopo della prima parte del presente elaborato è quello di discutere, nel Capitolo 2, gli aspetti maggiormente rilevanti qui introdotti per poi presentare, nel Capitolo 3, lo scenario di formazione più probabile.

La seconda parte della tesi (Capitolo 4) è invece dedicata all'analisi di un set di dati ricavati tramite simulazioni numeriche con MOBSE e alla discussione dei risultati ottenuti.

## Capitolo 2

# Processi evolutivi principali

### 2.1 Trasferimento di massa

Il trasferimento di massa all'interno di un sistema binario consiste in uno scambio di materiale tra i due oggetti che lo compongono. Questo può essere causato o dalla presenza di venti stellari oppure dal riempimento del lobo di Roche. I due casi sono analizzati nelle Sottosezioni 2.1.1 e 2.1.2 rispettivamente.

#### 2.1.1 Venti stellari

Se una stella massiva in un sistema binario è soggetta a perdita di massa, la sua compagna può essere in grado di catturare parte della massa espulsa.

L'efficienza dell'accrescimento  $\dot{m}_2$  attraverso venti stellari dipende dalla quantità di materia persa dalla stella primaria  $|\dot{m}_1|$  e dalla velocità relativa dei venti  $v_w$ . Dal momento che  $|\dot{m}_1|$  è piuttosto piccolo ( $|\dot{m}_1| < 10^{-3} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ ), mentre  $v_w$  è abbastanza elevata in confronto alla velocità orbitale del sistema, ne consegue che il trasferimento di massa indotto dai venti stellari sia poco efficiente.

#### 2.1.2 Lobo di Roche

Un processo più efficace di trasferimento di massa all'interno di un sistema binario è quello che avviene per riempimento del lobo di Roche.

Il lobo di Roche di una stella è una superficie equipotenziale che la circonda e la racchiude. Esso definisce la regione all'interno della quale tutto il materiale orbitante è gravitazionalmente legato alla stella, pertanto ad un oggetto più massivo corrisponde un lobo di Roche di volume maggiore. Sezionando tale superficie tridimensionale lungo il piano dell'orbita si ottiene un profilo a forma di goccia, illustrato chiaramente in Figura 2.1. In un sistema binario, i lobi di Roche dei due oggetti orbitanti sono rivolti l'uno verso l'altro in modo da connettersi in un unico punto, il punto Lagrangiano interno L1.

Una formula molto usata per dare una buona approssimazione del lobo di Roche di una stella di massa  $m_1$  all'interno di un sistema binario è la seguente [3]:

$$R_{L,1} = a \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}, \quad (2.1)$$

dove  $a$  è il semiasse maggiore dell'orbita, mentre  $q = m_1/m_2$  rappresenta il rapporto tra le masse delle due componenti della binaria. Il corrispettivo lobo di Roche per la seconda componente  $R_{L,1}$  si ottiene analogamente sostituendo  $q = m_2/m_1$  all'interno della (2.1).

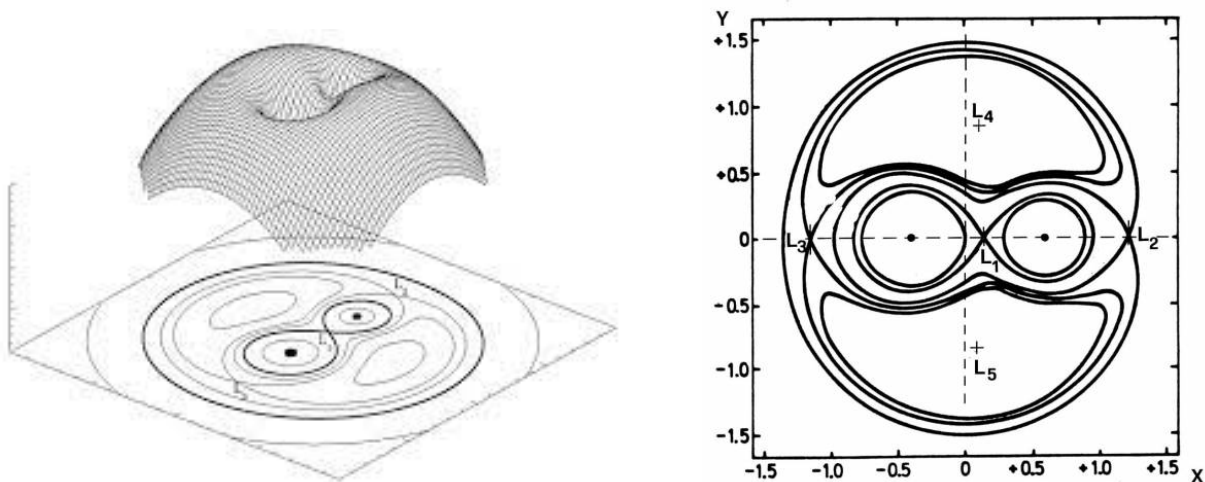


Figura 2.1: Rappresentazione grafica del lobo di Roche. Nell'immagine di sinistra si può apprezzare la natura tridimensionale delle superfici equipotenziali; le forme che esse riproducono sul piano dell'orbita sono delineate con precisione nella figura a destra, all'interno della quale sono state appuntate anche le posizioni dei cinque punti Lagrangiani.

Fin tanto che il raggio di una stella si mantiene inferiore alle dimensioni del suo lobo di Roche, questa ne rimane contenuta all'interno. Se invece il raggio stellare diventa superiore, la stella eccede il proprio lobo di Roche. In questo caso, parte della massa stellare migra in direzione della compagna attraverso il punto Lagrangiano interno L1. Segue la formazione di un disco di accrescimento intorno al secondo oggetto, che è quindi in grado di catturare il materiale incrementando così la propria massa.

Il trasferimento di massa per riempimento del lobo di Roche può verificarsi in maniera stabile oppure instabile. La verifica dell'instabilità e della scala temporale sulla quale essa si manifesta fornisce un'informazione cruciale nel determinare gli stadi evolutivi successivi al trasferimento.

L'approccio più comune nel descrivere questo aspetto è il seguente. Si assuma che il raggio  $R$  di una stella dipenda dalla sua massa  $m$  secondo la relazione  $R \propto m^\zeta$  e si indichi con pedice 1 le quantità riferite al donatore di massa. La variazione del raggio della stella donatrice durante il trasferimento è

$$\frac{dR_1}{dt} = \frac{\partial R_1}{\partial t} + \zeta \frac{R_1}{m_1} \frac{dm_1}{dt}. \quad (2.2)$$

Nell'equazione (2.2), il termine  $\frac{\partial R_1}{\partial t}$  è dovuto al bruciamento nucleare, mentre il termine proporzionale a  $\zeta$  misura la risposta adiabatica o termica alla perdita di massa da parte del donatore. La quantità  $\frac{dm_1}{dt}$  rappresenta il tasso di perdita di massa ed è pertanto una quantità sempre negativa.

Allo stesso modo, è possibile stimare la variazione nella dimensione del lobo di Roche del donatore  $R_{L,1}$  come

$$\frac{dR_{L,1}}{dt} = \frac{\partial R_{L,1}}{\partial t} + \zeta_L \frac{R_{L,1}}{m_1} \frac{dm_1}{dt}. \quad (2.3)$$

In questo caso, il termine  $\frac{\partial R_{L,1}}{\partial t}$  dipende dalle forze mareali e dall'emissione di onde gravitazionali, mentre il parametro  $\zeta_L$  descrive il comportamento del lobo di Roche del donatore, che può restringersi oppure espandersi in risposta alla perdita di massa.

Confrontando la (2.2) con la (2.3) si nota che se  $\zeta_L > \zeta$ , il lobo di Roche si restringe più rapidamente di quanto non si riduca il raggio stellare e questo causa un'instabilità nel trasferimento di massa. In caso contrario ( $\zeta_L < \zeta$ ), il processo rimane stabile finché il raggio non viene modificato in modo significativo dall'avanzamento delle reazioni di bruciamento nucleare.



Nel caso  $\zeta_L > \zeta$ , l'instabilità può manifestarsi su un tempo scala termico oppure su un tempo scala dinamico. In particolare:

- si ha instabilità su tempo scala termico se  $\zeta$  rappresenta la risposta termica da parte del donatore alla perdita di materiale;
- si ha instabilità su tempo scala dinamico se  $\zeta$  descrive una risposta adiabatica del donatore.

Se il trasferimento di massa è dinamicamente instabile, o se entrambe le stelle costituenti il sistema binario eccedono il proprio lobo di Roche, lo scenario si articola in due ulteriori possibilità:

- se il donatore non presenta un gradiente di densità abbastanza ripido tra il nucleo e l'involuppo, il sistema binario è destinato al collasso;
- se il donatore è caratterizzato da una netta distinzione tra nucleo e involuppo, il sistema entra in una fase di involuppo comune.

## 2.2 Involuppo comune

Quando un sistema binario entra nella fase di CE, gli involuppi dei singoli oggetti smettono di co-rotare con i rispettivi nuclei. I due nuclei stellari (oppure l'oggetto compatto e il nucleo della stella compagna, se la binaria è già in uno stadio evolutivo avanzato) vengono avvolti da uno stesso unico involuppo e cominciano a spiraleggiare al suo interno (si veda Figura 2.2).

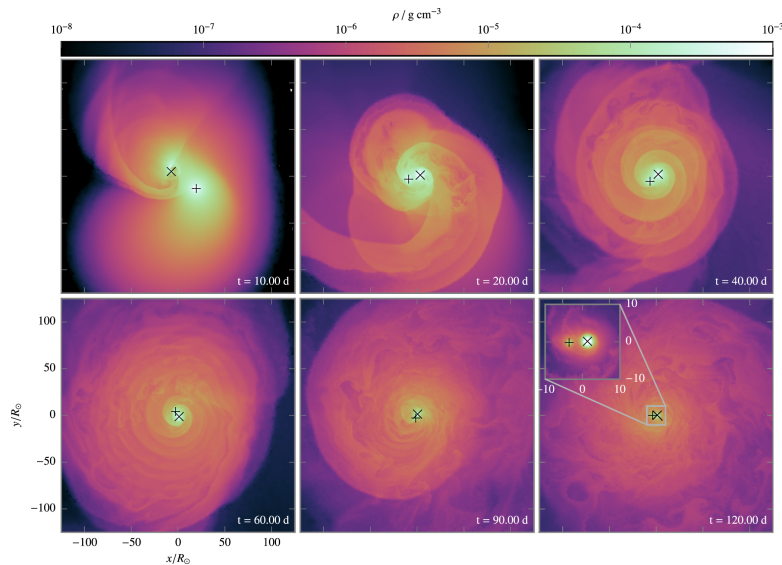


Figura 2.2: Simulazione idrodinamica che descrive la formazione di un involuppo comune in un sistema binario costituito da un oggetto compatto di  $1 M_{\odot}$  e una gigante rossa (RG) di  $2 M_{\odot}$  con nucleo di  $0.4 M_{\odot}$ . Il simbolo  $\times$  segna la posizione dell'oggetto compatto mentre il simbolo  $+$  marca la posizione del nucleo della RG. I sei pannelli in serie tracciano l'evoluzione temporale della densità del CE in sei istanti diversi. In ciascuna immagine, il centro è fissato nel centro di massa del sistema [15].

La resistenza opposta dal gas di cui è costituito l'involuppo produce un attrito dinamico: esso è responsabile di una grande perdita di momento angolare orbitale e della conversione di parte dell'energia persa dalle due componenti in energia termica. Questo processo causa da una parte una grande riduzione della separazione orbitale, che spiega così le strette orbite osservate nei sistemi BNS; dall'altra un surriscaldamento dell'involuppo con conseguente affievolimento del suo legame gravitazionale, che può portare infine alla sua espulsione.

Dipendentemente dalla riuscita o meno dell'espulsione, si aprono due possibili scenari evolutivi:

- se l'inviluppo viene espulso, il sistema sopravvive e può procedere nella sua evoluzione. La binaria nella fase post-CE è costituita da due nuclei stellari spogli (oppure da un oggetto compatto e da un nucleo stellare spoglio) che si trovano ad una distanza orbitale considerevolmente inferiore rispetto a prima.
- se l'inviluppo non viene espulso, i due oggetti continuano il proprio moto, restringendo sempre di più l'orbita fino all'inevitabile collasso finale. Una situazione di questo tipo preclude alla binaria l'evoluzione in un sistema BNS e pertanto esula dall'interesse della presente trattazione.

### 2.2.1 Formalismo $\alpha$

Il formalismo più comune nella descrizione del CE è il cosiddetto formalismo  $\alpha$  [25]. Esso è basato sull'approssimazione che l'energia necessaria a slegare l'inviluppo provenga, come unica fonte, dall'energia orbitale persa dalle due componenti durante il loro moto vorticoso. La frazione di energia orbitale impiegata nell'indebolimento del legame gravitazionale dell'inviluppo è espressa come

$$\Delta E = \alpha(E_{b,f} - E_{b,i}) = \alpha \frac{Gm_{c1}m_{c2}}{2} \left( \frac{1}{a_f} - \frac{1}{a_i} \right). \quad (2.4)$$

Le quantità che compaiono nella (2.4) sono:  $E_{b,i}$  e  $E_{b,f}$  l'energia del legame orbitale tra i due oggetti prima e dopo la fase di inviluppo comune,  $a_i$  e  $a_f$  la lunghezza del semiasse maggiore dell'orbita prima e dopo la fase di CE,  $m_{c1}$  e  $m_{c2}$  le masse delle due componenti del sistema <sup>1</sup> e una quantità adimensionale  $\alpha$  che parametrizza la frazione di energia di legame orbitale trasferita dal sistema all'inviluppo (e pertanto  $0 \leq \alpha \leq 1$ ).

L'energia di legame dell'inviluppo è

$$E_{env} = \frac{G}{\lambda} \left[ \frac{m_{env,1}m_1}{R_1} + \frac{m_{env,2}m_2}{R_2} \right], \quad (2.5)$$

dove le quantità  $m_1$  ( $m_2$ ),  $m_{env,1}$  ( $m_{env,2}$ ) e  $R_1$  ( $R_2$ ) rappresentano rispettivamente la massa, la massa dell'inviluppo e il raggio riferiti alla componente primaria (secondaria) del sistema binario.  $\lambda$  è il parametro (o la funzione) che descrive la concentrazione dell'inviluppo tramite una relazione di proporzionalità inversa.

La condizione  $\Delta E = E_{env}$  indica il momento in cui la frazione di energia orbitale impiegata nell'indebolimento del legame gravitazionale dell'inviluppo raggiunge il valore minimo necessario all'espulsione dello stesso: imponendo questo vincolo è dunque possibile ricavare il valore del semiasse maggiore dell'orbita  $a_f$  al momento dell'espulsione. Si nota che all'aumentare (diminuire) del parametro  $\alpha$ , aumenta (diminuisce) anche la separazione orbitale delle due componenti della binaria. L'entità della separazione al termine della fase di CE determina la sopravvivenza o il collasso del sistema.

Il semplice formalismo appena descritto fornisce in realtà soltanto un quadro approssimativo di un processo ben più complesso. Una trattazione completa dovrebbe infatti tenere conto anche delle varie altre fonti di energia che, seppur in minore entità, vanno necessariamente ad influenzare il bilancio energetico finale del sistema:

- i) l'energia termica dell'inviluppo, somma dell'energia radiativa e dell'energia cinetica delle particelle del gas;

---

<sup>1</sup>Nel caso in cui una componente del sistema sia già degenerata in un oggetto compatto, si indica con  $m_{c2}$  la massa di quest'ultimo.

- ii) l'energia di ricombinazione: l'espansione dell'involuppo ne causa un raffreddamento e di conseguenza la ricombinazione del plasma; in alcuni casi gli atomi si combinano addirittura a formare molecole;
- iii) il raffreddamento o riscaldamento mareale dovuto all'accelerazione o alla decelerazione della rotazione stellare;
- iv) l'energia di fusione nucleare;
- v) l'entalpia dell'involuppo;
- vi) l'energia di accrezione, che può portare alla fuoriuscita e all'espulsione di materiale tramite dei getti.

Inoltre, la definizione del parametro  $\lambda$  presenta delle complicazioni: non solo esso differisce da stella a stella, ma ci si aspetta anche una sua significativa variazione durante stadi evolutivi diversi della vita di una stessa stella.

### 2.2.2 Modelli analitici e simulazioni numeriche

Vista la complessità di un approccio teorico, è di fondamentale importanza l'applicazione di modelli analitici e simulazioni numeriche alla fisica dell'involuppo comune. Per esempio, per quantificare il contributo delle fonti di energia sopra citate nella facilitazione dell'espulsione del CE, sono necessari modelli descrittivi del trasporto di energia al variare del tempo all'interno dell'involuppo convettivo.

Esistono molte simulazioni idrodinamiche (tra cui [14]) in grado di descrivere la fase di spiraleggiamento dei due oggetti all'interno del CE, immediatamente successiva alla sua formazione. Si tratta di una fase piuttosto breve, che avviene su un tempo scala dinamico di circa 100 giorni, al termine della quale nella maggior parte delle simulazioni è stata allontanata solo una piccola parte dell'involuppo ( $\sim 25\%$  secondo [14]).

Dal momento che l'orbita va restringendosi, ad un certo punto i due oggetti si trovano ad essere separati soltanto da una piccola massa di gas. Il loro moto quindi rallenta e ha inizio una fase di evoluzione su tempo scala termico ( $\approx 10^3-5$  anni), che può infine terminare con l'espulsione dell'involuppo. Effettuare una simulazione in tre dimensioni per un sistema che si evolve su un tempo scala termico è proibitivo per la tecnologia attuale, pertanto è necessario semplificare ancora una volta il problema e utilizzare simulazioni monodimensionali.

La simulazione 1D condotta da Fragos et al. [4] prevede che l'espulsione dell'involuppo sia resa possibile principalmente dall'energia termica dell'involuppo e dall'energia orbitale, mentre l'energia di ricombinazione contribuisce per meno del 10% all'energia totale necessaria. Il sistema finale risulta avere una separazione orbitale di qualche raggio solare, ed essere pertanto un buon candidato come progenitore di una BNS.

Questo modello può essere riprodotto dal punto di vista teorico, utilizzando il formalismo  $\alpha$ , imponendo per il parametro libero un valore  $\alpha \approx 5$ . Per come è stato costruito il formalismo (si veda Sottosezione 2.2.1), un valore  $\alpha > 1$  risulterebbe non fisico. Questa apparente incongruenza è tuttavia risolta notando che, nella simulazione menzionata, l'energia orbitale non è l'unica fonte di energia presa in considerazione, bensì rappresenta soltanto uno dei contributi all'espulsione del CE.

In ogni caso, finché in futuro non saranno messe a punto simulazioni tridimensionali che abbiano successo nel descrivere accuratamente l'espulsione dell'involuppo, la stima della separazione orbitale post-CE rimane criticamente incerta (e di conseguenza il destino del sistema).

## 2.3 *Natal kicks*

La formazione di una NS al termine della vita di una stella massiva può avvenire esclusivamente attraverso un'esplosione di SN. Ne segue che, affinché un sistema binario possa generare una BNS, durante la sua evoluzione devono avvenire due SN.

L'esplosione di SN viene iniziata anche grazie ad un processo di catture elettroniche da parte dei protoni, con conseguente neutronizzazione ed emissione di neutrini elettronici. Il flusso asimmetrico di neutrini causa instabilità idrodinamiche interne all'avvio dell'esplosione, portando così ad asimmetrie anche nei getti di materiale espulso. A causa di queste asimmetrie ci si aspetta che l'oggetto compatto riceva, appena nato, un rinculo (*kick*) da parte della SN che lo ha generato. In effetti, sofisticate simulazioni 2D e 3D [26] hanno dimostrato che, innescando l'onda d'urto attraverso un modello del trasporto di neutrini, è possibile correlare le asimmetrie nella perdita di massa alle velocità date dai *kick* e osservate.

Il *kick* può cambiare le proprietà orbitali del sistema oppure causarne addirittura la disgregazione. L'entità del *kick* ha quindi forti implicazioni sul tasso di collasso di due oggetti all'interno di un sistema binario e sulle proprietà degli stessi. Per questo motivo, quantificare questo effetto sia in termini di grandezza scalare che in termini di direzione è cruciale nel determinare il futuro della binaria dopo l'esplosione. Al momento, tuttavia, anche con i più recenti vincoli osservativi e con le simulazioni numeriche più all'avanguardia resta difficile ottenere con certezza una misura per i *natal kicks*.

Nel caso particolare delle stelle di neutroni, l'osservazione indiretta ha prodotto risultati contrastanti. Uno studio condotto da Hobbs et al. [9] ha trovato che una distribuzione Maxwelliana delle velocità ricalca bene la distribuzione dei moti propri di un gruppo di 73 giovani pulsar singole all'interno della Via Lattea (Figura 2.3). Altri studi, come [5] e [1], suggeriscono invece che una distribuzione bimodale con un primo picco alle basse velocità ed un secondo picco alle alte velocità descriva con maggiore aderenza la distribuzione osservata delle velocità. L'ipotesi che una distribuzione di Maxwell con doppio picco sia più appropriata rispetto ad una con picco singolo è stata avvalorata anche da [23]. Infine, l'analisi condotta da [2] mostra che per spiegare l'esistenza della maggior parte delle BNS all'interno della galassia è necessario richiedere che le velocità impartite tramite *natal kicks* agli oggetti compatti che le compongono siano basse ( $\lesssim 30 \text{ km s}^{-1}$ ).

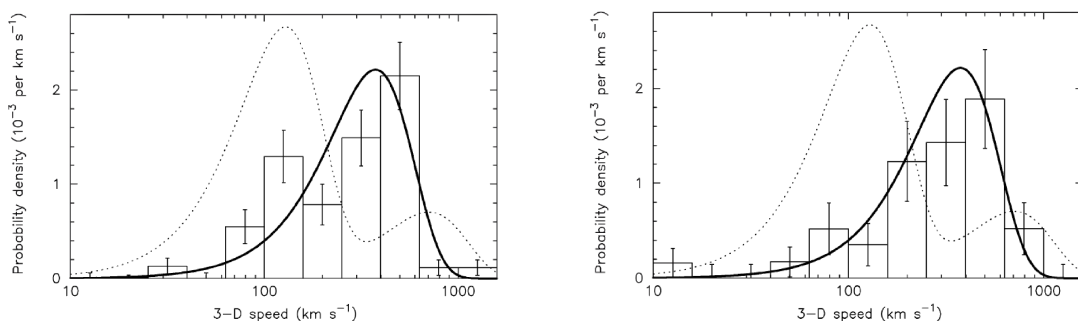


Figura 2.3: Distribuzione tridimensionale delle velocità alla nascita derivata dalla distribuzione 1D (pannello a sinistra) e da quella 2D (pannello a destra) per un campione di 73 giovani pulsar galattiche. La curva continua rappresenta la distribuzione Maxwelliana che meglio approssima l'andamento dell'istogramma ottenuto dalla distribuzione 2D; essa ha dispersione  $\sigma = 265 \text{ km s}^{-1}$  [9].

Un'interpretazione di queste divergenze risiede nella possibile dipendenza del *kick* dal meccanismo di supernova e dalla collocazione o meno del progenitore all'interno di un sistema binario. Per esempio, se

una stella massiva evolve in una binaria che comprende già una NS, la prima sarà soggetta ad un drammatico trasferimento di massa verso la sua seconda, venendo così privata della gran parte degli strati più esterni. In queste condizioni può avvenire una cosiddetta *ultra-stripped* SN, il cui *kick* risultante nei confronti della NS appena formata sarà basso; questo perché la quantità di materiale espulso durante l'esplosione è piccola (la maggior parte della massa stellare era già stata portata via precedentemente). Recenti simulazioni idrodinamiche hanno confermato questo scenario [11] [16]. Allora possiamo anche concludere che nel caso dello studio dei progenitori di BNS sia importante identificare le differenze tra il primo e il secondo evento di SN.

È possibile descrivere il *kick* ricevuto da un oggetto compatto grazie al modello in [6], che unifica il caso delle NS a quello dei BH. Esso tiene in considerazione sia le SN innescate per cattura elettronica che quelle *ultra-stripped*. La velocità trasmessa tramite il *kick* può essere espressa come

$$v_k = f_{H05} \frac{\langle m_{NS} \rangle}{m_{rem}} \frac{m_{ej}}{\langle m_{ej} \rangle}, \quad (2.6)$$

dove  $m_{rem}$  è la massa dell'oggetto compatto formato,  $m_{ej}$  è la massa del materiale espulso mentre  $\langle m_{ej} \rangle$  è la massa espulsa da una SN che genera una NS di massa  $\langle m_{NS} \rangle$ ; il fattore  $f_{H05}$  è un numero tratto casualmente dalla curva Maxwelliana di densità di probabilità con dispersione di velocità monodimensionale  $\sigma_{1D} = 265 \text{ km s}^{-1}$  [9]. Per derivare questo modello, [6] ha assunto che la distribuzione Maxwelliana in [9] fosse una buona approssimazione per la distribuzione delle velocità impartite tramite *kick* a stelle di neutroni nate in sistemi isolati. Inoltre, è stata fatta l'assunzione che il *kick* sia un effetto dovuto all'asimmetria nell'espulsione di materiale durante la SN (e pertanto  $v_k \propto m_{ej}$ ) modulato dalla conservazione della quantità di moto ( $q = m_{rem} v_k = \text{costante}$ , da cui  $v_k \propto m_{rem}^{-1}$ ). Questa trattazione sembra risolvere il conflitto al quale si è accennato inizialmente.

## Capitolo 3

# Canale di formazione standard

Dagli studi finora condotti in merito all'origine delle BNS è emersa l'esistenza di uno scenario standard di formazione, che interessa la maggior parte dei casi [18]. In particolare, esso è responsabile della formazione di circa il 70% di tutti i sistemi BNS. [24]

Il presente Capitolo si propone di delineare la sequenza dei passaggi costituenti questo canale di formazione privilegiato, alla luce della trattazione dei processi evolutivi più influenti e complessi svolta nel Capitolo 2.

A tale scopo sarà utile usare come riferimento la Figura 3.1, tratta da [19]:

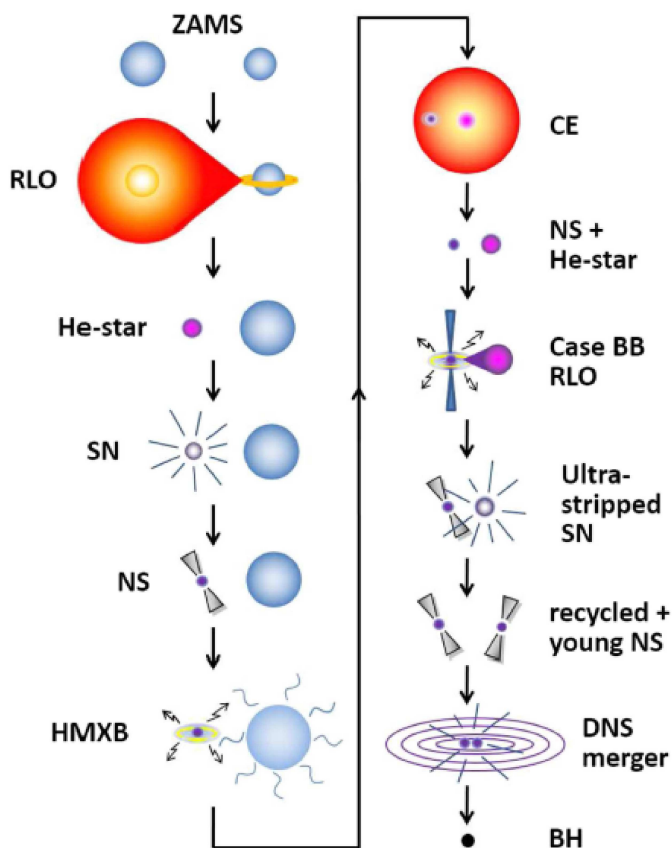


Figura 3.1: Illustrazione della formazione di un sistema BNS destinato infine a collassare in un buco nero. Gli acronimi usati in figura sono ZAMS: *Zero-Age Main Sequence*, RLO: trasferimento di massa via loro di Roche, He-star: stella costituita da un nucleo di elio, SN: Supernova, NS: stella di neutroni, HMXB: sistema binario ai raggi X di grande massa, CE: involucro comune, BH: buco nero.

### 3.1 Primi stadi evolutivi

È stato mostrato che per una stella massiva (al di sopra delle  $8 M_{\odot}$ ) è piuttosto comune interagire, durante la sua evoluzione, con una stella compagna in un sistema binario. Se l'orbita è abbastanza stretta, come accade nella maggior parte dei casi, viene resa possibile una fase di trasferimento di massa tra le due. La stella inizialmente più massiva viene detta primaria, e diventa donatrice di massa nei confronti della stella secondaria.

Se il trasferimento di massa, spesso causato da riempimento del lobo di Roche, si mantiene stabile, il risultato è la quasi totale perdita dell'involuppo di idrogeno della stella primaria. Una significativa frazione del materiale espulso viene quindi catturato dalla stella secondaria, che può in questo modo accrescere la sua massa (inizialmente di  $5-7 M_{\odot}$ ) fino a raggiungere la soglia delle  $8-12 M_{\odot}$  per l'avvenimento di una Supernova.

Questo permetterà ad entrambe le stelle, a fronte dei diversi episodi di trasferimento di massa in sequenza, di terminare la propria vita attraverso un'esplosione di Supernova di tipo Ib/c.

Nella maggior parte dei modelli, è la stella donatrice a evolvere più velocemente e a raggiungere per prima lo stadio finale della sua evoluzione. Se il sistema sopravvive alla prima SN restando legato, la struttura risultante consiste in una neonata stella di neutroni in orbita insieme ad una stella compagna dei primi tipi spettrali (O oppure B), quindi molto luminosa e massiva ( $\approx 10 M_{\odot}$ ). Sistemi di questo tipo rientrano tra le binarie ai raggi X di grande massa (HMXB) e sono spesso progenitori delle BNS.

### 3.2 Fase di involuppo comune

Mentre la stella massiva evolve all'interno della HMXB, nella maggior parte dei casi si arriva ad un punto in cui essa riempie completamente il proprio lobo di Roche, iniziando un flusso di massa verso l'oggetto compatto. Nella fattispecie delle HMXB contenenti come oggetto compatto una NS, che corrispondono al caso di interesse della presente trattazione, il trasferimento di massa è generalmente instabile e porta come conseguenza alla formazione di un involuppo comune che avvolge l'intero sistema.

### 3.3 Ultimi stadi evolutivi

L'evoluzione del sistema binario dopo la fase di involuppo comune dipende dall'efficace o meno espulsione dello stesso.

- Se il periodo orbitale della HMXB al momento del trasferimento di massa è relativamente breve (prossimo o inferiore ad un anno [17] [22]), l'involuppo della stella donatrice ha un'energia di legame troppo elevata e l'espulsione non può avvenire. In questo caso il sistema collassa a formare un ipotetico oggetto noto come oggetto di Thorne-Żytkow (TŻO), che dovrebbe apparire come una supergigante rossa molto fredda. Essendo particolarmente difficile distinguere un TŻO da una supergigante rossa comune, fino ad ora non ne è stato ancora identificato alcuno con certezza. In ogni caso, questo è il destino atteso per la maggior parte delle HMXB note all'interno della nostra galassia.
- Soltanto le HMXB con orbita ampia (periodo orbitale superiore ad un anno) possono sopravvivere alla fase di involuppo comune espellendolo. Come accennato al punto precedente, dalla distribuzione dei periodi orbitali delle HMXB note nella Via Lattea si prevede che solo pochissimi di questi sistemi, se non addirittura nessuno, potranno formare delle BNS all'interno della nostra galassia.

Successivamente alla riuscita espulsione del CE, la restante binaria è costituita dalla NS iniziale e dal nucleo di elio della stella secondaria, ormai privata di tutti i suoi strati più esterni.

### 3.4 Nascita della BNS

Dipendentemente dall'ampiezza del semiasse orbitale e dalla massa del nucleo di elio residuo, quest'ultimo può essere soggetto ad un'ulteriore perdita di massa, trasferita verso la NS attraverso i venti stellari e spesso anche per riempimento del lobo di Roche. [21]

Ha inizio una fase di accrescimento di materiale sulla NS, che in questo modo riceve anche un incremento di momento angolare, accorciando il suo periodo di rotazione. In questa fase la NS viene riciclata e il sistema è nuovamente visibile nei raggi X.

In seguito ad una perdita così drammatica di massa, la stella secondaria termina la propria evoluzione in un'esplosione di *ultra-stripped* SN producendo infine una giovane pulsar. La sopravvivenza del sistema binario alla seconda SN dipende dalla separazione orbitale e, come ampiamente discusso nella Sezione 2.3, dall'entità del *kick* impartito alla neonata NS dall'esplosione. Come argomentato da [19], ci si aspetta che la maggior parte dei sistemi rimangano legati, a formare finalmente una BNS.

### 3.5 Evoluzione successiva

Se il periodo orbitale della BNS nella fase immediatamente successiva alla seconda SN è sufficientemente breve, e in particolare se l'orbita è molto eccentrica, il sistema sarà soggetto ad un decadimento dell'orbita stessa per emissione di onde gravitazionali. Al termine dello spiraleggiamento avverrà la fusione delle due NS in un unico oggetto compatto, solitamente un buco nero. Considerazioni cinematiche hanno dimostrato che i sistemi in grado di arrivare a coalescenza in un tempo inferiore al tempo di Hubble devono necessariamente formarsi attraverso una *ultra-stripped* SN [21] [20].



# Capitolo 4

## Analisi dei dati

Alla luce di quanto trattato nei precedenti Capitoli, ci si propone ora di presentare l'analisi di una serie di dati ottenuti tramite simulazioni numeriche.

Per la prima parte del lavoro si fa riferimento a [7], dove è stato utilizzato il codice MOBSE per la sintesi di popolazioni stellari. In particolare, nella Sottosezione 4.2.1 vengono riassunti i punti salienti della vita di un sistema binario simulato con MOBSE, che evolve in una BNS e infine collassa.

Nella seconda parte del lavoro viene presa in esame una popolazione di sistemi BNS che raggiungono la coalescenza; all'interno della Sottosezione 4.2.2 ne viene condotta un'analisi statistica.

Dal momento che l'analisi svolta si compone di due diverse indagini, anche la Sezione 4.1 è articolata in due Sottosezioni, ciascuna dedicata al metodo numerico impiegato.

### 4.1 Metodi

Il codice MOBSE<sup>1</sup>, il cui nome sta per "Oggetti Massivi nell'Evoluzione Stellare Binaria", consiste in una versione aggiornata del codice BSE per l'evoluzione di stelle in sistemi binari. Rispetto a quest'ultimo, MOBSE è stato pensato per migliorare la trattazione delle stelle massive e dei resti stellari. Nella sua versione attuale, MOBSE include modelli dettagliati per la rappresentazione di diverse tipologie di SN, tra cui le *electron-capture* SN e le *core-collapse* SN. Inoltre, è provvisto della più recente caratterizzazione dei venti stellari, che tiene conto della metallicità e del limite di Eddington.

#### 4.1.1 Formazione simulata di un sistema BNS

In [7], MOBSE è stato impiegato allo scopo di investigare gli effetti del CE e dei *natal kicks* sulla formazione di binarie costituite da due oggetti compatti a partire dallo scenario di una binaria isolata. Naturalmente, il caso di maggiore interesse per la presente tesi è la formazione dei sistemi BNS.

La descrizione dell'evoluzione del sistema binario ricalca quasi interamente quella presentata in [10], con alcune differenze riguardo alla fisica del CE. Per descrivere la fase di inviluppo comune è stato usato il formalismo  $\alpha$ , discusso ampiamente in Sottosezione 2.2.1. Nella simulazione in questione  $\lambda$  dipende dal tipo stellare (e quindi da massa e luminosità) e questo permette di tenere in considerazione il contributo delle ricombinazioni; al contrario,  $\alpha$  è un parametro libero: per la simulazione analizzata in questa tesi è stato scelto  $\alpha = 3$ . Inoltre, diversamente da [10], è stata fatta l'assunzione che un donatore di massa che si trovi nell'Hertzsprung *gap* (HG) sia destinato a coalescenza nel caso in cui

---

<sup>1</sup>Per una descrizione più completa e dettagliata del codice MOBSE si rimanda a [8] e [13].

entri in una fase di CE. Questa previsione è giustificata dal fatto che una stella in HG non ha ancora sviluppato un gradiente di densità sufficientemente ripido tra nucleo e involucro.

#### 4.1.2 Analisi statistica per una popolazione di BNS *mergers*

I dati riguardanti la popolazione di BNS sono stati ricavati da una versione aggiornata<sup>2</sup> del codice MOBSE utilizzato in [7]. La differenza principale è che per la descrizione dei *natal kicks* viene scelto il modello presentato in [6] e riportato nella Sezione 2.3 della presente tesi (si faccia riferimento all'equazione (2.6)). Per quanto riguarda la fisica dell'involuppo comune è stato applicato ancora una volta il formalismo  $\alpha$  con  $\alpha = 3$ . Il meccanismo di SN segue un modello di *delayed* SN. Infine, per la metallicità è stato assunto il valore  $Z = 0.002$ .

Anche in questo caso, il codice restituisce dati relativi ad una vasta popolazione di binarie di oggetti compatti, da cui sono perciò state escluse le binarie miste NS-BH e le binarie di buchi neri (BBH).

## 4.2 Risultati

### 4.2.1 Formazione simulata di un sistema BNS

Il sistema binario iniziale (tempo  $t = 0$ ) è costituito da due stelle in sequenza principale di massa rispettivamente pari a  $15.64 M_{\odot}$  per la stella primaria e  $12.55 M_{\odot}$  per la stella secondaria<sup>3</sup>. La separazione orbitale iniziale è di  $2729.57 R_{\odot}$ .

La simulazione produce poi uno scenario evolutivo che può essere delineato come segue.

La stella primaria, essendo più massiva, evolve più rapidamente rispetto alla sua compagna. Ad un tempo  $t = 13.54$  Myr essa entra nella fase di HG, per poi iniziare le reazioni di bruciamento dell'elio all'interno del suo nucleo quando  $t = 13.57$  Myr.

A  $t = 14.79$  Myr, il raggio stellare  $R_1$  supera la dimensione  $R_{L1}$  del lobo di Roche corrispondente e ha inizio un trasferimento di massa per riempimento del lobo di Roche da parte della stella primaria. Tale evento di trasferimento di massa è instabile su tempo scala dinamico e pertanto porta, a  $t = 14.93$  Myr, alla formazione di un involucro comune. Nella transizione a questo stadio evolutivo, il semiasse maggiore dell'orbita ha un cambiamento repentino, calando a  $627.40 R_{\odot}$ : l'orbita si restringe notevolmente.

Inoltre, della stella primaria è ormai rimasto soltanto il nucleo spogliato dei suoi strati più esterni, che si presenta come una stella di elio di massa  $5.64 M_{\odot}$ . L'involuppo comune viene poi espulso con successo.

A  $t = 15.00$  Myr la stella primaria termina la propria vita in un'esplosione di SN, degenerando in una stella di neutroni di massa  $1.84 M_{\odot}$ . La velocità impartita dalla SN alla NS tramite *natal kick* ammonta a  $86.31 \text{ km s}^{-1}$ . La separazione orbitale aumenta leggermente, fino a  $962.55 R_{\odot}$ .

A questo punto, il sistema è costituito da una NS e da una stella secondaria in sequenza principale, che sta convertendo idrogeno in elio. Una volta raggiunto  $t = 18.39$  Myr, anche la stella secondaria entra nell'HG, mentre a  $t = 18.43$  Myr ha inizio per lei il bruciamento nucleare di elio.

L'espansione dell'involuppo che caratterizza questa fase evolutiva porta infine ad un riempimento del lobo di Roche da parte della stella secondaria a  $t = 20.16$  Myr. Segue un nuovo episodio di trasferimento di massa instabile, che porta ancora una volta il sistema alla condivisione dell'involuppo. All'interno del CE si trova ora, insieme alla prima NS, un nucleo di elio di massa  $4.28 M_{\odot}$ . Il semiasse maggiore dell'orbita ha subito una drammatica riduzione fino al valore di  $6.92 R_{\odot}$ .

Quando  $t = 21.57$  Myr si ha nuovamente  $R_2/R_{L2} > 1$  e ha inizio l'ultima fase di perdita di massa

<sup>2</sup>Il codice nella versione *open source* può essere trovato al link [https://gitlab.com/micmap/mobse\\_open](https://gitlab.com/micmap/mobse_open).

<sup>3</sup>Da ora in avanti tutte le quantità indicate con pedice 1 (2) saranno riferite alla stella primaria (secondaria).

instabile, che termina con l'esplosione della seconda SN. L'oggetto compatto rimanente è un'altra NS, di massa  $1.39 M_{\odot}$ , alla quale viene impartito un *kick* di  $57.80 \text{ km s}^{-1}$ .

Si è formato così un sistema binario di stelle di neutroni, la cui separazione orbitale è pari a  $5.16 R_{\odot}$ . Segue una lunga fase di stabilità del sistema. L'evoluzione si conclude con un decadimento orbitale per emissione di onde gravitazionali e termina a  $t = 1860.15 \text{ Myr}$  con la fusione dei due oggetti compatti a formare un BH di  $3.24 M_{\odot}$ .

### Line plot

Si riportano di seguito alcuni grafici particolarmente eloquenti, che permettono una visualizzazione del processo evolutivo sopra descritto. Per le quantità riferite alla stella primaria è stato selezionato il colore rosso, mentre alla stella secondaria è stato associato il colore blu. La scelta di impaginare le Figure 4.1, 4.2 e 4.3 allineandole verticalmente è stata fatta per rendere più immediato il confronto e per evidenziare le corrispondenze temporali degli eventi.

Il pannello 4.1 mostra chiaramente i risultati dei diversi episodi di trasferimento di massa. Si vede che la stella inizialmente più massiva è quella che, evolvendo più rapidamente, per prima va incontro ad una variazione della propria massa; in base a quanto detto sopra, si sa che ciò avviene per riempimento del lobo di Roche. Il trasferimento che ne consegue porta solo in parte davvero minima all'accrescimento della compagna, tanto che questo effetto può essere trascurato. In effetti, la stella secondaria ha una massa iniziale già sufficientemente elevata da permetterle di terminare la propria evoluzione con una SN, senza la necessità di ricevere materiale. Invece, il risultato principale del primo riempimento del lobo di Roche è una drammatica perdita di massa da parte della stella che lo subisce. Pochi Myr dopo, la stessa sorte tocca anche alla stella secondaria.

Nel grafico 4.1 risulta impossibile, per la stella primaria, distinguere la variazione  $\Delta M_1 = 3.80 M_{\odot}$  compresa tra la prima forte perdita di massa e l'avvenimento della prima SN: questa transizione avviene infatti dopo un intervallo di tempo che dura soltanto  $0.06 \text{ Myr}$ . Al contrario, nel line plot in blu si può notare uno "scalino" corrispondente ad una variazione massima  $\Delta M_2 = 2.88 M_{\odot}$ . Questa caratteristica si spiega con il fatto che la stella secondaria trascorre un periodo più lungo (di  $1.41 \text{ Myr}$ ) sotto forma di nucleo spoglio di elio prima di diventare una stella di neutroni.

Dopo una lunga fase di  $1838.58 \text{ Myr}$  in cui le due masse restano pressoché invariate, è evidente il momento del collasso in un unico oggetto compatto. Questo evento si presenta nel grafico sotto forma di un bivio. Infatti, per descriverlo, si fa l'assunzione che la stella secondaria azzeri la propria massa mentre si fa evolvere la prima NS in un BH.

In Figura 4.2 è immediato collocare i due episodi di involuppo comune, che causano un forte restringimento dell'orbita. Dalla correlazione tra fase di involuppo comune e trasferimento di massa dinamicamente instabile, è poi naturale individuare la vicinanza temporale tra ciascun drammatico calo del semiasse maggiore  $a$  e gli eventi di perdita di massa instabile da parte di ognuna delle due stelle. Tale corrispondenza è evidente anche effettuando un rapido confronto con la Figura 4.1.

È interessante notare che ad un certo punto dell'evoluzione del sistema ( $t = 15.00 \text{ Myr}$ ) si ha anche un aumento del semiasse maggiore. Questo avviene in contemporanea con la prima esplosione di SN: ci si aspetta infatti che il *kick* impartito alla neonata NS possa allontanarla momentaneamente dalla stella compagna. Tuttavia, lo stesso non avviene durante la seconda SN: questo può essere giustificato dal fatto che si tratti di una *ultra-stripped* SN, alle quali sono associati *natal kicks* troppo bassi [21]. Inoltre, nel plot 4.2 non è possibile osservare l'evento di fusione finale. Questo perché nel secondo CE la separazione orbitale è già talmente piccola che, per come è riscalato l'asse delle ordinate, risulta praticamente indistinguibile dallo zero.

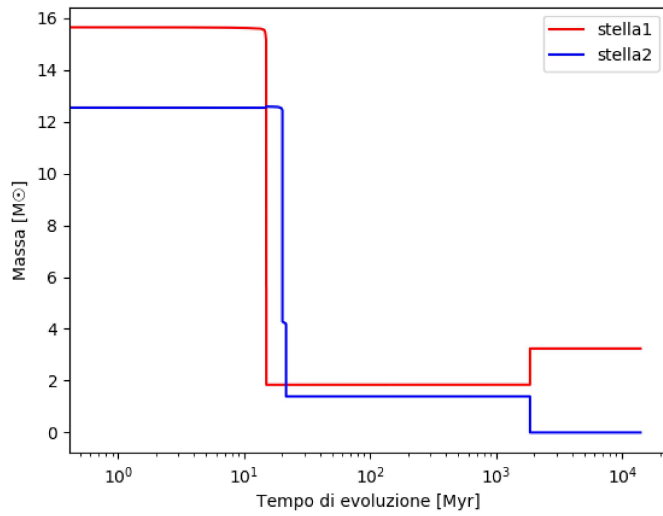


Figura 4.1: Andamenti temporali delle masse  $M_1$  e  $M_2$  delle due componenti della binaria.

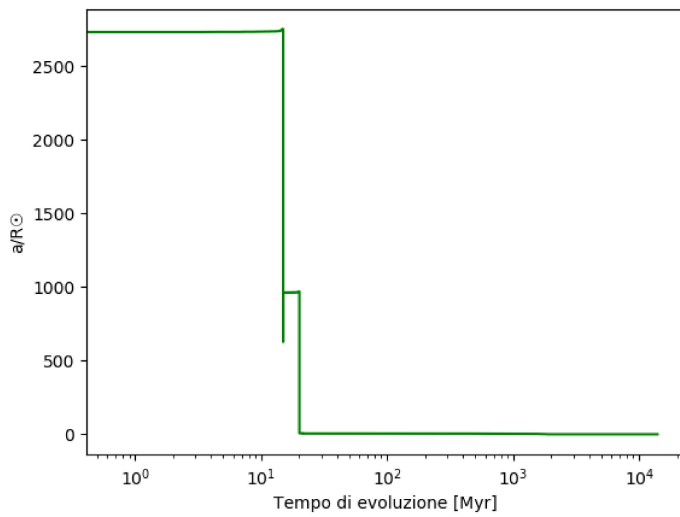


Figura 4.2: Variazione del semiasse maggiore  $a$  dell'orbita nel corso dell'evoluzione temporale del sistema.

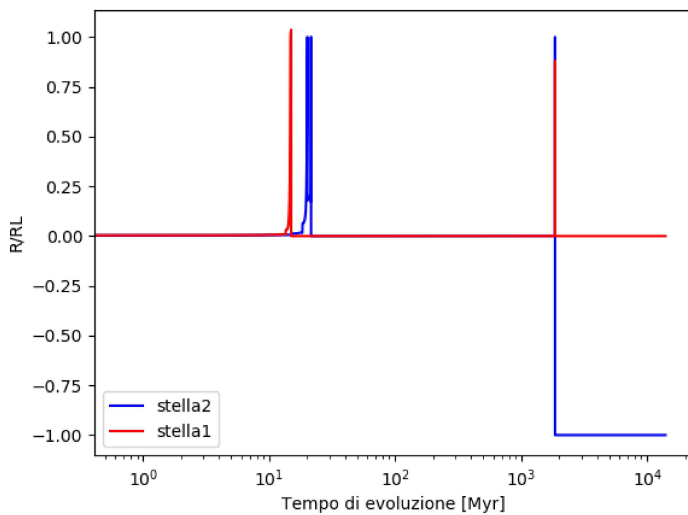


Figura 4.3: Line plot del rapporto  $R/R_L$  in funzione del tempo per le due componenti della binaria.

Dal pannello in Figura 4.3 è possibile stabilire quando ciascuna stella eccede il proprio lobo di Roche: questo avviene quando  $R > R_L$ , ovvero  $R/R_L > 1$ . Il plot riferito alla stella primaria presenta due picchi. Il plot riferito alla stella secondaria ne presenta tre, ma i primi due, avvenendo ad una distanza temporale di soli 1.41 Myr, sono talmente ravvicinati da risultare graficamente quasi sovrapposti.

In entrambi i casi, il primo picco per ciascuna stella rappresenta un valore per  $R/R_L$  di poco superiore ad 1, che conferma un avvenuto riempimento del lobo di Roche. Tale evento accade prima per la stella primaria e successivamente per la stella secondaria. Anche in questo caso, dall'associazione tra riempimento del lobo e consistente perdita di massa, è possibile accoppiare temporalmente il primo picco per la stella primaria (secondaria) con la prima (seconda) variazione più drastica rappresentata nelle Figure 4.1 e 4.2.

Il secondo picco per la stella secondaria è associato ancora una volta ad un valore  $R_2/R_{L2} > 1$ , e rappresenta il tipico ulteriore trasferimento di massa che precede una *ultra-stripped* SN (al quale ci si riferisce come *Case BB* RLO [21]).

Infine, gli ultimi picchi sono contemporanei e pertanto si sovrappongono perfettamente nel grafico: essi sono associati all'evento scatenante il collasso finale del sistema. In questo caso si ha  $R_1/R_{L1} = 0.88$  e  $R_2/R_{L2} = 1$ : nessuna delle due stelle di neutroni eccede il proprio lobo di Roche. Nella fase successiva al collasso, il codice MOBSE impone  $R_2/R_{L2} = -1$ : tale valore è un flag per indicare che in seguito alla coalescenza la stella secondaria non esiste più e dunque non è più definita.

#### 4.2.2 Analisi statistica per una popolazione di BNS *mergers*

I dati prodotti dalla versione aggiornata del codice MOBSE relativi ad una popolazione di sistemi BNS destinati al collasso sono stati impiegati nella realizzazione di due istogrammi. Il primo istogramma, in Figura 4.4, rappresenta la distribuzione delle masse iniziali (in *Zero-Age Main Sequence*) per ciascuna componente del sistema binario originario. Il secondo istogramma (Figura 4.5) rappresenta invece la distribuzione dei *kick* per la prima e per la seconda NS.

#### Istogrammi

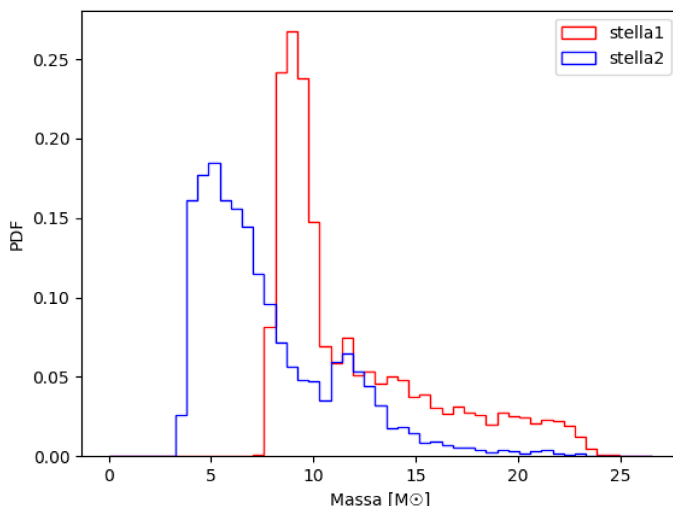


Figura 4.4: Istogramma delle masse in ZAMS per i due progenitori. Sull'asse delle ordinate è riportata la funzione di densità di probabilità (PDF).

Dall'istogramma 4.4 si nota che la distribuzione di massa iniziale per la stella primaria è fortemente piccata intorno alle 10  $M_\odot$ , con probabilità massima di circa 9  $M_\odot$ . La probabilità di incontrare una stella primaria con massa superiore alle 12  $M_\odot$  è considerevolmente inferiore, e diminuisce gradualmente all'aumentare della massa fino alle 24  $M_\odot$ . È invece impossibile trovare una primaria di massa inferiore

alle  $8 M_{\odot}$ : la teoria astrofisica dell'evoluzione stellare prevede infatti che, al di sotto di questo limite, non possa avvenire alcuna esplosione di SN.

Per quanto riguarda la stella secondaria, ovvero quella inizialmente meno massiva all'interno di ciascun sistema, la distribuzione risulta più complessa e in particolare bimodale. Si ha un primo picco più importante intorno alle  $6 M_{\odot}$ , poi un calo piuttosto repentino della distribuzione di probabilità fino al raggiungimento di un secondo picco più basso intorno alle  $12 M_{\odot}$ . Trovare masse superiori alle  $13 M_{\odot}$  è piuttosto raro.

La differenza in termini di evoluzione del sistema risiede ancora una volta nella possibilità, per la stella secondaria, di terminare la propria vita in un'esplosione di SN. Affinché questo avvenga, se ci si trova al di sotto della soglia di  $8 M_{\odot}$ , il trasferimento di massa da parte della stella primaria deve necessariamente essere accompagnato da un significativo accrescimento di materiale sulla secondaria. In caso contrario, è possibile che il primo episodio di riempimento del lobo di Roche abbia come effetto principale soltanto una forte perdita di massa per la primaria, senza che la massa della secondaria subisca variazioni importanti. Quest'ultimo è per esempio il caso del sistema descritto in Sottosezione 4.2.1.

Dall'interpretazione del pannello 4.4 si può dunque concludere che la maggior parte dei sistemi indagati abbia avuto come progenitori una stella primaria di circa  $9-10 M_{\odot}$  accoppiata con una stella secondaria di circa  $4-7 M_{\odot}$ . Questo risulta peraltro consistente con quanto detto in Sezione 3.1.

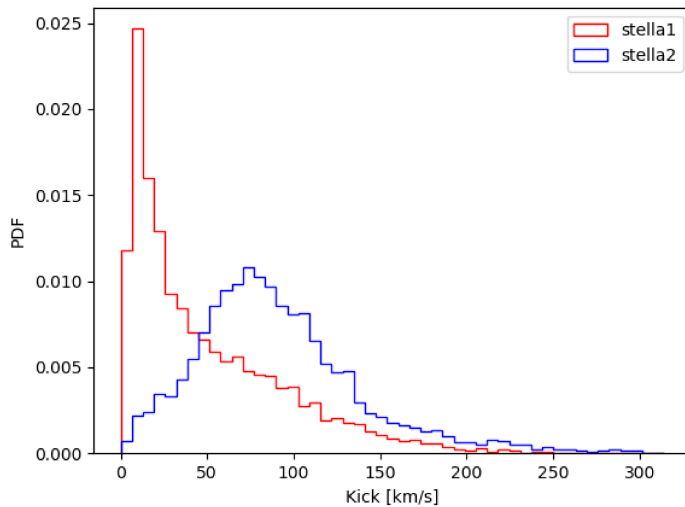


Figura 4.5: Istogramma del modulo della velocità impartita tramite *natal kick* a ciascuna delle due NS. Sull'asse delle ordinate è riportata la funzione di densità di probabilità (PDF).

Dal pannello 4.5 si osserva che, per entrambe le stelle, la distribuzione di velocità impartita tramite *natal kick* dalla SN ricalca bene una distribuzione Maxwelliana (come argomentato in Sezione 2.3). Tuttavia, si nota una significativa differenza in termini di ampiezza.

È necessario precisare che, in generale, non è sempre vero che la stella primaria sia quella che degenera in NS per prima: in alcuni casi il trasferimento di massa causa un accrescimento talmente drammatico sulla secondaria da indurla ad evolvere anticipatamente. Pertanto, l'istogramma in rosso (blu) non rappresenta necessariamente la prima (seconda) esplosione di SN. Resta comunque legittimo assumere che sia così perlomeno nella maggior parte dei casi.

La distribuzione delle velocità per la stella primaria è fortemente piccata a velocità molto basse, intorno ai  $15 \text{ km s}^{-1}$ . Questa caratteristica riflette un fortissimo effetto di selezione riconducibile alla prima esplosione di SN. Infatti, nelle prime fasi evolutive, il sistema binario costituito da due stelle in sequenza principale presenta ancora un'orbita piuttosto ampia. Essa è caratterizzata da una bassa energia di

legame, pertanto la binaria è a forte rischio di rottura nel caso il cui il *natal kick* per la prima SN sia di medio-alta intensità. Segue che soltanto i sistemi binari in cui il primo *kick* è sufficientemente basso possono sopravvivere, per poi evolvere nei sistemi BNS qui considerati.

Al contrario, un sistema con orbita stretta ha, a parità di massa, un'energia di legame più forte. Questo è il caso del sistema binario nella seconda parte della sua evoluzione, dopo che esso è sopravvissuto alla degenerazione di una sua componente in NS e alla fase di CE con conseguente riduzione del semiasse maggiore. Allora, all'avvenimento della seconda SN, è altamente probabile che il sistema rimanga legato anche dopo l'esplosione. Per questo motivo la distribuzione delle velocità per la seconda SN è più ampia e presenta il picco a velocità maggiori, intorno agli  $80 \text{ km s}^{-1}$ .

# Capitolo 5

## Conclusioni

I sistemi binari di stelle di neutroni sono argomento di grande interesse per diversi ambiti di ricerca. Da un lato rappresentano un terreno fertile per lo sviluppo dell'astrofisica stellare e per l'applicazione delle teorie di evoluzione stellare. Dall'altro permettono di indagare la degenerazione e il comportamento della materia in condizioni di densità estremamente elevata. Infine, le recenti rivelazioni di GW associate a radiazione elettromagnetica da parte della LVC hanno aperto un nuovo promettente orizzonte alla ricerca, decretando la nascita dell'astronomia *multi-messenger*.

La formazione di un sistema BNS a partire da una binaria in un ambiente isolato costituisce il punto d'arrivo di un percorso evolutivo molto complesso ed articolato. In questo elaborato sono stati presentati gli avvenimenti cardine di tale evoluzione e sono stati descritti i principali fenomeni che prendono parte al suo svolgimento. In particolare sono stati trattati nel dettaglio: il trasferimento di massa, l'inviluppo comune, i *kick* dinamici. Sono stati introdotti gli approcci teorici più utilizzati per darne una descrizione formale e sono state evidenziate le incertezze ad essi correlate. È stata inoltre discussa la misura in cui ciascuno di questi passaggi può influenzare il sistema, in alcuni casi impedendo addirittura un'evoluzione successiva.

È stato poi descritto lo scenario di formazione più probabile.

Nell'ultima parte della tesi, sono stati presentati i risultati di una simulazione di un sistema binario ottenuta con MOBSE. L'analisi dei dati prodotti dalla simulazione ha permesso di delineare quantitativamente i diversi stadi della sequenza evolutiva. I line plot costruiti sono stati utili al fine di visualizzare e collocare graficamente gli eventi chiave dell'evoluzione.

Infine, è stata proposta l'analisi statistica di un campione di sistemi BNS, con particolare attenzione alla distribuzione delle masse e dei *kicks* per ciascuna componente della binaria. A tale scopo sono stati riportati e discussi due istogrammi.

In conclusione, si può affermare che lo scenario di formazione teorico descritto sia stato supportato dai dati raccolti. I risultati della simulazione hanno confermato che la formazione di un sistema BNS ha luogo sempre attraverso più di un episodio di trasferimento di massa, almeno una fase di inviluppo comune e naturalmente due esplosioni di SN. È stato possibile apprezzare le importanti variazioni dei parametri orbitali e delle caratteristiche di ciascuna componente della binaria durante l'evoluzione. Inoltre, l'analisi di un campione di sistemi BNS ha permesso la loro caratterizzazione in termini di proprietà maggiormente osservate. È stata ritrovata l'importanza del *kick* dinamico nella determinazione del destino evolutivo del sistema ed è stata confermata l'accuratezza di una distribuzione Maxwelliana per le velocità.

Tuttavia, sia la descrizione teorica che il formalismo su cui è basato il codice MOBSE sono stati ricavati imponendo alcune approssimazioni, tra cui per esempio l'assunzione che l'evoluzione avvenga in



un contesto isolato. In futuro, un ampliamento dello spazio dei parametri applicato alle simulazioni dell'evoluzione stellare potrebbe permettere di ricavare altri scenari utili. Si ricorda inoltre che è attualmente in corso la progettazione di nuovi rivelatori: l'Einstein Telescope, un interferometro a tre bracci che grazie alla sua configurazione triangolare permetterà la rivelazione di GW con sensibilità ad entrambe le polarizzazioni; lo Square Kilometer Array, un radiotelescopio attualmente già in prima fase di costruzione. I prossimi decenni sembrano dunque essere un periodo storico che si prospetta particolarmente fruttuoso per questo campo di ricerca.

# Bibliografia

- [1] Z. Arzoumanian, D. F. Chernoff e J. M. Cordes. «The Velocity Distribution of Isolated Radio Pulsars». In: 568.1 (mar. 2002), pp. 289–301.
- [2] Paz Beniamini e Tsvi Piran. «Formation of double neutron star systems as implied by observations». In: 456.4 (mar. 2016), pp. 4089–4099.
- [3] P. P. Eggleton. «Aproximations to the radii of Roche lobes.» In: 268 (mag. 1983), pp. 368–369.
- [4] Tassos Fragos et al. «The Complete Evolution of a Neutron-star Binary through a Common Envelope Phase Using 1D Hydrodynamic Simulations». In: 883.2, L45 (ott. 2019), p. L45.
- [5] Chris Fryer, Adam Burrows e Willy Benz. «Population Syntheses for Neutron Star Systems with Intrinsic Kicks». In: 496.1 (mar. 1998), pp. 333–351. arXiv: [astro-ph/9710333](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9710333).
- [6] Nicola Giacobbo e Michela Mapelli. «Revising Natal Kick Prescriptions in Population Synthesis Simulations». In: 891.2, 141 (mar. 2020), p. 141.
- [7] Nicola Giacobbo e Michela Mapelli. «The progenitors of compact-object binaries: impact of metallicity, common envelope and natal kicks». In: 480.2 (ott. 2018), pp. 2011–2030.
- [8] Nicola Giacobbo, Michela Mapelli e Mario Spera. «Merging black hole binaries: the effects of progenitor’s metallicity, mass-loss rate and Eddington factor». In: 474.3 (mar. 2018), pp. 2959–2974.
- [9] G. Hobbs et al. «A statistical study of 233 pulsar proper motions». In: 360.3 (lug. 2005), pp. 974–992.
- [10] Jarrod R. Hurley, Christopher A. Tout e Onno R. Pols. «Evolution of binary stars and the effect of tides on binary populations». In: 329.4 (feb. 2002), pp. 897–928.
- [11] Hans-Thomas Janka. «Neutron Star Kicks by the Gravitational Tug-boat Mechanism in Asymmetric Supernova Explosions: Progenitor and Explosion Dependence». In: 837.1, 84 (mar. 2017), p. 84.
- [12] Michela Mapelli. «Formation Channels of Single and Binary Stellar-Mass Black Holes». In: *Handbook of Gravitational Wave Astronomy*. 2021, 4, p. 4.
- [13] Michela Mapelli et al. «The cosmic merger rate of stellar black hole binaries from the Illustris simulation». In: 472.2 (dic. 2017), pp. 2422–2435.
- [14] Sebastian T. Ohlmann et al. «Hydrodynamic Moving-mesh Simulations of the Common Envelope Phase in Binary Stellar Systems». In: 816.1, L9 (gen. 2016), p. L9.
- [15] Sebastian Thomas Ohlmann. «Hydrodynamics of the Common Envelope Phase in Binary Stellar Evolution.» Tesi di dott. Heidelberg University, Germany, lug. 2016.
- [16] Yudai Suwa et al. «Neutrino-driven explosions of ultra-stripped Type Ic supernovae generating binary neutron stars». In: 454.3 (dic. 2015), pp. 3073–3081.
- [17] R. E. Taam. «Common-Envelope Evolution, the Formation of CVs, LMXBs, and the Fate of HMXBs». In: *Compact Stars in Binaries*. A cura di J. van Paradijs, Edward Peter Jacobus van den Heuvel e Erik Kuulkers. Vol. 165. Gen. 1996, p. 3.
- [18] T. M. Tauris e E. P. J. van den Heuvel. «Formation and evolution of compact stellar X-ray sources». In: *Compact stellar X-ray sources*. Vol. 39. 2006, pp. 623–665.

- 
- [19] T. M. Tauris et al. «Formation of Double Neutron Star Systems». In: 846.2, 170 (set. 2017), p. 170. arXiv: 1706.09438 [astro-ph.HE].
- [20] T. M. Tauris et al. «Ultra-stripped Type Ic Supernovae from Close Binary Evolution». In: 778.2, L23 (dic. 2013), p. L23.
- [21] Thomas M. Tauris, Norbert Langer e Philipp Podsiadlowski. «Ultra-stripped supernovae: progenitors and fate». In: 451.2 (ago. 2015), pp. 2123–2144.
- [22] James L. Terman, Ronald E. Taam e Lars Hernquist. «Double Core Evolution. VII. The Infall of a Neutron Star through the Envelope of Its Massive Star Companion». In: 445 (mag. 1995), p. 367.
- [23] Frank Verbunt, Andrei Igoshev e Eric Cator. «The observed velocity distribution of young pulsars». In: 608, A57 (dic. 2017), A57.
- [24] Alejandro Vigna-Gómez et al. «On the formation history of Galactic double neutron stars». In: 481.3 (dic. 2018), pp. 4009–4029. DOI: 10.1093/mnras/sty2463. arXiv: 1805.07974 [astro-ph.SR].
- [25] R. F. Webbink. «Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and type I supernovae.» In: 277 (feb. 1984), pp. 355–360.
- [26] A. Wongwathanarat, H. -Th. Janka e E. Müller. «Three-dimensional neutrino-driven supernovae: Neutron star kicks, spins, and asymmetric ejection of nucleosynthesis products». In: 552, A126 (apr. 2013), A126. eprint: 1210.8148.