



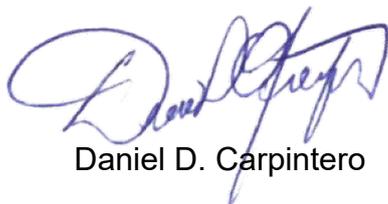
Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis para obtener el grado académico de
Licenciada en Astronomía

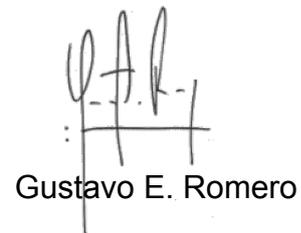
Binarias X en cúmulos densos en el Universo temprano

Marina Belén Badaracco

Director: Dr. Daniel Diego Carpintero
Codirector: Dr. Gastón Javier Escobar



Daniel D. Carpintero



Gustavo E. Romero

LA PLATA, ARGENTINA
- FEBRERO DE 2022-

Resumen

La etapa de reionización cósmica es la última de varias transiciones de fase que atravesó el Universo durante su formación. Comprender esta etapa es uno de los objetivos más importantes de la Cosmología actual. Uno de los problemas abiertos en esta línea de investigación es determinar cuáles fueron las fuentes que contribuyeron a la ionización y calentamiento del medio intergaláctico. Las primeras estrellas y galaxias podrían haber sido actores importantes en la reionización local, mientras que, por otro lado, se ha propuesto también a las binarias de rayos X como fuentes que podrían haber tenido un rol importante a mayores distancias, dado que su emisión de alta energía presenta un mayor camino libre medio de ionización y calentamiento que los fotones menos energéticos (p. ej. fotones ultravioleta). A su vez, los cúmulos globulares son sitios donde la población de binarias puede verse afectada por la dinámica propia del cúmulo, puesto que las altas densidades de estrellas favorecen la tasa de encuentros cercanos, lo cual a su vez tiene efecto sobre las propiedades orbitales de las binarias.

En esta Tesis exploramos el impacto de estos procesos dinámicos en la población resultante de binarias de rayos X de gran masa. En particular, investigamos si dichos encuentros pueden traducirse en un endurecimiento de los sistemas binarios primordiales, lo que conduce a una mayor probabilidad de que el sistema transite la fase de binaria de rayos X. A su vez, estos encuentros pueden debilitar a las binarias hasta el punto de desligarlas, constituyendo a la vez un sumidero de posibles binarias X. La competencia entre ambos procesos determina la evolución de la población de sistemas binarios, y por lo tanto de binarias de rayos X.

Para estudiar estos procesos desarrollamos un conjunto de simulaciones de N cuerpos que representan la dinámica de cúmulos globulares típicos. Incorporamos un modelo sencillo de evolución estelar con el propósito de clasificar a las binarias de rayos X de gran masa. En

particular, tomamos prescripciones de evolución estelar a baja metalicidad con el propósito de investigar el rol de las binarias X en cúmulos globulares del Universo temprano como fuentes de reionización.

Nuestros resultados muestran que la población de binarias de rayos X de gran masa no se vería afectada significativamente por los efectos dinámicos, lo que implica que la emisión X de dichos cúmulos se debe esencialmente a las binarias primordiales. Más aún, nuestra investigación también indica que dichos resultados son independientes de la densidad del cúmulo. Por otra parte, la población de binarias de rayos X de gran masa no perdura más que aproximadamente 30 Ma. Esto implica que esta población podría haber contribuido a la reionización temprana. El método utilizado en este trabajo abre la puerta a futuras investigaciones en esta línea. En particular, un método similar puede utilizarse para explorar el caso de las binarias X de pequeña masa, que tienen escalas de tiempo de vida distintas a su contraparte de gran masa, y por ello pueden ser susceptibles a los efectos dinámicos.

Índice general

1. Introducción	1
2. Binarias X en cúmulos globulares	5
2.1. Binarias de rayos X	5
2.1.1. Energética	5
2.1.2. Modos de acreción	7
2.1.3. Evolución de una HMXB	10
2.1.4. Poblaciones de HMXB	12
2.2. Cúmulos globulares	15
2.3. Procesos de creación y destrucción de binarias	18
3. Simulación de poblaciones de binarias X en CG	23
3.1. Dinámica de estrellas y binarias en un CG	24
3.1.1. Método predictor–corrector y sus optimizaciones	25
3.1.2. Pasos de tiempo individuales	26
3.1.3. Regularización KS	27
3.2. Simulación de un CG	30
3.3. Agregando binarias X	34
4. BRX en un cúmulo típico	37
4.1. Población de binarias	38
4.2. Población de HMXB	39
5. Efectos de densidad y estrellas de pequeña masa	43
5.1. Efectos de densidad	44

ÍNDICE GENERAL

5.2. Efecto de estrellas de pequeña masa	47
6. Conclusiones	51
Bibliografía	54

Acrónimos

Lista de acrónimos utilizados en esta Tesis:

- FCM: Fondo Cósmico de Microondas
- MIG: Medio Intergaláctico
- EdR: Época de Reionización
- BRX: Binaria de Rayos X
- CG: Cúmulo Globular
- HMXB: Binaria de Rayos X de Gran Masa (*High Mass X-Ray Binary*)
- LMXB: Binaria de Rayos X de Pequeña Masa (*Low Mass X-Ray Binary*)
- RLO: Derrame del lóbulo de Roche (*Roche Lobe Overflow*)
- ZAMS: Secuencia Principal de Edad Cero (*Zero Age Main Sequence*)
- SFR: Tasa de Formación Estelar (*Star Formation Rate*)
- BCD: Enanas Compactas Azules (*Blue Compact Dwarfs*)
- IMF: Función Masa Inicial (*Initial Mass Function*)

Capítulo 1

Introducción

Aproximadamente 0.4 Ma después del Big Bang, lo que corresponde a un corrimiento al rojo $z \approx 1100$, la temperatura del plasma que conformaba el Universo descendió por debajo de $\sim 10^4$ K, posibilitando la formación de hidrógeno neutro (HI). El Universo se volvió entonces transparente a la radiación, permitiendo la libre propagación de los fotones y dando origen a la radiación de fondo cósmica de microondas (FCM). Este proceso de recombinación marcó el comienzo de la “Edad Oscura” del Universo, que se extendió aproximadamente hasta la formación de las primeras galaxias. Existe evidencia observacional de que ~ 1 Ga después del Big Bang el medio intergaláctico (MIG) se encontraba nuevamente ionizado (Pritchard *et al.*, 2010), evidenciando una transición de fase llamada “reionización”. La comprensión de esta transición de fase es uno de los objetivos más importantes de la Cosmología actual.

Se cree que la “Época de Reionización” (EdR) comenzó a partir del nacimiento de las primeras estrellas y galaxias, debido a la inyección de energía de las mismas al MIG, que afectó tanto su temperatura como su estado de ionización (ver Fig. 1.1). Se han concentrado muchos esfuerzos en caracterizar el efecto de las primeras estructuras, tanto en el proceso de ionización del hidrógeno y del helio, como en la historia térmica del MIG (Barkana & Loeb, 2001; Ciardi & Ferrara, 2005; Pritchard & Furlanetto, 2007; Loeb, 2010; Zaroubi, 2013; Fialkov & Barkana, 2014; Mesinger, 2016). Sin embargo aún es tema de debate cuáles fueron las fuentes que alimentaron esta transición de fase, así como la estructura espacial y temporal del proceso. Las observaciones de la línea de absorción Lyman- α en el espectro de cuásares con grandes corrimientos al rojo sugieren que la reionización habría estado completa

1. Introducción

para un corrimiento al rojo $z \approx 5 - 6$ (Fan et al., 2006; Becker et al., 2015). Por otro lado, las últimas mediciones de polarización del FCM (Planck Collaboration et al., 2016) concuerdan con un corrimiento al rojo promedio para la EdR de $z \approx 7.8 - 8.8$ y una duración máxima $\Delta z = 2.8$.

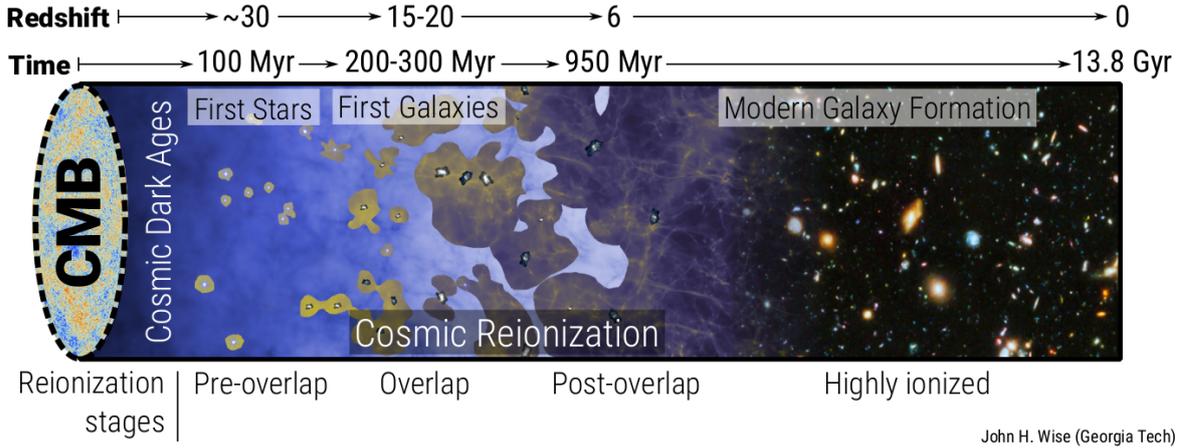


Figura 1.1. Línea temporal cósmica para el Universo luego de la recombinación, junto con las etapas de reionización. Imagen tomada de Wise (2019).

El panorama más ampliamente aceptado supone que las primeras estrellas masivas son los principales agentes de ionización (Faucher-Giguère et al., 2008; Robertson et al., 2010), ya que emiten radiación ultravioleta (UV) capaz de ionizar el HI de manera efectiva. Sin embargo, existe evidencia de que la radiación ionizante emitida por las estrellas masivas que logra escapar de las galaxias en el Universo temprano resultaría insuficiente para mantener el MIG ionizado a gran escala (Lehnert & Bremer, 2003; Miralda-Escudé, 2003). Se ha considerado además que los núcleos activos de galaxias pudieron haber aportado fotones ionizantes al proceso de reionización, pero su efecto relativo con respecto a otras fuentes aún no está claro (Fan et al., 2001; Cowie et al., 2009; Madau & Haardt, 2015; Torres-Albà et al., 2020).

Varios autores han evaluado la hipótesis de que la radiación X producida por binarias de rayos X (BRX) pudo haber contribuido al calentamiento y a la ionización del MIG. A pesar de su escasez y de sus cortas vidas, sus altas luminosidades, junto con el mayor camino libre medio y poder ionizante de la radiación X, convierten a las BRX en candidatas atractivas. Los resultados de Power et al. (2009) sugieren que la emisión X de estos sistemas podría haber contribuido a la ionización y al calentamiento tanto o más que la radiación ionizante

de las estrellas masivas. Por su parte, [Mirabel et al. \(2011\)](#) encuentran que su poder ionizante podría ser mayor al de las estrellas que las originan, y que podrían haber calentado el MIG hasta temperaturas de 10^4 K, manteniéndolo ionizado a grandes distancias. [Jeon et al. \(2014\)](#) sugieren que el calentamiento que inducen las BRX reduce la tasa de recombinación del MIG, impactando favorablemente en la reionización, mientras que [Artale et al. \(2015\)](#) muestran que la realimentación cinética de las BRX provoca un calentamiento apreciable del medio interestelar. Por el contrario, [Kneivitt et al. \(2014\)](#) concluyen que la emisión de las BRX no aporta significativamente a la ionización y su contribución al calentamiento local es marginal. Estas discrepancias obedecen en parte al desconocimiento del tamaño de las poblaciones de BRX presentes en el Universo temprano, y en parte a la poca precisión con que se conoce la evolución de estos sistemas.

Recientemente, [Boylan-Kolchin \(2018\)](#) ha propuesto que, si se extrapola razonablemente la función de luminosidad de los cúmulos globulares (CG), la contribución de estos sistemas a la radiación UV en el Universo temprano sería significativa. Esto se debe a que en esa época los CG aún eran jóvenes y contenían gran cantidad de estrellas masivas. Por la misma razón, en la misma época estos sistemas deberían haber contenido gran cantidad de BRX que aportarían radiación X. Sin embargo, el tamaño de estas poblaciones de BRX y la cantidad de energía entregada al MIG por las mismas aún no han sido cuantificadas en forma precisa. Siendo los CG sistemas de baja metalicidad, la cantidad de BRX por unidad de masa estelar sería mayor a la que se encuentra en las poblaciones estelares jóvenes ([Kaaret et al., 2011](#); [Brorby et al., 2014](#); [Douna et al., 2015](#); [Ponnada et al., 2019](#); [Vulic et al., 2021](#)). Además, debido a la alta densidad estelar en los núcleos de los CG, los encuentros estelares habrían sido frecuentes y los efectos dinámicos resultantes podrían haber modificado el número de BRX presentes. La estimación de la contribución de las poblaciones de BRX de los CG al calentamiento y la ionización del MIG requiere entonces del estudio de la evolución dinámica de las mismas, lo que constituye el objetivo principal de la presente Tesis.

La hipótesis fundamental en que se basa nuestro trabajo es que los CG contendrían inicialmente una gran cantidad de BRX, debido a su baja metalicidad ([Kaaret et al., 2011](#); [Brorby et al., 2014](#); [Douna et al., 2015](#); [Ponnada et al., 2019](#); [Vulic et al., 2021](#)). Las BRX son sistemas acrecientes en los que una estrella no colapsada entrega materia a un objeto compacto,

1. Introducción

emitiendo en el proceso radiación electromagnética con una luminosidad que aumenta con la masa del objeto compacto. Dado que la masa límite para una estrella de neutrones es de $2-3 M_{\odot}$, mientras que los agujeros negros de masa estelar suelen tener $M_{\bullet} \gtrsim 10 M_{\odot}$, las BRX con agujeros negros son generalmente las más luminosas. Por otra parte, la luminosidad de una BRX depende de su tasa de acreción, que se ve favorecida cuando la separación entre las componentes de la binaria es pequeña, es decir, cuando las BRX son dinámicamente sistemas fuertemente ligados. La población de binarias fuertemente ligadas de un CG evoluciona debido a la gran densidad estelar en su núcleo, que hace frecuentes los encuentros entre binarias y estrellas simples. En particular, el hecho de que en promedio las binarias fuertemente ligadas se vuelven más ligadas aún al interactuar con una estrella (Ley de Heggie, ver p. ej. [Binney & Tremaine, 2008](#)), sugiere que el número y la luminosidad de las BRX podría aumentar, y con ello su contribución al calentamiento y la ionización del MIG.

En esta Tesis, a partir de hipótesis sencillas sobre la función inicial de masa y la fracción de binarias primordiales, simulamos la población de binarias presentes al formarse un CG. Los procesos dinámicos de interacción de binarias son no lineales, por lo que su estudio requiere simulaciones numéricas de N cuerpos. Implementamos entonces este tipo de simulaciones para modelar la evolución de la población de binarias. Por otro lado, estimamos la cantidad de BRX y su luminosidad X en función del tiempo utilizando sus propiedades observadas y predicciones de los modelos de evolución estelar. Los resultados permiten determinar la emisión X del cúmulo en función del tiempo y analizar la importancia de los procesos dinámicos sobre la población de BRX.

Esta Tesis se organiza de la siguiente manera. En el [Cap. 2](#) presentamos brevemente conceptos teóricos relativos a los CG y las BRX necesarios para el desarrollo del trabajo. En el [Cap. 3](#) describimos nuestro modelo para las poblaciones de BRX de los CG, y las simulaciones que utilizamos para determinar la evolución temporal de las mismas. En los [Caps. 4 y 5](#) mostramos nuestros resultados acerca de las poblaciones de BRX de los CG y su emisión X . Finalmente, en el [Cap. 6](#) discutimos la relevancia de estos resultados para la reionización, y presentamos nuestras conclusiones.

Capítulo 2

Binarias X en cúmulos globulares

2.1. Binarias de rayos X

2.1.1. Energética

Las BRX son sistemas compuestos por un objeto compacto (una estrella de neutrones o un agujero negro) y una estrella no colapsada, que se mueven alrededor del centro de masa (CM) común, y que emiten radiación electromagnética en el rango de energías $0.1 - 10$ keV con luminosidades de $10^{36} - 10^{40}$ erg s⁻¹. Según la masa M_{\star} de la estrella compañera, podemos clasificar las BRX en binarias X masivas (HMXB por sus siglas en inglés), típicamente con $M_{\star} \gtrsim 7 M_{\odot}$ (Liu et al., 2006) y binarias X de pequeña masa (LMXB por sus siglas en inglés), con masas típicas $M_{\star} \sim 1 M_{\odot}$. En las primeras, la estrella compañera es muy luminosa y de tipo espectral O o B; mientras que en las segundas, el tipo espectral es más tardío que B (Chaty, 2011).

El proceso que gobierna la emisión en las BRX es la transferencia de materia (acreción) de la estrella no colapsada al objeto compacto. Durante su caída hacia este último, la materia acrecida libera una gran cantidad de energía potencial gravitatoria, que se transforma en parte en energía interna (térmica) que calienta la materia, y en parte en energía cinética de la caída. Parte de la energía interna escapa del sistema en forma de radiación electromagnética. De este modo, la acreción provee el mecanismo por el cual las BRX emiten fotones de alta energía. La energía potencial gravitatoria liberada por una cantidad de materia de masa m_{ac} que viene desde el infinito y es acrecida por un objeto compacto de masa M y radio R es

2. Binarias X en cúmulos globulares

$\Delta E_{\text{ac}} = GMm_{\text{ac}}/R$, donde G es la constante de gravitación universal. Luego, la luminosidad producida por la acreción puede escribirse como

$$L_{\text{ac}} = \eta \frac{GM\dot{M}}{R}, \quad (2.1)$$

donde \dot{M} es la tasa de acreción sobre el objeto compacto, y $\eta < 1$ es la eficiencia radiativa del proceso de acreción (típicamente $\eta \sim 0.1$; Frank et al. 2002). De la Ec. (2.1) puede verse que la luminosidad producida por el mecanismo de acreción depende de qué tan compacto sea el objeto: cuanto mayor es el cociente M/R , mayor es la luminosidad. La energía típica E_γ de los fotones emitidos puede estimarse suponiendo que la emisión es similar a la de un cuerpo negro,

$$E_\gamma \sim k_{\text{B}}T_{\text{cn}} = k_{\text{B}} \left(\frac{L_{\text{ac}}}{4\pi R^2 \sigma_{\text{SB}}} \right)^{1/4}, \quad (2.2)$$

donde k_{B} es la constante de Boltzmann, σ_{SB} la constante de Stefan-Boltzmann, y T_{cn} es la temperatura de cuerpo negro.

Considerando un agujero negro ($GM/R = c^2/2$, con c la velocidad de la luz) acreciendo a una tasa típica $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot} \text{ a}^{-1}$ (Choudhuri, 2010) con eficiencia radiativa $\eta = 0.1$, el orden de magnitud para la luminosidad es $L_{\text{ac}} \sim 3 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$. Por otro lado, si $M = 10 M_{\odot}$, resultan $T_{\text{cn}} \sim 10^7 \text{ K}$ y $E_\gamma \sim 1 \text{ keV}$, correspondiendo a la región de rayos X del espectro electromagnético. Esto muestra que efectivamente el proceso de acreción es capaz de dar cuenta de la emisión de las BRX.

Para el caso *ideal* de un flujo de acreción estacionario y esféricamente simétrico, existe una luminosidad límite que puede proveer el proceso de acreción, llamada *luminosidad de Eddington* (L_{Edd}), para la cual la fuerza neta sobre el material acrecido (diferencia entre la gravedad y la fuerza producida por la radiación saliente) se anula (Frank et al., 2002). Esta puede calcularse como

$$L_{\text{Edd}} = 4\pi GMm_{\text{p}}c\sigma_{\text{T}}^{-1} \approx 1.3 \times 10^{38} \frac{M}{M_{\odot}} \text{ erg s}^{-1}, \quad (2.3)$$

donde σ_{T} es la sección eficaz para la dispersión de Thomson y m_{p} la masa del protón. Para luminosidades mayores, la fuerza debida a la presión de radiación saliente superaría a la

atracción gravitatoria y la acreción se detendría (y con ella, la producción de radiación). Las mayores luminosidades encontradas en las binarias de rayos X corresponden a este orden de magnitud.

Para objetos cuya luminosidad proviene de la acreción, el límite de Eddington implica un límite en la tasa de acreción, \dot{M}_{Edd} . Si toda la energía cinética de la materia acrecida se convirtiera en radiación, resulta

$$L_{\text{Edd}} = GM\dot{M}_{\text{Edd}}/R. \quad (2.4)$$

En el ejemplo anterior, la luminosidad de Eddington es $L_{\text{Edd}} \sim 1.3 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$, y la correspondiente tasa de acreción $\dot{M}_{\text{Edd}} \sim 6 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ a}^{-1}$.

2.1.2. Modos de acreción

La transferencia de materia que produce la emisión de las BRX puede darse por distintos mecanismos. En el marco de referencia centrado en el centro de masa (CM) y solidario a la rotación, sobre las componentes de la binaria actúan las fuerzas centrífuga y de atracción gravitatoria. En cualquier punto O definido por el vector \vec{r} con origen en el CM del sistema binario formado por dos objetos puntuales de masas M_1 y M_2 , el potencial efectivo está dado por

$$\Phi(\vec{r}) = -\frac{GM_1}{r_1} - \frac{GM_2}{r_2} - \frac{1}{2}|\vec{\Omega} \times \vec{r}|^2, \quad (2.5)$$

donde r_1 y r_2 son las distancias al punto O desde M_1 y M_2 , respectivamente, y $\vec{\Omega}$ es la velocidad angular de rotación en un sistema inercial. Las curvas equipotenciales de $\Phi(\vec{r})$ en el plano orbital pueden verse en la Fig. 2.1 para el caso particular $\mu = M_2/M_1 = 0.25$.

A distancias lejanas, las equipotenciales del sistema son superficies que encierran ambas masas, mientras que cerca de las estrellas, encierran a cada una de ellas por separado. La transición entre ambos regímenes ocurre en una superficie equipotencial crítica compuesta por dos partes que rodean cada masa, denominadas *lóbulos de Roche*, y que se tocan en el punto de Lagrange L_1 . La materia que se encuentra en el lóbulo de Roche de una de las estrellas en la vecindad de este punto es más propensa a pasar a través de él e ingresar al

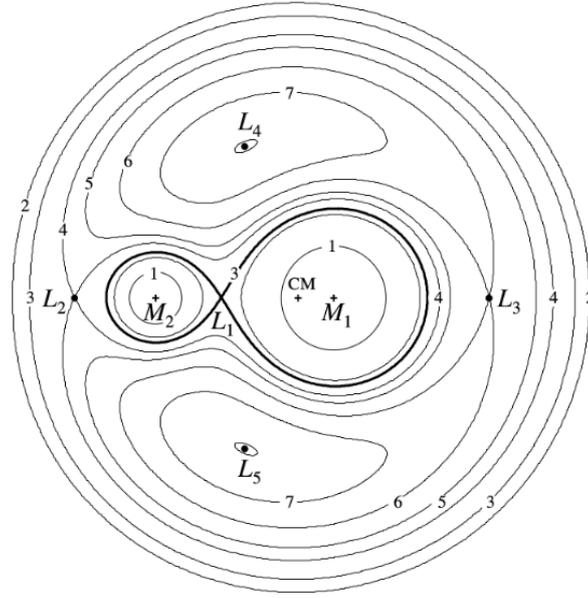


Figura 2.1. Superficies equipotenciales de un sistema binario con $\mu = M_2/M_1 = 0.25$. Los L_i , con $i = 1, \dots, 5$, son los puntos de Lagrange, y las superficies se rotulan del 1 al 7 en orden creciente de $\Phi(r)$. El punto L_1 es el punto de contacto entre ambos lóbulos de Roche. Imagen tomada de [Frank et al. \(2002\)](#).

lóbulo de la otra, que a escapar de la superficie crítica ([Frank et al., 2002](#)).

Cuando las estrellas alcanzan su etapa evolutiva de gigante llenan su lóbulo de Roche. También puede ocurrir que lo llenen durante la etapa de secuencia principal (*caso A* de transferencia de masa), lo cual depende, principalmente, del período orbital del sistema. Por otro lado, el tamaño del lóbulo de Roche además de depender de la distancia entre las componentes, depende del cociente de masas del sistema. Cuando una estrella llena su lóbulo, la materia comienza a atravesar L_1 en dirección hacia la compañera, que incrementa su masa; este fenómeno se llama derrame del lóbulo de Roche (*Roche lobe overflow*, RLO). El material transferido lleva consigo una importante cantidad de momento angular, el cual se transporta lentamente hacia afuera del sistema debido a procesos disipativos. La materia describe así un movimiento en forma de espiral hacia el objeto compacto acreciente, desplazándose a lo largo de una serie de órbitas aproximadamente keplerianas en el plano orbital del sistema binario. Este proceso puede dar lugar a una configuración denominada *disco de acreción*, como se ve en el panel superior de la Fig. 2.2.

Otro proceso de transferencia de masa en sistemas binarios con objetos compactos tiene lugar cuando la estrella donante pierde materia debido al viento estelar. Para estrellas jóvenes

de gran masa, los valores típicos de la tasa de pérdida de masa por vientos son del orden de $10^{-7} M_{\odot} \text{ a}^{-1}$, aunque en algunos casos esta tasa puede aumentar a valores entre 10^{-6} y $10^{-5} M_{\odot} \text{ a}^{-1}$ (Seward & Charles, 2010). En un sistema binario, esta materia puede atravesar el lóbulo de Roche y ser atraída por el objeto compacto. Un tercer proceso consiste en que el objeto compacto, en alguna parte de su recorrido en una órbita excéntrica y amplia, cruza el disco circumestelar que podría tener su compañera y acreta materia del mismo (ver parte inferior de Fig. 2.2). Estos dos últimos mecanismos son los más usuales en las HMXB (Chaty, 2011).

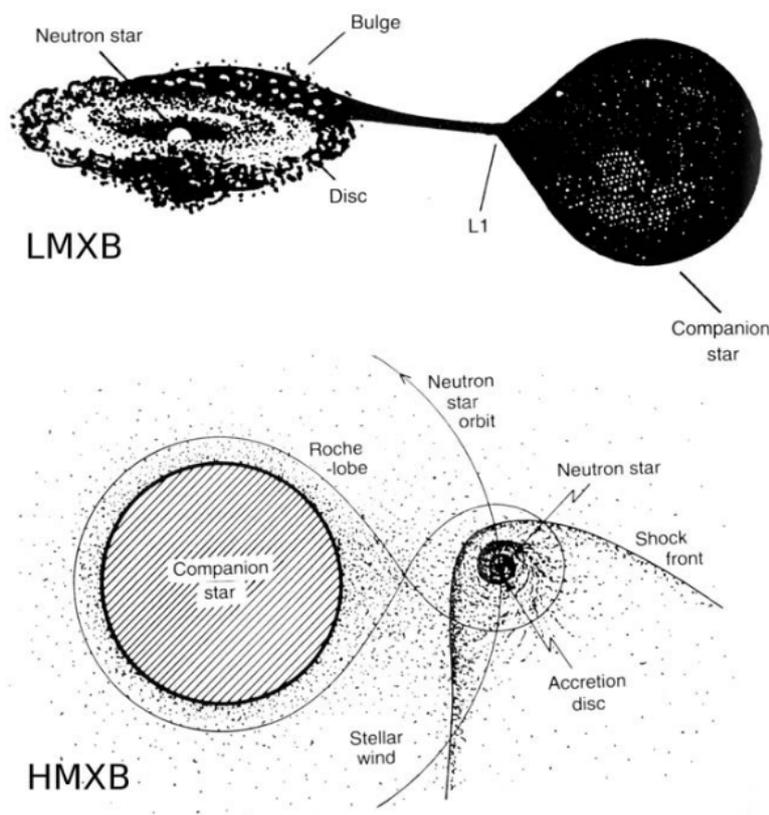


Figura 2.2. Esquema de los dos mecanismos principales por los cuales se transfiere materia a la componente compacta de un sistema binario. *Panel superior:* una estrella de pequeña masa evolucionada llena su lóbulo de Roche, la materia atraviesa el punto L_1 y es acrecida. *Panel inferior:* una estrella masiva tiene fuertes vientos estelares, expulsando material en todas direcciones que es parcialmente acrecido por su compañera compacta. Imagen tomada de Seward & Charles (2010).

Debido a la baja intensidad de sus vientos, en las LMXB domina la acreción por RLO. Por lo tanto, estas BRX solamente podrán observarse en sistemas cuya edad sea suficiente para que la secundaria haya evolucionado fuera de la secuencia principal. La etapa de secuencia principal termina cuando se agota el hidrógeno en su interior, lo cual ocurre en un tiempo

del orden de $\tau_H \sim 7.2 (M/M_\odot)^{-3}$ Ga (Clayton, 1968). Por otra parte, como se mencionó al comienzo de la Sec. 2.1.1, las componentes no colapsadas de las LMXB tienen tipos espectrales más tardíos que B (Chaty, 2011). Para este tipo espectral puede tomarse como límite inferior de masa el valor $2.34 M_\odot$ (Habets & Heintze, 1981), por lo que las LMXB tendrán compañeras de masas menores a este valor. Estas estrellas evolucionarán fuera de la secuencia principal en tiempos $\tau_H \gtrsim 0.9$ Ga. Dado que las primeras estrellas se habrían formado $0.1 - 0.2$ Ga después del Big Bang, y que cuando el Universo tenía 1 Ga de edad la EdR ya había finalizado, es razonable suponer que la mayor parte de la emisión de las LMXB habría ocurrido después de la EdR. Por lo tanto, en esta Tesis nos interesa estudiar solamente las HMXB.

2.1.3. Evolución de una HMXB

La evolución de los sistemas binarios de gran masa aún no se conoce de manera detallada y precisa. Esto se debe a la existencia de diversos procesos cuyo modelado aún presenta dificultades, tales como la convección, transferencia de masa o la etapa de envoltura común. Para ilustrar cualitativamente las etapas evolutivas de una HMXB tomaremos aquí el ejemplo de un sistema binario con masas de $14.4 M_\odot$ y $8.0 M_\odot$ al momento de la secuencia principal de edad 0 (ZAMS por sus siglas en inglés), cuya evolución ha sido calculada a partir simulaciones numéricas (Seward & Charles 2010; ver Fig. 2.3). La estrella progenitora del objeto compacto de la HMXB tiene la mayor masa inicial del par, y por tanto evoluciona más rápido. Luego de agotar el hidrógeno central genera un núcleo de helio, y a los 13 Ma llena su lóbulo de Roche, con lo que comienza a cederle materia de la envoltura a su compañera menos masiva. En sólo 50 000 años le transfiere casi $9 M_\odot$ a la estrella originalmente menos masiva, que ahora tiene $\sim 17 M_\odot$. De la componente que comenzó siendo más masiva queda un núcleo de helio de $3.5 M_\odot$. Como consecuencia de la conservación de la masa y momento angular, el período aumenta de ~ 100 días a ~ 400 días.

El núcleo descubierto de helio constituye una estrella Wolf-Rayet, y su fuente de energía consiste en reacciones nucleares que fusionan helio en carbono. En 2 Ma colapsa, detona como supernova y deja como remanente a una estrella de neutrones. Esta pérdida de masa prácticamente instantánea junto con la asimetría de la explosión resulta en un período orbital muy largo y excentricidad alta, desligando en muchos casos a la binaria.

Una vez que la compañera (no colapsada) evoluciona y se expande, durante un intervalo

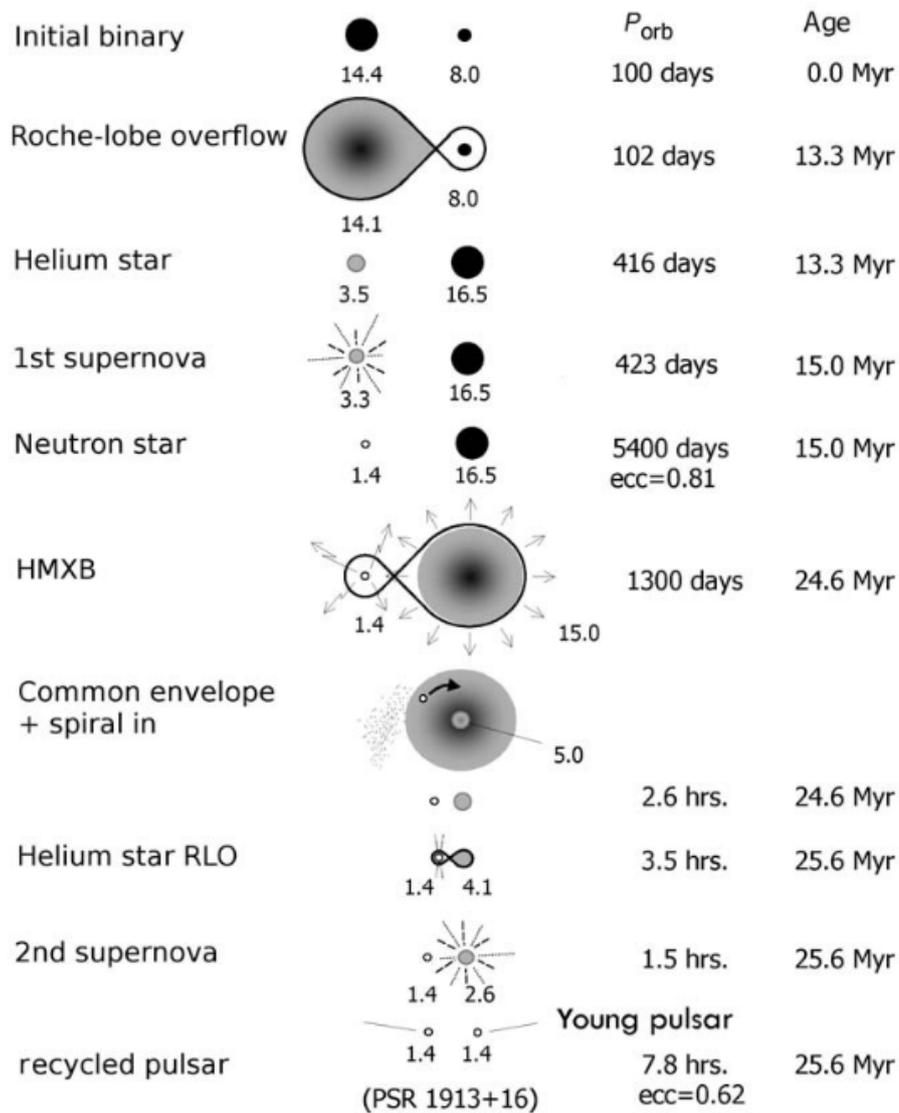


Figura 2.3. Escenario evolutivo para la formación de una HMXB a partir de una binaria inicial con dos estrellas de gran masa. Imagen tomada de [Seward & Charles \(2010\)](#).

de tiempo breve ($\lesssim 1$ Ma en este caso particular) transfiere materia a la estrella de neutrones, produciendo una HMXB. Al continuar la expansión se forma una envoltura común entre ambas. Procesos de pérdida de energía vinculados con la viscosidad de la envoltura hacen que la estrella de neutrones caiga en espiral hacia el núcleo de la estrella de mayor masa, y el período se reduce a algunas horas. La envoltura se disipa y queda la estrella de neutrones acreciendo materia por RLO de la estrella compañera, es decir, nuevamente una HMXB. La evolución de la estrella de helio termina en una segunda supernova, dejando otra estrella de neutrones como remanente.

En la evolución descrita, que corresponde a un sistema binario específico, la etapa de BRX

está relacionada con la evolución post-secuencia principal de la componente originalmente menos masiva (aquella que le cede materia al objeto compacto). Sin embargo, el sistema también puede emitir como HMXB durante la etapa de secuencia principal, debido a la acreción del viento de la compañera. De hecho, los catálogos de BRX (Liu et al., 2006) muestran numerosos sistemas con compañeras en ambos estadios evolutivos. En ambos casos la etapa de HMXB sería breve, de apenas $\sim 1 - 10$ Ma.

2.1.4. Poblaciones de HMXB

Nuestro objetivo es estudiar la contribución de las BRX en los CG a la reionización. Ésta depende de las propiedades de las poblaciones de dichas binarias, particularmente del número de BRX en el CG y de la función de luminosidad X de las mismas. Dado que nuestro interés se centra en las HMXB, que no son observables en CG actuales por la edad de estos sistemas, describiremos aquí las características de las poblaciones de HMXB en el Universo local y su relación con las de las poblaciones estelares. Extrapolaremos dichas características al Universo temprano, considerando que la mayor diferencia entre la formación estelar actual y la de la EdR es la menor metalicidad del gas del cual se formaron las estrellas durante esta última. Esto es además consistente con la baja metalicidad observada en los CG.

Grimm et al. (2003) y Mineo et al. (2012) compilaron muestras de HMXB de galaxias cercanas, y encontraron que la luminosidad total de rayos X (L_X) de una población de HMXB crece con la tasa de formación estelar (SFR, del inglés *Star Formation Rate*) de su galaxia anfitriona. Esto está de acuerdo con el hecho de que las HMXB contienen estrellas masivas, cuya evolución es breve en términos astrofísicos, como se discutió en la Sec. 2.1.3. El mejor ajuste a las observaciones obtenido por Mineo et al. (2012) indica que

$$L_X = 2.6 \times 10^{39} \dot{M}_\star \text{ erg s}^{-1} M_\odot^{-1} \text{ a}, \quad (2.6)$$

donde \dot{M}_\star es la SFR de la galaxia. Además, Mineo et al. (2012) obtienen que la función de luminosidad X es prácticamente la misma en todas las galaxias, y puede representarse por una ley de potencias

$$\frac{dN}{dl_X} \propto l_X^{-1.6}, \quad (2.7)$$

donde l_X es la luminosidad de una BRX, y dN/dl_X el número de BRX por intervalo de l_X alrededor de l_X . En conjunto, estos dos resultados implican que el tamaño de la población de HMXB en una galaxia es proporcional a la SFR (a mayor SFR se forma un mayor número de estrellas masivas y por lo tanto más HMXB). Por otra parte, [Shtykovskiy & Gilfanov \(2007\)](#) encontraron que la emisión de las poblaciones de HMXB se desarrolla entre los $\sim 10 - 100$ Ma luego de formadas las estrellas.

Sin embargo, la muestra de [Mineo et al. \(2012\)](#) contiene principalmente galaxias de alta SFR que, debido a la correlación entre la SFR y la masa estelar de las galaxias (ver p. ej. [Rodighiero et al., 2011](#)), serían sistemas de gran masa. Esto, combinado con la relación masa-metalicidad de las galaxias (ver p. ej. [Wuyts et al., 2012](#)), sugiere que en la muestra de [Mineo et al. \(2012\)](#) habría predominantemente galaxias del alta metalicidad. Por tanto, no se esperan efectos de metalicidad en la muestra de estos autores, y no es posible determinar si las BRX en el Universo temprano, de metalicidad mucho menor, seguirían las mismas relaciones que las del Universo local.

[Kaaret et al. \(2011\)](#) y [Brorby et al. \(2014\)](#) estudiaron una muestra de galaxias enanas compactas azules (BCD, del inglés *Blue Compact Dwarfs*) locales, de baja metalicidad y baja SFR. Encontraron que estas galaxias contienen poblaciones de HMXB aproximadamente 10 veces más numerosas por unidad de SFR que las galaxias de la muestra de [Mineo et al. \(2012\)](#). Por otro lado, [Basu-Zych et al. \(2013\)](#) mostraron que, para distintos rangos de SFR, la luminosidad X de una galaxia aumenta con el corrimiento al rojo, lo cual puede ser un efecto de la metalicidad. [Fragos et al. \(2013\)](#) implementaron simulaciones de síntesis poblacionales a gran escala, obteniendo que la luminosidad X de HMXB por unidad de SFR aumenta con el corrimiento al rojo, excediendo para grandes corrimientos al rojo la contribución de otras fuentes (LMXB, núcleos de galaxias activos).

[Douna et al. \(2015\)](#) estudiaron la dependencia con la metalicidad de las poblaciones de HMXB buscando distinguir los efectos del tamaño de las poblaciones de aquellos debidos a las luminosidades intrínsecas (Fig. 2.4). Compilaron una muestra de 49 galaxias con SFR medidas, abundancias de oxígeno y propiedades de las poblaciones de HMXB (número observado de fuentes y luminosidades por encima de una luminosidad umbral). Sus principales resultados indican que el tamaño de las poblaciones de HMXB por unidad de SFR de galaxias con baja metalicidad ($12 + \log(O/H) < 8$, donde O y H representan la densidad numérica de

oxígeno e hidrógeno, respectivamente) es un orden de magnitud mayor que el de galaxias con metalicidad solar. Esto está en excelente acuerdo con los resultados de [Kaaret et al. \(2011\)](#) y [Brorby et al. \(2014\)](#). Además, la luminosidad de la población varía con la metalicidad mucho más débilmente que el tamaño de la misma. Estos resultados han sido confirmados por diversos autores en los últimos años ([Brorby et al., 2016](#); [Vulic et al., 2021](#); [Inoue et al., 2021](#)). En particular, [Brorby et al. \(2016\)](#) obtienen una relación cuantitativa para la dependencia con la metalicidad:

$$\log\left(\frac{L_X}{\text{erg s}^{-1}}\right) = 39.49 + \frac{\dot{M}_\star}{M_\odot \text{ a}^{-1}} - 0.59 (12 + \log(\text{O}/\text{H}) - 8.69). \quad (2.8)$$

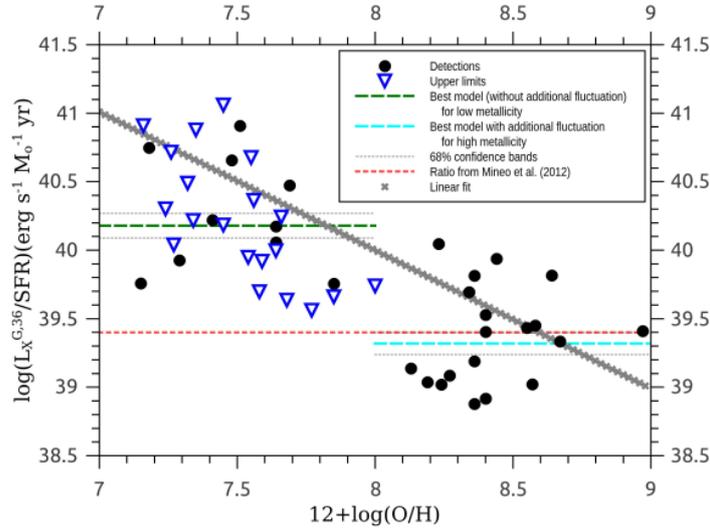


Figura 2.4. Dependencia de la relación L_X –SFR con la metalicidad $12 + \log(\text{O}/\text{H})$, tomada de [Douma et al. \(2015\)](#). Los círculos negros corresponden a aquellas galaxias con luminosidades X medidas, los triángulos azules representan límites superiores para fuentes individuales, y la línea roja a rayas es la relación encontrada por [Mineo et al. \(2012\)](#) para metalicidad solar. Las líneas a rayas turquesa y verde por encima y por debajo de $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8$ respectivamente, representan los mejores modelos para las submuestras de alta y baja metalicidad.

La dependencia de las propiedades de las poblaciones de HMXB con la metalicidad puede explicarse cualitativamente en forma teórica, aunque aún no ha sido desarrollada una explicación cuantitativa satisfactoria ([Mapelli, comunicación privada](#)). Los elementos pesados tienen mayor sección eficaz para la absorción y dispersión de radiación; por consiguiente los vientos de las estrellas de menor metalicidad, las de interés para esta Tesis, provocan tasas de pérdida de masa menores que aquellas de mayor metalicidad. En el esquema de evolución de sistemas binarios descrito en la [Sec. 2.1.3](#) la dependencia con la metalicidad Z implica

que, para una dada masa inicial, la estrella de helio hacia la que evoluciona la componente primaria antes de colapsar es más masiva para valores bajos de Z (Woosley et al., 2002). Para valores altos de metalicidad es más probable la formación de estrellas de neutrones, que ocurre para masas iniciales de hasta $25 - 30 M_{\odot}$ (Zampieri & Roberts, 2009); y los agujeros negros cuyas estrellas progenitoras tienen masas mayores a $25 - 30 M_{\odot}$ son menos masivos. Para metalicidad solar, estos agujeros negros tienen masas máximas de $\sim 15 M_{\odot}$, mientras que para metalicidades bajas ($Z = Z_{\odot}/3$) y muy bajas ($Z = Z_{\odot}/100$) pueden alcanzar $\sim 30 M_{\odot}$ y $\sim 50 - 70 M_{\odot}$, respectivamente. En resumen, la menor pérdida de masa para valores bajos de Z implica remanentes compactos más masivos. En la Sección 2.1.1 mostramos que la luminosidad de acreción es proporcional a la masa del objeto compacto (Ec. 2.1), por lo cual para bajas metalicidades las HMXB serían más luminosas.

Por otra parte, para metalicidades altas todos los agujeros negros se forman por colapso en etapas (*fallback*), mientras que para bajas metalicidades predomina el colapso directo (Heger et al., 2003; Meynet, G. & Maeder, A., 2005). El impulso recibido por el objeto compacto en la explosión de supernova, y que puede desligar la binaria, no está presente en los agujeros negros que se forman por colapso directo y por lo tanto permanecen ligados a sus compañeras. En cambio, los objetos compactos que se forman por *fallback* sí reciben impulso, debido a las asimetrías en la explosión (Fryer et al., 2012). Luego, para bajas metalicidades la probabilidad de supervivencia de las binarias a la formación del primer objeto compacto aumenta, lo que explicaría por qué las poblaciones de binarias son más numerosas en este caso. Algo similar ocurre en la etapa de envoltura común, en la que la mayor fricción para alta metalicidad aumenta la probabilidad de la fusión de ambas estrellas, lo que destruye la binaria.

2.2. Cúmulos globulares

Los CG (ver Fig. 2.5) son sistemas estelares compuestos por $10^4 - 10^6$ estrellas formadas a partir de la misma nube molecular, por lo cual todas tienen prácticamente la misma composición química y edad. Tienen simetría aproximadamente esférica y una alta densidad estelar central, con un valor típico de $10^4 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$. Sus magnitudes visuales absolutas integradas varían entre aproximadamente $M_V = -5$ y $M_V = -10$, implicando luminosidades de $10^4 - 10^6 L_{\odot}$ (Harris, 1996). Las masas inferidas a partir de las dispersiones de velocidades

2. Binarias X en cúmulos globulares

de sus estrellas son del orden de $10^4 M_{\odot}$ a $10^6 M_{\odot}$ (Pryor et al., 1989, 1991; Piatek et al., 1994). Son deficientes en elementos pesados; sus metalicidades alcanzan valores tan bajos como $[Fe/H] = -2$ y en muy pocos casos llegan a $[Fe/H] = 0$ (Harris, 1996), y no se observan en ellos gradientes de metalicidad internos (Smith, 1980), lo cual muestra que sus abundancias químicas son las mismas que las del medio interestelar a partir del cual se formaron.



Figura 2.5. El cúmulo globular 47 Tucanae (NGC 104). Imagen de NASA, ESA y Telescopio Espacial Hubble.

Sus diagramas color–magnitud (con puntos de desvío de la secuencia principal *-turnoff-* en luminosidades débiles, como se ve en la Fig. 2.6) y la baja abundancia de elementos pesados de los CG sugieren que son objetos muy antiguos. En los casos en que ha sido posible determinar sus edades, se ha encontrado que las mismas son típicamente del orden de los 12 – 13 Ga (Salaris & Weiss, 2002). Su antigüedad muestra que son sistemas fuertemente ligados, capaces de sobrevivir por largos períodos de tiempo a los fenómenos externos (fuerzas de marea o choques con los discos galácticos, entre otros) e internos (por ejemplo, evaporación) que tienden a disgregarlos. En la Fig. 2.6 puede verse que están pobladas distintas regiones del diagrama, correspondientes a estados evolucionados de las estrellas. Sin embargo, al momento de su formación, incluso las más masivas se encontraban en secuencia principal.

Las funciones de masa actuales observadas varían entre diferentes CG. Leigh et al. (2012) cuantificaron estas variaciones comparando cúmulos observados con simulaciones, abarcando un amplio rango de funciones de masa inicial (IMF, del inglés *Initial Mass Function*), núme-

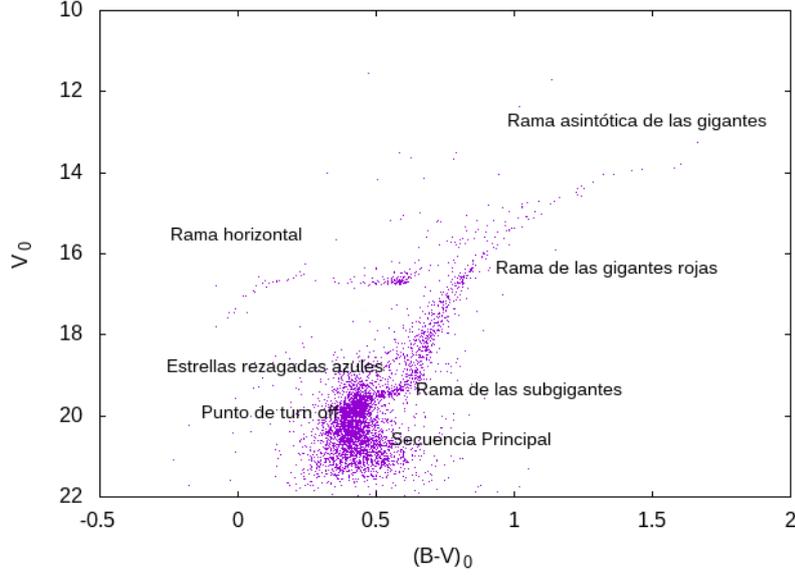


Figura 2.6. Diagrama color–magnitud del CG NGC 1261.

ro total de estrellas, concentraciones y radio virial. Obtuvieron que las funciones de masa actuales pueden reproducirse suponiendo una IMF universal, y que las diferencias entre los cúmulos son consistentes con lo que se espera de la relajación de dos cuerpos. Dicha IMF universal fue propuesta por [Kroupa \(2001\)](#):

$$\frac{dN}{dm} = \beta m^{-\alpha}, \quad (2.9)$$

donde α y β son constantes y dN es el número de estrellas con masas en un intervalo dm alrededor de m . Esta ley de potencias se divide en tres partes según la masa: $\alpha = 0.3$ para $0.01 < m/M_\odot < 0.08$, $\alpha = 1.3$ para $0.08 < m/M_\odot < 0.5$, y $\alpha = 2.3$ para $0.5 < m/M_\odot$.

Por otra parte, [Leigh et al. \(2013\)](#) estudiaron el origen de la correlación reportada por [De Marchi et al. \(2007\)](#) entre el parámetro de concentración c de un CG y la pendiente α de su función de masa actual, donde $c = \log(r_t/r_c)$ con r_t el radio de marea y r_c el radio del núcleo. [Leigh et al. \(2013\)](#) lograron reproducir esta relación implementando simulaciones Montecarlo y de N cuerpos, variando las condiciones iniciales y combinándolas con mecanismos dinámicos que alteran la estructura y masa del CG con el tiempo. Para el rango de condiciones iniciales que consideraron, sus resultados son consistentes con una fracción primordial universal de binarias de $\approx 10\%$ y la IMF de [Kroupa \(2001\)](#).

Un modelo utilizado para representar la distribución en el espacio de fases de las estrellas

en un CG es el de [Plummer \(1911\)](#), que básicamente describe un sistema con una alta densidad de estrellas cerca del centro y una caída asintótica a cero para distancias grandes. La densidad de masa $\rho(r)$ del modelo, que se obtiene al resolver la ecuación de Lane-Emden con índice politrópico $n = 5$, es

$$\rho(r) = \frac{3Mb^2}{4\pi} \frac{1}{(b^2 + r^2)^{5/2}}, \quad (2.10)$$

donde M es la masa total del sistema y $b = (3M/4\pi\rho_c)^{1/3}$ es el parámetro de escala de Plummer, con ρ_c la densidad central. A partir de la Ec. 2.10 puede obtenerse una relación entre el parámetro b y el radio de mitad de masa $r_{M/2}$:

$$b = r_{M/2} \sqrt{2^{2/3} - 1}. \quad (2.11)$$

Al resolver la ecuación de Poisson en coordenadas esféricas con la densidad de la Ec. (2.10), se obtiene el potencial de Plummer,

$$\Phi = -\frac{GM}{\sqrt{r^2 + b^2}}, \quad (2.12)$$

que gobierna la dinámica de las estrellas del sistema.

Como mostramos brevemente en esta sección, los CG tienen edades que indican que su origen ocurrió en la EdR, una masa tal que habrían contenido una gran cantidad de estrellas de gran masa al inicio de su evolución, y una fracción de binarias que favorece la hipótesis de la existencia de poblaciones numerosas de BRX en ellos, lo que justifica su elección como objetos de estudio de la presente Tesis. Además, su densidad estelar hace frecuentes los encuentros que modifican la dinámica de las binarias, los cuales describiremos en la próxima sección.

2.3. Procesos de creación y destrucción de binarias

En la presente sección describimos brevemente los procesos que modifican la cantidad de binarias en un CG, o cambian su dinámica interna, y que son relevantes para nuestro trabajo. La discusión sigue la presentación del tema hecha por [Binney & Tremaine \(2008, Sec. 7.5.7\)](#). Debido a la alta densidad central, dentro de un CG las binarias pueden crearse, destruirse o modificarse mediante tres procesos: (1) interacción de tres estrellas individuales, (2) interacción inelástica de dos estrellas y (3) interacción entre una estrella y una binaria.

Una binaria no puede formarse a partir de un encuentro aislado entre dos masas puntuales, porque su movimiento relativo es siempre a lo largo de una hipérbola. Sin embargo, un encuentro entre tres estrellas (proceso 1) puede dejar a dos de ellas en una órbita kepleriana ligada. Llamando t_{relax} al tiempo de relajación, que se define como el tiempo para el cual las estrellas de un sistema se virializan, se tiene que el número total de binarias formadas por unidad de t_{relax} es

$$\frac{N t_{\text{relax}}}{t_3} \approx \frac{0.1}{N \ln N}, \quad (2.13)$$

donde t_3 es el tiempo necesario para que una estrella experimente un encuentro triple a una distancia suficientemente cercana. Para $N \gg 10$, y por lo tanto para cualquier CG, la tasa de formación por este proceso es despreciable.

En sistemas estelares densos debemos considerar que las estrellas no son objetos puntuales. Dos estrellas pueden acercarse lo suficiente como para ejercer fuerzas de marea una sobre la otra, o sufrir una colisión física (proceso 2). La disipación de energía reduce en este caso la energía cinética del sistema y puede conducir a la formación de una binaria. Para sistemas tales como los CG, en los cuales la velocidad de escape de objetos individuales es mucho mayor que la dispersión de velocidades del sistema, la escala de tiempo característica en la que una estrella sufre una colisión o un encuentro inelástico es mucho mayor que el tiempo de relajación del sistema. De esta manera, la tasa de encuentros inelásticos es despreciable, y este proceso tampoco incide en el número de binarias del sistema.

Para comprender la física del proceso 3, consideremos un sistema estelar homogéneo compuesto de estrellas individuales (o de campo) y sistemas binarios, y por simplicidad supondremos que todas tienen la misma masa m . Supongamos que las estrellas de campo y las binarias tienen distribuciones maxwellianas de velocidades, con dispersiones σ y σ_b , respectivamente. Si hay equipartición de energía cinética entre las estrellas de campo y los CM de las binarias, entonces $\sigma_b = \sigma/\sqrt{2}$. La energía interna de la binaria (es decir, su energía total menos la energía cinética del movimiento del CM) es

$$E = \frac{1}{2}\mu V^2 - \frac{Gm^2}{r}, \quad (2.14)$$

donde $\mu = m/2$ es la masa reducida, y r y V la separación y la velocidad relativa entre las

2. Binarias X en cúmulos globulares

componentes, respectivamente. Una binaria se llama *débil* si su energía de ligadura $|E|$ es menor que la energía cinética media de las estrellas en el sistema ($|E|/m\sigma^2 < 1$) y *dura* en el caso contrario ($|E|/m\sigma^2 > 1$). En otras palabras, una binaria dura está fuertemente ligada, ya que la energía de las colisiones no es suficiente en general para desligarla.

La velocidad relativa inicial entre el CM de una binaria y una estrella de campo durante un encuentro cercano (proceso 3) es del orden de σ , que es mucho menor que la velocidad orbital en una binaria muy dura. Luego de una interacción muy compleja, como la de la Fig. 2.7, pueden emerger nuevamente una binaria y una estrella solitaria. Como resultado, la estrella expulsada tendrá típicamente una velocidad del orden de la velocidad orbital inicial de la binaria. Por conservación de la energía, la energía interna E de la binaria debe decrecer y $|E|$ aumentar, endureciendo así aún más a la binaria. Este resultado es parte de la *Ley de Heggie*: en promedio, debido a los encuentros entre binarias y estrellas solitarias dentro de un sistema estelar, las binarias duras se vuelven más duras (*hardening*) y las débiles, más débiles (*softening*) (Heggie, 1975; Hills, 1975).

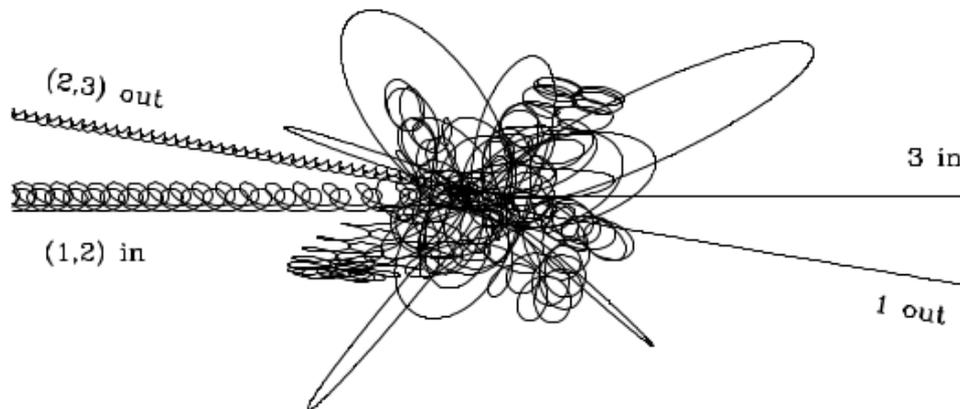


Figura 2.7. Interacción entre una binaria dura y una estrella de campo, las tres con la misma masa. Las órbitas están graficadas en el sistema CM. La binaria, conteniendo las estrellas 1 y 2, incide desde la izquierda, y la estrella de campo 3, desde la derecha. Luego de una complicada interacción, la estrella 1 escapa, dejando a las 2 y 3 como un nuevo sistema binario. Imagen tomada de Binney & Tremaine (2008).

El caso de las binarias duras es relevante para nuestro trabajo. La disminución de la energía interna implica una reducción de la distancia entre las componentes de la binaria. Esta a su vez conduce a una disminución en el tamaño de los lóbulos de Roche (Eggleton, 1983) lo cual favorece la acreción por parte del objeto compacto y, por tanto, aumenta la

probabilidad de que la binaria emita radiación X. Para este caso, la tasa de formación de binarias duras es (Binney & Tremaine, 2008)

$$C_h = 0.74 \frac{G^5 \rho^3 m^2}{\sigma^9}, \quad (2.15)$$

donde ρ es la densidad media del CG. Debido a que C_h crece con el cubo de la densidad media, se espera que este proceso sea relevante en los CG, resultando en una mayor cantidad de binarias duras en cúmulos más densos. Para los cúmulos más densos, como NGC 6681, con $\langle \sigma \rangle = 5.2 \text{ km/s}$, $\rho_c = 6.6 \times 10^5 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-3}$ y adoptando $m = 1 \text{ M}_\odot$ como un orden de magnitud para la masa media de las estrellas, obtenemos $C_h \sim 10^{-7} \text{ pc}^{-3} \text{ a}^{-1}$. Siendo el radio nuclear del orden de 2 pc, esto implica una tasa de formación de 1 binaria dura cada $\sim 10^6 \text{ a}$, lo que sugiere que este proceso podría ser relevante durante la evolución de las HMXB, de $\sim 10 - 100 \text{ Ma}$ de duración. Esta aproximación analítica utiliza un modelo sencillo, pero sus resultados justifican un análisis más detallado del problema, que llevaremos a cabo en esta Tesis mediante métodos numéricos.

Capítulo 3

Simulación de poblaciones de binarias X en CG

Como mencionamos en los capítulos anteriores, el objetivo de nuestro trabajo es cuantificar la evolución de las poblaciones de HMXB en CG. Esto requiere, por una parte, describir en todo instante la población de binarias de un cúmulo, incluyendo tanto las primordiales como aquellas creadas por procesos dinámicos, y teniendo en cuenta también que las mismas pueden modificar su estado dinámico y eventualmente ser destruidas. Por otra parte, para que una binaria sea una HMXB es necesario (pero no suficiente) que una de sus componentes haya colapsado, y que la otra tenga una masa superior a $2 M_{\odot}$. Además, la fase de HMXB solamente ocurre cuando se produce la acreción de materia desde la compañera sobre el objeto compacto, lo que requiere que las estrellas tengan una separación pequeña, y que la secundaria esté en una etapa evolutiva con un fuerte viento o que llene su lóbulo de Roche.

El problema implica, por lo tanto, conocer en todo instante las variables dinámicas de las estrellas (masas, posiciones y velocidades) y su estado evolutivo, tanto para las que componen las binarias como para las estrellas solitarias, porque estas intervienen en los procesos que modifican las características de las binarias. Para las binarias, además es necesario conocer su dinámica interna, dada en esencia por la separación de las componentes y la excentricidad de la órbita en cada instante. En el presente capítulo describimos el método utilizado para obtener las variables mencionadas, y el modelo para construir a partir de dichas variables una población simulada de HMXB, determinando en cualquier instante el número y luminosidad

de estos sistemas.

3.1. Dinámica de estrellas y binarias en un CG

Para cuantificar la evolución dinámica de las poblaciones de binarias en los CG es necesario integrar las ecuaciones de movimiento de todas las estrellas del sistema,

$$\ddot{\mathbf{r}}_i = -G \sum_{j=1; j \neq i}^N \frac{m_j (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^3} + \mathbf{F}_{\text{ext}}(\mathbf{r}_i), \quad (3.1)$$

donde \mathbf{r}_i y m_i son la posición y la masa de la estrella i , respectivamente, G es la constante de gravitación universal, N el número de estrellas del sistema, \mathbf{F}_{ext} es la aceleración gravitatoria debida a componentes externos al sistema y los puntos denotan la derivada respecto del tiempo t como es usual. Adoptando estas ecuaciones de movimiento realizamos dos hipótesis principales: que las interacciones dominantes entre las estrellas son solamente gravitatorias, y que las estrellas pueden ser consideradas objetos puntuales (partículas) en nuestro trabajo. Las ecuaciones no tienen en cuenta, entre otros, procesos inelásticos de interacción entre estrellas, ya que los mismos ocurren a una tasa despreciable en nuestro problema (Sec. 2.3).

Dadas las condiciones iniciales $m_i, \mathbf{r}_i, \mathbf{v}_i$ para la masa, posición y velocidad de cada estrella en algún instante t_0 , el conjunto de $3N$ ecuaciones diferenciales ordinarias acopladas de segundo orden 3.1 define las soluciones $\mathbf{r}_i(t)$ sobre el intervalo de tiempo $(-\infty, \infty)$. Dichas soluciones permiten obtener por lo tanto las variables necesarias para la construcción de las poblaciones de binarias en un CG. Para resolverlas implementamos simulaciones numéricas de N cuerpos. El uso de simulaciones se debe al hecho de que las interacciones dinámicas en los CG dan lugar a procesos no lineales, que no admiten una solución analítica para las variables que necesitamos en nuestro trabajo.

El código utilizado para realizar dichas simulaciones en esta Tesis es el NBODY6, que forma parte de la familia de códigos NBODY inicialmente desarrollada por [Aarseth \(1999\)](#). El mismo resuelve de manera eficiente el problema gravitacional de N cuerpos basado fundamentalmente en el método predictor–corrector, mejorado con los esquemas de integración de Hermite y de vecinos de Ahmad–Cohen. Utiliza pasos de tiempo individuales según las condiciones locales, y para los encuentros cercanos aplica la regularización de Kustaanheimo–Stiefel (KS; [Kustaanheimo et al., 1965](#)). En la presente sección comentamos de manera sucinta estos

algoritmos, siguiendo la descripción más detallada de [Aarseth \(2003\)](#) y [Aarseth et al. \(2008\)](#).

3.1.1. Método predictor–corrector y sus optimizaciones

La parte más costosa de una integración de N cuerpos es el cálculo del miembro derecho de la Ec. (3.1), que representa la aceleración \mathbf{F} que actúa sobre cada partícula. Esta fuerza varía de manera suave sobre la órbita de la partícula cuando el número de partículas del sistema es suficientemente grande, el cual es nuestro caso, ya que para un CG $N \sim 10^4 - 10^6$. El método predictor–corrector se basa en calcular para cada partícula y en cada paso de integración, una aproximación a la variación temporal de la aceleración en forma de polinomio, que permite una integración directa y sencilla de coordenadas y velocidades.

El primer paso consiste en obtener el *predictor* \mathbf{F}_t , para lo que se ajustan algunos valores de la aceleración en tiempos pasados con un polinomio. De esta manera es posible extender el intervalo de tiempo para avanzar en las ecuaciones de movimiento y, por tanto, reducir el número de evaluaciones de la aceleración. Dados los valores de \mathbf{F} en cuatro tiempos pasados sucesivos t_3, t_2, t_1, t_0 , con t_0 el más reciente, escribimos el polinomio de ajuste de cuarto grado para un tiempo t válido en cierto intervalo $[t_3, t_0 + \Delta t]$ como:

$$\mathbf{F}_t = \{[(\mathbf{D}^4(t - t_3) + \mathbf{D}^3)(t - t_2) + \mathbf{D}^2](t - t_1) + \mathbf{D}^1\}(t - t_0) + \mathbf{F}_0. \quad (3.2)$$

Aquí, \mathbf{D}^k con $1 \leq k \leq 3$ son las *diferencias divididas de Newton*, que es un método de interpolación polinómica; y \mathbf{D}^4 es el *corrector*. Dado que tenemos cuatro tiempos, las mismas son:

$$\mathbf{D}^k[t_0, t_k] = \frac{\mathbf{D}^{k-1}[t_0, t_{k-1}] - \mathbf{D}^{k-1}[t_1, t_k]}{t_0 - t_k}, \quad k = 1, 2, 3, \quad (3.3)$$

y $\mathbf{D}^0 = \mathbf{F}$. Los corchetes se refieren a los intervalos temporales apropiados, de tal manera que, por ejemplo, $\mathbf{D}^2[t_1, t_3]$ está evaluado entre t_1 y t_3 .

La conversión del polinomio de aceleración \mathbf{F}_t en una serie de Taylor provee expresiones simples para la integración de coordenadas y velocidades. Igualar términos de las sucesivas derivadas temporales de la Ec. 3.1 con su serie de Taylor equivalente y hacer $t = t_0$ conduce a las correspondientes derivadas de la fuerza:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{F}^{(1)} &= [(\mathbf{D}^4 t'_3 + \mathbf{D}^3) t'_2 + \mathbf{D}^2] t'_1 + \mathbf{D}^1, \\
 \mathbf{F}^{(2)} &= 2! [\mathbf{D}^4 (t'_1 t'_2 + t'_2 t'_3 + t'_1 t'_3) + \mathbf{D}^3 (t'_1 t'_2) + \mathbf{D}^2], \\
 \mathbf{F}^{(3)} &= 3! [\mathbf{D}^4 (t'_1 + t'_2 + t'_3) + \mathbf{D}^3], \\
 \mathbf{F}^{(4)} &= 4! \mathbf{D}^4,
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

donde $t'_k = t_0 - t_k$. El sistema de Ecs. (3.4), sin el término corrector \mathbf{D}^4 (aún desconocido) se utiliza para obtener las derivadas de las series de Taylor en $t = t_0$, y predecir la posición y velocidad de la partícula en $t_0 + \Delta t$. A partir de ellas es posible obtener \mathbf{D}^4 , y corregir la predicción original agregando los términos correspondientes en las Ecs. 3.4.

El esquema de Hermite incrementa la exactitud de la integración basado en los valores explícitos de \mathbf{F} y $\mathbf{F}^{(1)}$ incluyendo un corrector de mayor orden en la formulación polinomial, y compensa operaciones extra de obtención de la derivada de la aceleración. Además, el coeficiente en el término principal de error es significativamente más pequeño que en el de la representación polinomial.

El objetivo principal del esquema de Ahmad–Cohen es reducir el costo de evaluar la contribución a la aceleración de partículas distantes, combinando dos polinomios con diferentes escalas temporales. Se sustituye la suma sobre todas las partículas en la Ec. 3.1 por una suma sobre las n partículas más cercanas junto con una predicción de la contribución distante:

$$\mathbf{F}(t) = \sum_{j=1}^n \mathbf{F}_j + \mathbf{F}_d(t), \tag{3.5}$$

donde el primer término contiene las contribuciones de las n partículas vecinas más cercanas, y \mathbf{F}_d representa la contribución de los miembros distantes del sistema. La suma directa se efectúa sobre los vecinos en pasos de tiempo pequeños Δt_d , y se agrega la contribución predicha de las partículas distantes, con coeficientes de ajuste recalculados en una escala de tiempo más grande, Δt_d . Esto mejora el rendimiento siempre que $N \gg n$ y $\Delta t_d \gg \Delta t_n$.

3.1.2. Pasos de tiempo individuales

Es posible adoptar distintos pasos de tiempo para la integración según la densidad local del sistema estelar que se esté estudiando. Por ejemplo, para obtener cambios significativos

en los parámetros orbitales de una binaria débil en una región poco densa puede utilizarse un paso de tiempo más largo que para una binaria dura en el centro de un CG. El objetivo es asegurar la convergencia del polinomio \mathbf{F}_t con la menor cantidad posible de evaluaciones de la aceleración. Como todas las interacciones deben sumarse consistentemente en un método de integración directo, es necesario incluir predicciones de menor orden para las coordenadas de las demás partículas. El costo adicional del cálculo de dichas predicciones se compensa con el significativo ahorro general que producen, ya que permiten utilizar un amplio rango de pasos de tiempo.

Consideraciones generales de convergencia para las correspondientes series de Taylor (Ecs. 3.2) sugieren un paso de tiempo del estilo (Aarseth, 2003)

$$\Delta t = \left(\frac{\eta |\mathbf{F}|}{|\mathbf{F}^{(2)}|} \right)^{1/2}, \quad (3.6)$$

donde η es un parámetro adimensional de precisión, para el que se suele adoptar el valor 0.02. Tal expresión debería tener la propiedad de asegurar errores relativos similares de la aceleración. Además, dos partículas de diferentes masas interactuando fuertemente deberían tener pasos de tiempo muy similares. La experiencia indica que (Aarseth, 2003)

$$\Delta t = \left(\frac{\eta (|\mathbf{F}| |\mathbf{F}^{(2)}| + |\mathbf{F}^{(1)}|^2)}{|\mathbf{F}^{(1)}| |\mathbf{F}^{(3)}| + |\mathbf{F}^{(2)}|^2} \right)^{1/2}, \quad (3.7)$$

es una mejor opción: arroja un valor grande y bien definido cuando la fuerza es pequeña, como en el caso de una ligadura por fuerzas de marea; dos cuerpos con diferentes masas tenderán a tener pasos de tiempo similares durante encuentros cercanos, facilitando la toma de decisiones; y, finalmente, es independiente de la masa.

3.1.3. Regularización KS

Los encuentros cercanos crean configuraciones que consumen muchos recursos computacionales si se estudian con métodos directos. La ecuación de movimiento relativo para una binaria con estrellas de masas m_k, m_l y separación R está dada por

$$\ddot{\mathbf{R}} = -(m_k + m_l)\mathbf{R}/R^3 + \mathbf{F}_{kl}, \quad (3.8)$$

3. Simulación de poblaciones de binarias X en CG

donde $\mathbf{F}_{kl} = \mathbf{F}_k - \mathbf{F}_l$ es la perturbación externa. Para optimizar el problema se introduce la siguiente transformación diferencial para el tiempo:

$$dt = R^n d\tau \quad (3.9)$$

donde el exponente n puede tomar valores arbitrarios y τ recibe el nombre de *tiempo ficticio*. La sustitución de la segunda derivada temporal de la Ec. 3.9 en la Ec. 3.8 arroja la nueva ecuación de movimiento:

$$\mathbf{R}'' = nR' \mathbf{R}' / R - (m_k + m_l) \mathbf{R} / R^{3-2n} + R^{2n} \mathbf{F}_{kl}, \quad (3.10)$$

donde los valores primados una y dos veces indican las derivada primera y segunda respecto a τ , respectivamente. La elección clásica $n = 1$ (Sundman, 1913) reemplaza la singularidad R^{-2} por una expresión indeterminada, \mathbf{R}/R , que tiene un comportamiento mucho mejor para separaciones pequeñas. Kustaanheimo et al. (1965) resolvieron el problema con la transformación de coordenadas:

$$\mathbf{R} = \mathcal{L}(\mathbf{u})\mathbf{u}, \quad (3.11)$$

donde

$$\mathcal{L}(\mathbf{u}) = \begin{bmatrix} u_1 & -u_2 & -u_3 & u_4 \\ u_2 & u_1 & -u_4 & -u_3 \\ u_3 & u_4 & u_1 & u_2 \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

es la matriz de Levi-Civita, y se cumple

$$R = u_1^2 + u_2^2 + u_3^2 + u_4^2. \quad (3.13)$$

Las ecuaciones de movimiento relativo en las nuevas coordenadas se obtienen resolviendo el siguiente sistema:

$$\begin{aligned} \mathbf{u}'' &= \frac{1}{2} h \mathbf{u} + \frac{1}{2} \mathcal{L}^T \mathbf{F}_{kl}, \\ h' &= 2\mathbf{u}' \cdot \mathcal{L}^T \mathbf{F}_{kl}, \\ t' &= \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}; \end{aligned} \quad (3.14)$$

las velocidades relativas regularizadas se obtienen mediante

$$\mathbf{u}' = \frac{1}{2} \mathcal{L}^T(\mathbf{u}) \dot{\mathbf{R}}, \quad (3.15)$$

mientras que los valores físicos se recuperan con

$$\dot{\mathbf{R}} = 2\mathcal{L}(\mathbf{u})\mathbf{u}'/R. \quad (3.16)$$

El movimiento se describe completamente introduciendo el CM de la binaria como un miembro ficticio del sistema de N partículas y resolviendo sus ecuaciones de movimiento:

$$\ddot{\mathbf{r}}_{\text{CM}} = (m_k \mathbf{F}_k + m_l \mathbf{F}_l)/(m_k + m_l). \quad (3.17)$$

La evolución de las coordenadas individuales se obtiene combinando los movimientos de cada partícula del sistema:

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_k &= \mathbf{r}_{\text{CM}} + \mu \mathbf{R}/m_k \\ \mathbf{r}_l &= \mathbf{r}_{\text{CM}} + \mu \mathbf{R}/m_l, \end{aligned} \quad (3.18)$$

donde $\mu = m_k m_l / (m_k + m_l)$ es la masa reducida, mientras que las velocidades se obtienen por derivación.

Se define el paso de tiempo (ficticio) constante en términos de la frecuencia orbital como

$$\Delta\tau = \frac{\eta_U}{(2|h|)^{1/2}}, \quad (3.19)$$

donde $\eta_U/2\pi$ es una fracción especificada del período orbital físico, y h es la energía específica de dos cuerpos, que toma valores negativos para una binaria. Notar que este paso de tiempo disminuye en presencia de grandes perturbaciones.

En el código de N cuerpos, el criterio para determinar cuándo dos partículas deben ser tratadas con la regularización KS se basa en los siguientes dos parámetros, que definen un encuentro cercano:

$$R_{\text{cl}} = \frac{4r_{M/2}}{NC^{1/3}}, \quad \Delta t_{\text{cl}} = \beta \left(\frac{R_{\text{cl}}^3}{m} \right), \quad (3.20)$$

donde $r_{M/2}$ es el radio de mitad de masa, C es el contraste de densidad central y β es una constante adimensional determinada por experimentación. Si una partícula k satisface la

condición $\Delta t_k < \Delta t_{cl}$, se buscan y se guardan partículas vecinas dentro de una distancia $2R_{cl}$. Denotemos con l a la más cercana. El par k, l será regularizado si se cumple que $R_{kl} < R_{cl}$ (donde R_{kl} es la distancia entre las partículas k y l) y, en el caso de otras partículas cercanas j , la fuerza de dos cuerpos es dominante, lo cual requiere

$$(m_k + m_l)/R^2 > (m_l + m_j)/|\mathbf{r}_l - \mathbf{r}_j|^2. \quad (3.21)$$

El tratamiento de encuentros entre sistemas binarios y estrellas individuales se lleva a cabo mediante la regularización en cadena. La idea general del procedimiento, al igual que con la regularización KS, es evitar mediante un cambio de variables la divergencia numérica debida a la distancia muy pequeña entre las partículas, utilizando elementos de la regularización de tres cuerpos y la de Wheel–Spoke. Su descripción detallada excede los propósitos de la presente Tesis; el lector interesado puede consultar el trabajo de [Aarseth \(2003\)](#).

3.2. Simulación de un CG

De acuerdo a lo mencionado anteriormente, en este trabajo un modelo de CG simulado consiste en un conjunto de partículas que representan las estrellas individuales⁽ⁱ⁾. En un dado tiempo t , las partículas proveen las posiciones, velocidades y masas de las estrellas. En caso de que dos estrellas formen una binaria, el modelo incluye además la posición y velocidad del CM de la misma, y el semieje mayor de su órbita relativa. La simulación consiste en integrar las ecuaciones de movimiento de las partículas de acuerdo a los métodos descritos en las secciones precedentes, a partir de las propiedades del conjunto de partículas en el instante inicial t_0 (condiciones iniciales). Da como resultado las mismas propiedades en una serie creciente de K instantes t_k ($1 \leq k \leq K$), donde t_K es el instante final de la simulación. Un modelo simulado de CG requiere entonces crear, a partir de las propiedades físicas del cúmulo, el conjunto de masas, posiciones y velocidades que representan las condiciones iniciales. Describimos en esta sección la construcción de dicho modelo, estableciendo sus hipótesis e indicando cuáles son sus parámetros fijos y libres, y cómo adoptamos sus valores. Construimos específicamente

⁽ⁱ⁾Si bien al código implementado en esta Tesis, NBODY6, le fue incorporado una rutina de evolución estelar, la misma se encuentra desactualizada y no forma parte del desarrollo original, puramente dinámico. Por lo cual, optamos por desactivar la evolución estelar y aplicar nuestra propia receta para seleccionar cuáles binarias son HMXB, que se describe en la siguiente Sección (Sec. 3.3). Esto implica que en la evolución dinámica no tenemos en cuenta procesos de pérdida de masa, intercambio de masa, ni explosiones de SN.

un modelo fiducial con parámetros de un GC típico, NGC 104, que constituye la base a partir de la cual analizamos distintos escenarios dinámicos.

Definimos el número de estrellas N_{tot} del modelo a partir de la masa total M_{tot} del CG y de la IMF adoptada. El valor de M_{tot} es un parámetro libre de nuestro modelo; en el modelo fiducial adoptamos $M_{\text{tot}} = 4.79 \times 10^5 M_{\odot}$, que es la masa de NGC 104 según el catálogo de Harris (1996). Para la IMF, $\xi(m)$, elegimos la de Kroupa (2001) con rango de masas $m_{\text{inf}} < m < m_{\text{sup}}$ (Ec. 2.9; $m_{\text{inf}} = 0.1 M_{\odot}$ y $m_{\text{sup}} = 100 M_{\odot}$ en el modelo fiducial), porque representa bien las observaciones de las masas estelares en los CG, como mencionamos en la Sec. 2.2. Podemos entonces calcular el número total de estrellas N_{tot} de la siguiente manera:

$$N_{\text{tot}} = M_{\text{tot}} \left(\int_{m_{\text{inf}}}^{m_{\text{sup}}} m \xi(m) dm \right)^{-1}. \quad (3.22)$$

Para el modelo fiducial, el resultado es $N_{\text{tot}} \approx 4 \times 10^7$. Este valor implica un alto costo computacional para simular el sistema completo. A partir de simulaciones de prueba con 1000 partículas, estimamos que una simulación con 4×10^7 partículas tardaría meses, lo cual es prohibitivo para el presente trabajo. Para solucionar este problema, notamos que solamente nos interesan las estrellas con masa superior al límite inferior para la compañera de una HMXB, m_{HMXB} , porque sólo estas tienen posibilidad de integrar una HMXB. Optamos entonces por simular una distribución de masas con límite inferior $m_{\text{lim}} = m_{\text{HMXB}}$ y reemplazar las de menor masa por un potencial externo que nos permita calcular su atracción gravitatoria media sobre las primeras. Elegimos un modelo de Plummer (ver Ec. 2.12) para este potencial, porque describe bien la distribución de masa de un CG. Para ello calculamos el número $N_{m > m_{\text{HMXB}}}$ de estrellas con $m > m_{\text{HMXB}}$:

$$N_{m > m_{\text{HMXB}}} = N_{\text{tot}} \int_{m_{\text{HMXB}}}^{m_{\text{sup}}} \xi(m) dm, \quad (3.23)$$

que para el modelo fiducial, con $m_{\text{HMXB}} = 7 M_{\odot}$, da $N_{m > 7 M_{\odot}} = 7266$, un número aceptable en términos del tiempo computacional requerido. El potencial de Plummer representa entonces la fracción de masa en estrellas de menos de $7 M_{\odot}$,

$$f_{\text{Plummer}} = \frac{M_{\text{Plummer}}}{M_{\text{tot}}} = \frac{\int_{m_{\text{inf}}}^{m_{\text{lim}}} m \xi(m) dm}{\int_{m_{\text{inf}}}^{m_{\text{sup}}} m \xi(m) dm}, \quad (3.24)$$

3. Simulación de poblaciones de binarias X en CG

que para el modelo fiducial resulta en $f_{\text{Plummer}} = 0.74$. De esta manera, nuestra simulación fiducial es de $N = 7266$ partículas con masas $7 M_{\odot} < m < 100 M_{\odot}$ y un potencial de Plummer con el 74 % de la masa total del sistema, es decir, $3.53 \times 10^5 M_{\odot}$. En la Ec. 3.1, este potencial está representado por $\mathbf{F}_{\text{ext}}(\mathbf{r})$ que, al no depender del tiempo ni de las velocidades, no afecta los algoritmos de cálculo de la fuerza gravitatoria debida a las N partículas simuladas.

Finalmente, es necesario determinar cuáles de las partículas simuladas se encuentran inicialmente en sistemas binarios. Dada una fracción primordial de binarias f_{bin} (número de sistemas binarios dividido número total de sistemas binarios más estrellas individuales), la cantidad de binarias es $f_{\text{bin}} N_{\text{tot}} / (1 + f_{\text{bin}})$. Basándonos en los trabajos previos de Leigh et al. (2013), tomamos para el modelo fiducial como fracción de binarias primordiales el 10 % del total. En este modelo con $N = 7266$ estrellas, esto implica tener $N_s = 5946$ estrellas individuales y $N_b = 1320$ en sistemas binarios (660 sistemas binarios).

Asignamos la masa de cada partícula mediante un muestreo aleatorio de la función $\xi(m)$ con $m > m_{\text{HMXB}}$ (Fig. 3.1), mientras que obtenemos las posiciones y velocidades de las mismas muestreando la función de distribución de Plummer, Ec. (2.12) (Fig. 3.2). Para este último paso es necesario adoptar un valor para el parámetro de escala b , que debe ser el mismo tanto para la distribución de posiciones de las N partículas, como para el potencial externo generado por las de pequeña masa. En el modelo fiducial utilizamos $b = 2.67 \text{ pc}$, que corresponde al radio mitad de masa extraído de Harris (1996). En el caso de las binarias, muestreamos las posiciones y velocidades de los CM de acuerdo a la distribución de Plummer, y los semiejes mayores de sus órbitas de una distribución logarítmica en el rango $[5 \times 10^{-4}, 5 \times 10^{-6}] r_{M/2}$. Las excentricidades e , por su parte, fueron generadas a partir de una distribución “termalizada” (es decir, e^2 distribuido uniformemente).

La implementación del potencial de Plummer para representar las estrellas de pequeña masa nos permite disminuir el costo computacional, pero impide estudiar las interacciones entre estas y las de gran masa. Esto no afecta significativamente nuestros resultados, si consideramos que la interacción dominante es el proceso 3 descrito en la Sec. 2.3. En los casos en que este implica un intercambio de componentes entre la binaria y la estrella solitaria, al incidir una estrella de pequeña masa sobre una binaria de gran masa el resultado sería siempre una binaria de pequeña masa, que ya mencionamos que no es de nuestro interés. En el caso en que no haya intercambio de componentes, la transferencia de energía entre el

sistema binario y la estrella individual sería del orden de la energía cinética de esta última. Entonces el mencionado proceso no afectaría significativamente a la binaria ya que, al ser dura y de gran masa, su energía orbital es mucho mayor que la energía cinética de la estrella individual de pequeña masa.

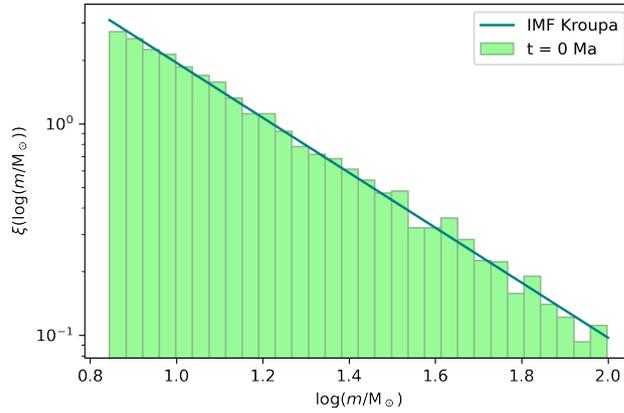


Figura 3.1. Distribución de las masas de las $N = 7266$ partículas simuladas (barras) del cúmulo fiducial, junto con la IMF de Kroupa (2001, línea continua).

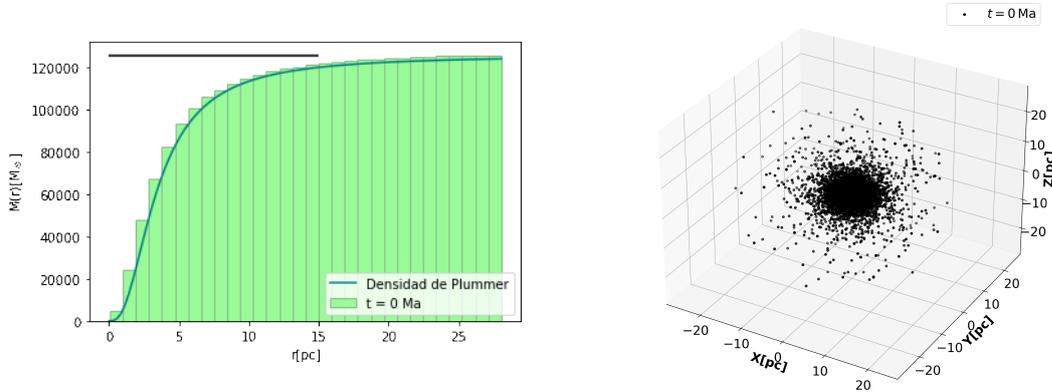


Figura 3.2. *Izquierda:* Distribución acumulada de masa en $t = 0$ Ma obtenida con las condiciones iniciales (barras), superpuesta con la densidad de Plummer de parámetro $b = 2.67$ pc (línea continua). La línea horizontal indica la masa total del CG simulado, donde la masa media de las partículas, obtenida a partir de la IMF, es $m = 17.22 M_{\odot}$. *Derecha:* Distribución espacial inicial de las $N = 7266$ partículas simuladas.

Otros parámetros de interés que deben suministrarse al código NBODY6 para la simulación de un CG son la cantidad máxima de partículas vecinas, el tiempo total de integración y el paso de tiempo entre las salidas. El primero de los parámetros mencionados, n , que

utilizamos para la implementación del esquema de Ahmad–Cohen, es típicamente $2\sqrt{N_s + N_b}$ (Aarseth, 2003) por lo cual para el modelo fiducial tenemos $n = 162$. En cuanto al siguiente parámetro, en la Sec. 2.1.2 mencionamos los resultados de Shtykovskiy & Gilfanov (2007), quienes encuentran que las poblaciones de HMXB emiten entre 10 – 100 Ma. Por lo tanto adoptamos para la duración de la simulación $t_{\text{total}} = 0.1$ Ga. El último es el paso de tiempo entre las salidas en las que se guarda el estado del sistema (posiciones, velocidades, etc.), que adoptamos como $\Delta t = 1$ Ma.

3.3. Agregando binarias X

El modelo descrito hasta ahora solamente da la población de binarias del cúmulo. Para construir la población de HMXB simuladas determinamos cuáles binarias se encuentran en esta etapa mediante una receta sencilla basada en sus principales características. En nuestro modelo a primer orden consideramos despreciable el intervalo de tiempo entre la finalización de la secuencia principal y el colapso, debido a que los tiempos evolutivos de las estrellas de gran masa son muy cortos. Basados en esta misma hipótesis, la estrella secundaria cederá masa al objeto compacto el tiempo que dure su etapa de secuencia principal. Por último, no diferenciamos los objetos compactos entre agujeros negros y estrellas de neutrones.

En primer lugar, para que un sistema binario sea una HMXB debe haber transcurrido el tiempo suficiente para que la componente principal se encuentre colapsada, pero no exceder la escala evolutiva de colapso de la secundaria. Para ello, necesitamos una relación entre la masa de la estrella progenitora y el tiempo que le lleva colapsar (i.e. en nuestro modelo, el tiempo que le lleva salir de la secuencia principal). Spera et al. (2015) reportan una relación entre la masa de las estrellas en la ZAMS y el tiempo de salida de la secuencia principal, mediante la implementación de simulaciones numéricas de estrellas de gran masa con un rango de bajas metalicidades. El rango de masas que consideran es $M = 10 - 110M_{\odot}$, y la metalicidad más baja $Z = 2.0 \times 10^{-4}$ (ver Fig. 3.3). Para completar el espectro de masas que exploramos en cada una de nuestras simulaciones, tomamos la relación estimativa entre la masa estelar y el tiempo de vida en la secuencia principal de Clayton (1968) mencionada en la Sec. 2.1.2.

Si la componente primaria finalizó su vida en la secuencia principal y la secundaria no, el siguiente paso es determinar la masa remanente de la primaria M_{rem} , que nos permitirá luego

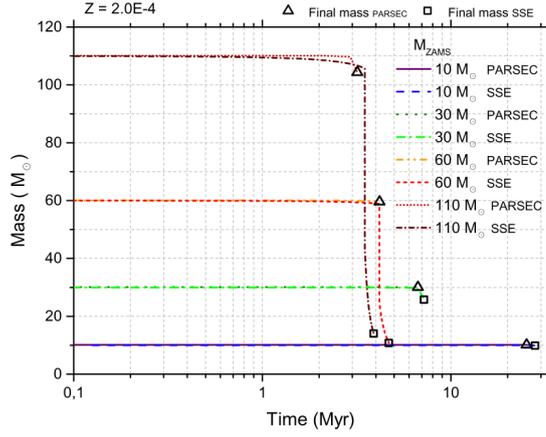


Figura 3.3. Relación entre la masa de una estrella en la ZAMS y su tiempo de finalización en la secuencia principal. Imagen tomada de [Spera et al. \(2015\)](#).

estimar la luminosidad en rayos X de la HMXB. Aplicamos la fórmula de ajuste derivada por [Spera et al. \(2015\)](#) para la metalicidad $Z = 2.0 \times 10^{-4}$:

$$M_{\text{rem}} = \begin{cases} 1.4M_{\odot}, & \text{si } 7 \lesssim \frac{M_{\text{ZAMS}}}{M_{\odot}} \lesssim 13, \\ 0.170M_{\text{ZAMS}} - 0.882, & \text{si } 13 \lesssim \frac{M_{\text{ZAMS}}}{M_{\odot}} \lesssim 16, \\ \frac{0.041M_{\text{ZAMS}}^3 - 0.673M_{\text{ZAMS}}^2 + 2.18M_{\text{ZAMS}} + 0.361}{0.952M_{\text{ZAMS}} + 0.15}, & \text{si } 16 \lesssim \frac{M_{\text{ZAMS}}}{M_{\odot}} \lesssim 27, \\ \frac{0.0563M_{\text{ZAMS}}^3 - 1.10M_{\text{ZAMS}}^2 + 2.49M_{\text{ZAMS}} + 0.318}{0.952M_{\text{ZAMS}} + 0.15}, & \text{si } 27 \lesssim \frac{M_{\text{ZAMS}}}{M_{\odot}} \lesssim 36, \\ 0.952M_{\text{ZAMS}} + 1.45, & \text{si } 36 \geq \frac{M_{\text{ZAMS}}}{M_{\odot}}. \end{cases} \quad (3.25)$$

La última condición que deben cumplir los sistemas binarios de nuestro modelo para clasificarlos como HMXB es que el período orbital tenga un valor máximo de 300 días. Este criterio se basa en los datos orbitales de una población de aproximadamente 100 HMXB del catálogo de [Liu et al. \(2006\)](#).

En caso de que una binaria simulada cumpla las condiciones anteriores, calculamos su luminosidad X como

$$L_X = \eta L_{\text{Edd}} = 1.3 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1} \eta \frac{M_{\text{rem}}}{M_{\odot}}, \quad (3.26)$$

donde $\eta = 0.1$ es la eficiencia radiativa típica del proceso de acreción. Finalmente, contando las binarias simuladas individuales en cada instante calculamos el tamaño de la población, mientras que sumando las luminosidades de las mismas obtenemos la luminosidad total del

3. Simulación de poblaciones de binarias X en CG

cúmulo en rayos X. La integral temporal de esta última nos permite determinar la energía total emitida por la población durante toda su vida.

Capítulo 4

BRX en un cúmulo típico

Como mencionamos en el Cap. 3, en primer lugar simulamos la evolución de la población de binarias del cúmulo fiducial (los parámetros se encuentran en la Tabla 4.1). Este escenario representa un cúmulo masivo y compacto, similar a NGC 104. La elección de este cúmulo se debe a que dichas características aumentan la probabilidad de encuentros en los que la población de binarias pueda sufrir modificaciones.

	Fiducial	1	2
Cúmulo	NGC 104	NGC 2808	NGC 2808
IMF	Kroupa	Kroupa	Kroupa
m_{inf}	$0.01 M_{\odot}$	$0.01 M_{\odot}$	$0.01 M_{\odot}$
m_{sup}	$100 M_{\odot}$	$100 M_{\odot}$	$100 M_{\odot}$
m_{lim}	$7 M_{\odot}$	$7 M_{\odot}$	$5 M_{\odot}$
b	2.67 pc	1.57 pc	1.57 pc
M_{tot}	$4.79 \times 10^5 M_{\odot}$	$4.70 \times 10^5 M_{\odot}$	$4.70 \times 10^5 M_{\odot}$
f_{Plummer}	0.74	0.74	0.69
N	7266	7134	11176
N_{bin}	660	648	1016
$\langle m_{*} \rangle$	$17.22 M_{\odot}$	$17.22 M_{\odot}$	$13.11 M_{\odot}$
t_{total}	100 Ma	100 Ma	100 Ma
$\Delta t_{\text{inicial}}$	1 Ma	1 Ma	1 Ma

Tabla 4.1. Valores de los parámetros para los distintos escenarios en nuestro modelo. Aquellos referidos a características físicas, M_{tot} y b , fueron derivados de las magnitudes absolutas y los radios que incluyen la mitad de la luz, respectivamente (Harris, 1996), suponiendo una relación masa–luminosidad igual a $1 M_{\odot} L_{\odot}^{-1}$. El escenario fiducial corresponde a un cúmulo con las características de NGC 104.

4.1. Población de binarias

La Fig. 4.1 muestra la evolución del número total de binarias en el cúmulo, durante los 100 Ma que dura la simulación. Observamos que el tamaño de la población decrece en general en forma monótona, con pequeños aumentos temporales. Deducimos entonces que, en este cúmulo, el proceso dominante es la destrucción de binarias débilmente ligadas por encuentros con estrellas individuales. El efecto global del proceso es leve, ya que luego de 100 Ma apenas desaparece aproximadamente el 7% de las binarias. Los breves períodos de aumento de la población pueden deberse a la formación temporal de binarias muy débilmente ligadas, que puede ser real o por efectos numéricos debidos a la no conservación estricta de la energía de los sistemas. En cualquiera de ambos casos, dicho efecto no afecta la tendencia global del decrecimiento de la población, por lo que no profundizaremos en sus causas en este trabajo.

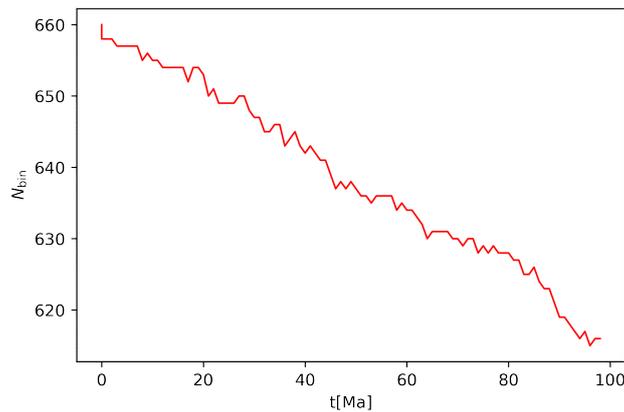


Figura 4.1. Evolución temporal de la cantidad de binarias para el escenario fiducial.

La Fig. 4.2 muestra la distribución de períodos de todas las binarias del cúmulo, y su evolución temporal. Observamos claramente que a medida que avanza el tiempo, la distribución contiene más sistemas con períodos grandes ($\geq 10^5$ días) respecto a los considerados en el instante inicial. Debido a que el comportamiento global de la evolución dinámica arroja que en general no se forman nuevos sistemas binarios, un aumento en binarias de largo período debe estar acompañado necesariamente de una disminución en la cantidad de sistemas con período más corto, como puede observarse para la población de binarias con períodos de 10^3 – 10^5 días. En la misma Fig. 4.2 puede observarse que esta disminución no afecta a las binarias con períodos menores a aproximadamente 10^3 días. Por lo tanto, efectivamente existen bina-

rias que disminuyen su energía de ligadura, tal como indica la Ley de Heggie, y si bien no se observa el efecto del endurecimiento de las binarias más fuertemente ligadas con un aumento de períodos cortos, estas últimas no aumentan su período con el paso del tiempo. La Fig. 4.3 ilustra este mismo punto pero con la distribución de semiejes y su evolución temporal. Los sistemas binarios que se suavizan son aquellos con semiejes mayores a 10 au. Una posible causa de la ausencia de endurecimiento es que el cúmulo fiducial no sea lo suficientemente denso. Exploraremos este punto al comparar los resultados de este escenario con los obtenidos para los escenarios 1 y 2.

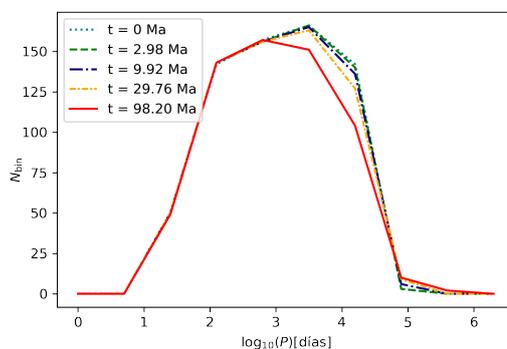


Figura 4.2. Efecto del *softening* (según lo hemos definido en la Sec. 2.3) en los períodos para el escenario fiducial.

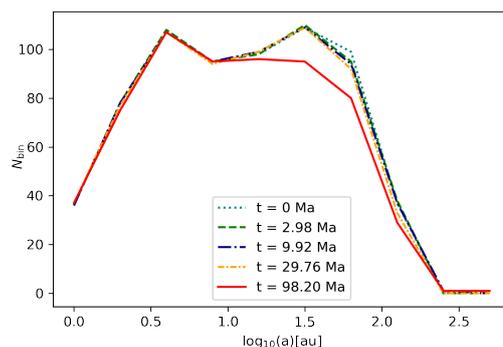


Figura 4.3. Efecto del *softening* en los semiejes para el escenario fiducial.

4.2. Población de HMXB

La población de HMXB del escenario fiducial se obtiene aplicando la prescripción descrita en la Sec. 3.3 a la población total de binarias. Encontramos que la etapa evolutiva HMXB

4. BRX en un cúmulo típico

se encuentra durante el período $\sim 5 - 32$ Ma, consistente con lo mencionado en la Sec. 2.1.4. Para descartar la posibilidad de que el aumento en la cantidad de HMXB en función del tiempo se deba a algún efecto dinámico indetectable en el análisis anterior sobre la población total de binarias, aplicamos la misma prescripción eliminando artificialmente la evolución dinámica. Para ello aplicamos el criterio para clasificar HMXB contemplando únicamente las condiciones evolutivas sobre ambas componentes en distintos instantes, pero manteniendo siempre las condiciones dinámicas iniciales.

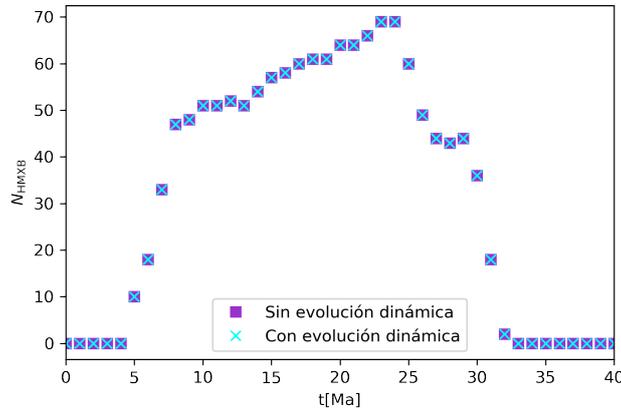


Figura 4.4. Evolución temporal de la cantidad de HMXB para el escenario fiducial.

Obtenemos que la evolución temporal para la cantidad de HMXB (N_{HMXB}) es la misma con y sin evolución dinámica, como se observa en la Fig. 4.4. Por lo tanto, en el caso fiducial este aumento en la población de HMXB se debe sólo a la evolución estelar.

A medida que transcurre el tiempo de la simulación, los sistemas binarios comienzan a formar HMXB. En el panel izquierdo de la Fig. 4.5 vemos que recién a partir de un tiempo mínimo $t \sim 5$ Ma las estrellas más masivas empiezan a colapsar. A estos eventos le siguen los colapsos de estrellas menos masivas, que representan una mayor fracción de la población como puede deducirse de la IMF de Kroupa. Por ello, la cantidad de HMXB de las distribuciones mostradas en la Fig. 4.5 aumenta con el tiempo. Luego de alcanzar un pico en $t \sim 17$ Ma, disminuye. Esta disminución se debe al colapso de la estrella secundaria y no a efectos dinámicos como el *softening*, ya que, como mencionamos, este último no afecta a la población de binarias con períodos menores a ≈ 1000 días. En el panel derecho de la Fig. 4.5 vemos que para $t \lesssim 17$ Ma la parte más masiva de la distribución de masas secundarias cumple la condición para formar HMXB; luego colapsarán y la HMXB de la cual formaban parte

ya no existirá. Hasta $t \lesssim 29$ Ma, se observa un aumento monótono en la distribución, sin la disminución observada para la de la estrella primaria.

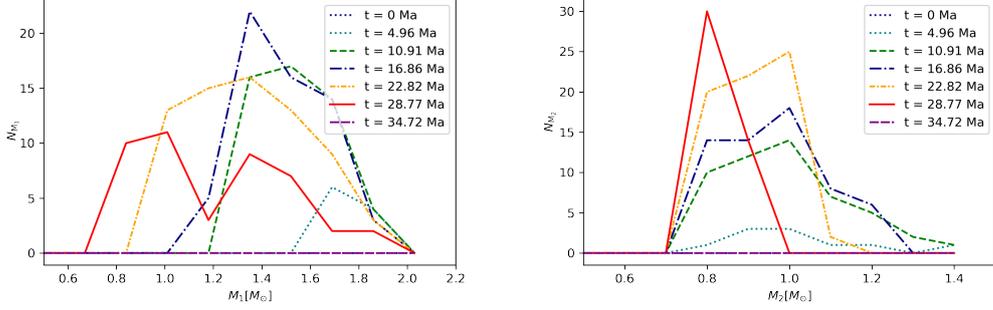


Figura 4.5. *Izquierda:* Distribución de masas de la estrella progenitora del objeto compacto en las HMXB simuladas. *Derecha:* Distribución de masas de la estrella secundaria en las HMXB simuladas. Ambas figuras corresponden al escenario fiducial.

En la Fig. 4.6 se muestran las distribuciones de semiejes y períodos de la población de HMXB en función del tiempo. La mayor parte de las HMXB tienen semiejes entre 1.5 y 4 au y períodos entre 60 y 250 días. Estos intervalos de valores típicos se mantienen durante todo el tiempo que la población de HMXB está presente. Un test χ^2 muestra que no puede descartarse la hipótesis de que en cualquier instante las distribuciones del logaritmo de los semiejes ($\log a$) sean uniformes, lo que correspondería a una ausencia tanto de sesgos producidos por la prescripción para las HMXB como por efectos dinámicos. Sin embargo, la baja cantidad de sistemas hace que este resultado deba tomarse con cautela. Observamos, por otra parte, una evolución en la normalización de las distribuciones, que refleja la variación del número total de HMXB.

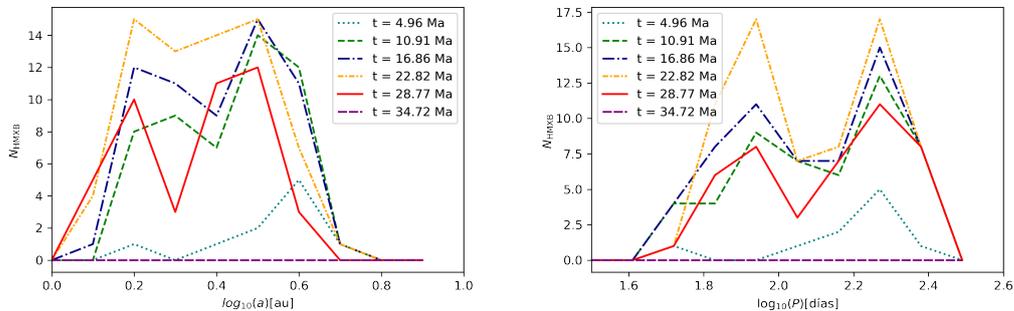


Figura 4.6. Semiejes de las HMXB para el cúmulo NGC 104 (izquierda) y sus períodos (derecha).

Finalmente, en la Fig. 4.7 se muestra la luminosidad total L_X de la población de HMXB

4. BRX en un cúmulo típico

en función del tiempo. Puede observarse que aproximadamente entre los 10 Ma y los 25 Ma la emisión X de la población es esencialmente constante, alcanzando un valor de $\approx 10^{40}$ erg s $^{-1}$. La energía total emitida en fotones X durante el tiempo que la población de HMXB está presente en el cúmulo es de $E_{\text{totX}} = 6.7 \times 10^{54}$ erg, obtenida al integrar L_X en el intervalo de tiempo mencionado, mediante la regla del trapecio compuesta.

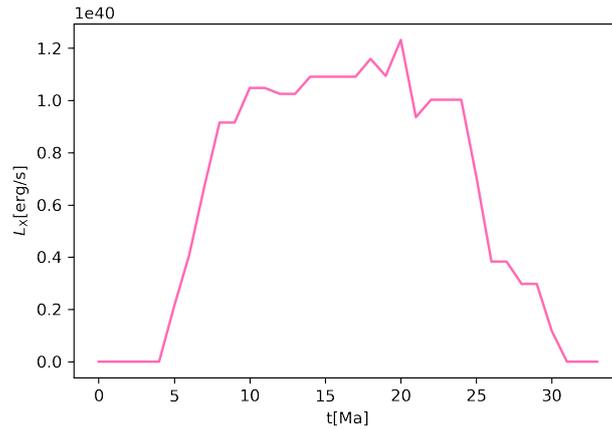


Figura 4.7. Evolución temporal de la luminosidad total de las HMXB para el escenario fiducial.

Capítulo 5

Efectos de densidad y estrellas de pequeña masa

Los resultados obtenidos muestran que el efecto de *hardening* de las binarias fuertemente ligadas descrito por la Ley de Heggie no es observable en la población de HMXB del escenario fiducial. Esto podría deberse a que la densidad de estrellas del cúmulo simulado no es lo suficientemente grande, a que el efecto ocurre entre la población de HMXB y la población de estrellas de pequeña masa no simuladas, o a que el mismo no ocurre en la población de HMXB. Por lo tanto, en el presente capítulo variamos la densidad del cúmulo y la cantidad de partículas simuladas (de modo de incluir estrellas de pequeña masa) respecto al escenario fiducial, para estudiar sus efectos dinámicos en la población de HMXB. Para ello elegimos modelar el cúmulo NGC 2808, ya que es más denso que NGC 104 pero tiene una masa similar. En la primera sección describiremos los resultados de la simulación cuando consideramos un límite inferior en la distribución inicial de masas de $m_{\text{HMXB}} = 7 M_{\odot}$, i.e. el mismo que en el caso fiducial (escenario 1). De este modo podemos analizar exclusivamente los efectos dinámicos del aumento en la densidad. En la segunda sección describimos los resultados de otra simulación de NGC 2808 pero con un límite inferior menor en la distribución de masas, $m_{\text{lim}} = 5 M_{\odot}$ (escenario 2). De esta manera incorporamos al análisis de los resultados una situación en la que hay más cantidad de partículas simuladas (equivalentemente, menor fracción de masa total representada en el potencial de Plummer externo), una fracción de las cuales representa estrellas de masa menor a la de las que integran una HMXB. Los parámetros

de estos dos escenarios pueden verse en la Tabla 4.1.

5.1. Efectos de densidad

La Fig. 5.1 muestra la evolución temporal de la fracción de binarias respecto al instante inicial en el escenario 1. La misma conduce a una pérdida de aproximadamente el 11 % de sistemas binarios primordiales. Este comportamiento no difiere significativamente del escenario fiducial.

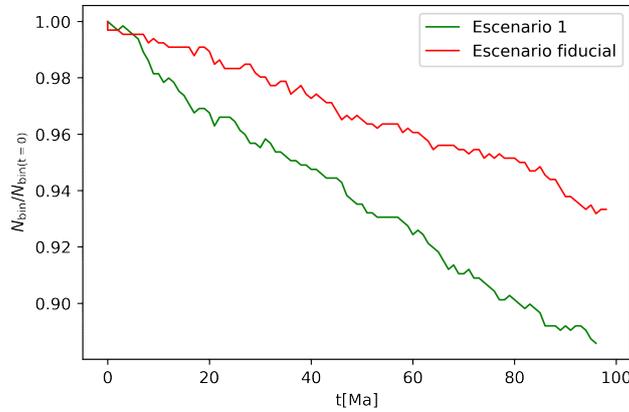


Figura 5.1. Evolución temporal de la fracción de binarias respecto al instante inicial en el modelo de NGC 2808 con $m_{\text{HMXB}} = 7 M_{\odot}$ (línea verde) junto con la de NGC 104 (línea roja).

En las Fig. 5.2 y 5.3 podemos ver que, a diferencia del caso fiducial, en el escenario 1 el *softening* afecta a los períodos y semiejes orbitales con valores mayores a aproximadamente 100 días y unas 4 au, respectivamente. Así, el *softening* podría influir en la evolución temporal de la población de HMXB, por ser el período de estas últimas $P < 300$ días. Las mismas figuras muestran que la escala de tiempo de este efecto, sin embargo, es del orden de 100 Ma, mayor que la que corresponde a la duración de la etapa de HMXB, por lo que esperamos que no tenga un impacto significativo.

El tiempo durante el cual se encuentran activas las HMXB en el escenario 1 no presenta variaciones apreciables respecto al escenario fiducial, como se observa en la Fig. 5.4. Por otro lado, hay un leve aumento en la cantidad de estos sistemas respecto al caso fiducial, que puede ser atribuible tanto a la mayor densidad del cúmulo como a fluctuaciones estadísticas. Una diferencia entre ambos experimentos es que la evolución temporal de N_{HMXB} no es idéntica con y sin evolución dinámica. Sin embargo, las diferencias relativas, al ser muy bajas, no

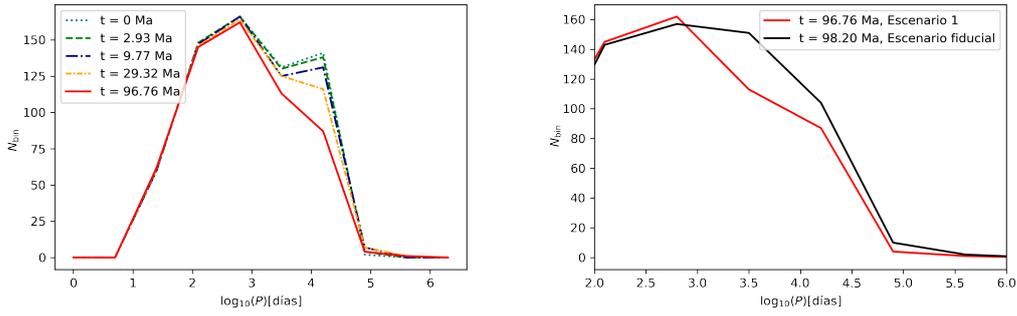


Figura 5.2. Efecto del *softening* en los períodos para el modelo de NGC 2808 (escenario 1). En el panel izquierdo se presenta la evolución temporal de la distribución de períodos, mientras que en el derecho se compara este efecto en el tiempo final del escenario 1 y el del fiducial.

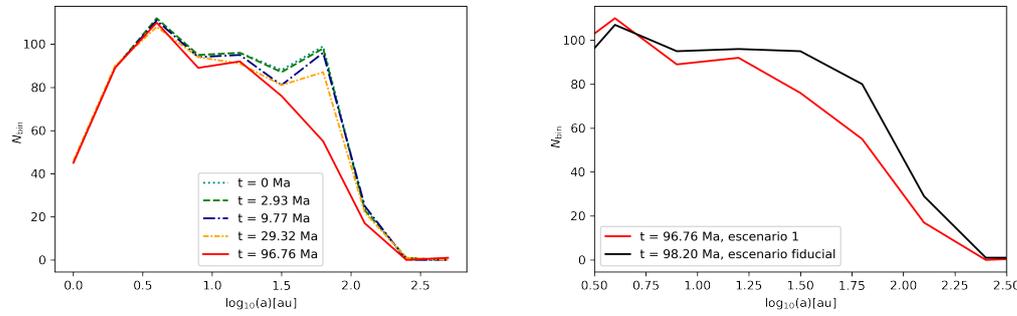


Figura 5.3. Efecto del *softening* en los semiejes para nuestro modelo del cúmulo NGC 2808 (escenario 1). En el panel izquierdo se presenta la evolución temporal de la distribución de semiejes, mientras que en el derecho se compara este efecto en el tiempo final del escenario 1 y el del fiducial.

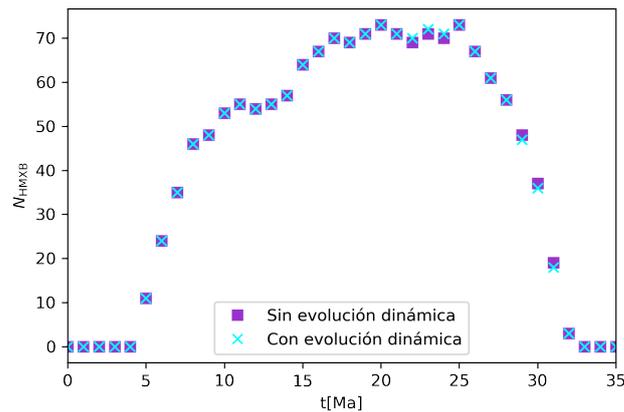


Figura 5.4. Evolución temporal de la cantidad de HMXB para el cúmulo simulado NGC 2808 con $m_{\text{lim}} = 7 M_{\odot}$.

nos permiten discernir si se deben efectivamente a efectos dinámicos al considerar una mayor cantidad de partículas simuladas o si corresponden a efectos numéricos como los mencionados

5. Efectos de densidad y estrellas de pequeña masa

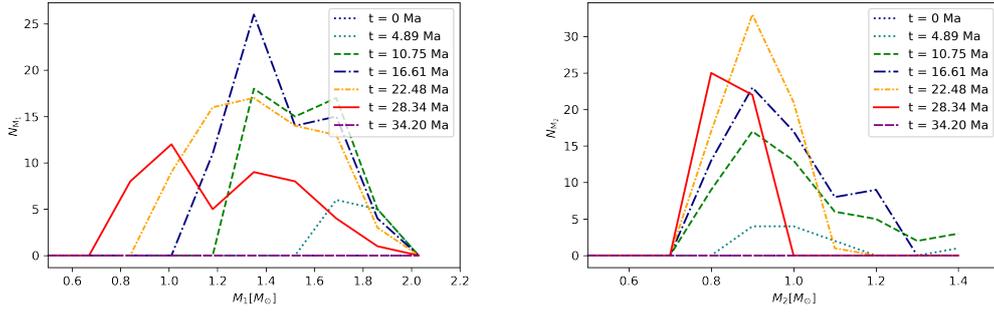


Figura 5.5. *Izquierda:* Distribución de masas de la estrella progenitora del objeto compacto. *Derecha:* Distribución de masas de la estrella secundaria. Ambas figuras corresponden al cúmulo simulado NGC 2808 con $m_{\text{lim}} = 7 M_{\odot}$.

en el capítulo anterior.

Las distribuciones de masa de ambas componentes de las HMXB son similares a las del escenario fiducial. En la distribución de masa de la estrella secundaria, en ambos casos se ve una tendencia a que los sistemas evolucionen hacia distribuciones con mayor cantidad de estrellas de menor masa.

Las distribuciones de semiejes y períodos de la población de HMXB en función del tiempo son similares a las del caso fiducial, como se ve en la Fig. 5.6. Este resultado, junto a la evolución temporal de la cantidad de HMXB, corrobora que el *softening* actuando sobre períodos y semiejes cortos a escalas de tiempo de aproximadamente 100 Ma no afecta a la población de HMXB simuladas.

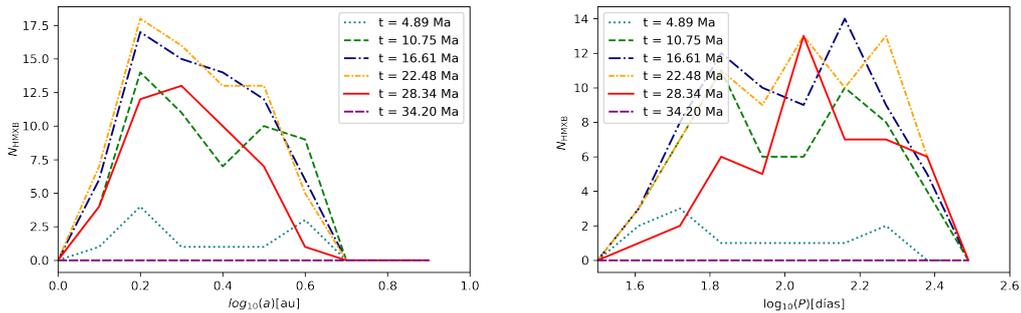


Figura 5.6. Distribución de semiejes de las HMXB (izquierda) y distribución de sus períodos, para NGC 2808 con $m_{\text{lim}} = 7 M_{\odot}$.

En la Fig. 5.7 se muestra la luminosidad total de la población de HMXB en función del tiempo. Al igual que en el caso fiducial, esta población se encuentra activa durante el intervalo $t \sim 5 - 30$ Ma, alcanzando un máximo de emisión del mismo orden de magnitud y emitiendo

de manera aproximadamente constante. La energía total emitida en fotones X durante el tiempo que la población de HMXB está presente en el cúmulo es de $E_{\text{totX}} = 9.13 \times 10^{54}$ erg. Este aumento en la luminosidad en comparación al caso fiducial, que no llega a ser de un orden de magnitud, se debe al aumento en la cantidad de HMXB que se señaló anteriormente.

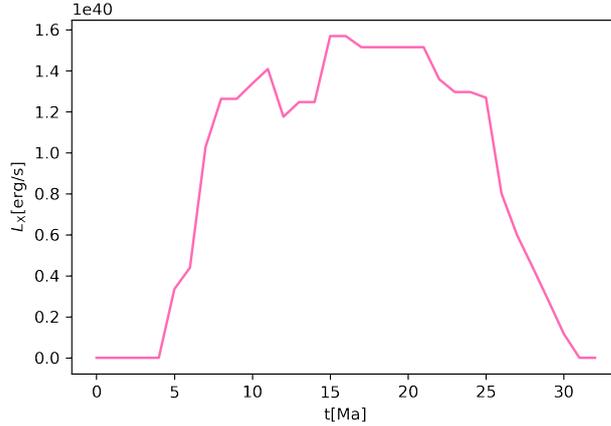


Figura 5.7. Evolución temporal de la luminosidad total de las HMXB para el escenario 1.

5.2. Efecto de estrellas de pequeña masa

En esta sección analizamos el efecto de estrellas de pequeña masa sobre los resultados discutidos en los casos anteriores. En este caso, el escenario representa nuevamente al cúmulo NGC 2808, pero esta vez con un límite inferior de $m_{\text{lim}} = 5 M_{\odot}$ para las partículas simuladas. En la Tabla 4.1 se muestran los valores de los parámetros utilizados.

La Fig. 5.8 muestra que en este escenario, así como en el caso fiducial, la fracción de binarias respecto al instante inicial decrece en función del tiempo. Sin embargo, en este caso se pierden 15% de las binarias primordiales, es decir, el doble que en el escenario fiducial. Esto puede explicarse mediante la Ley de Heggie: como consecuencia de la mayor densidad y cantidad de partículas simuladas, la probabilidad de encuentros cercanos entre partículas es mayor; al mismo tiempo, las partículas simuladas menos masivas forman sistemas binarios con baja energía de ligadura (ver Ec. 2.14), por lo que son más propensas a destruirse por procesos dinámicos.

En la Fig. 5.9 podemos observar que, al igual que en el escenario 1, el *softening* afecta a binarias de períodos más cortos que en el caso fiducial. En la Fig. 5.10 vemos que los sistemas

5. Efectos de densidad y estrellas de pequeña masa

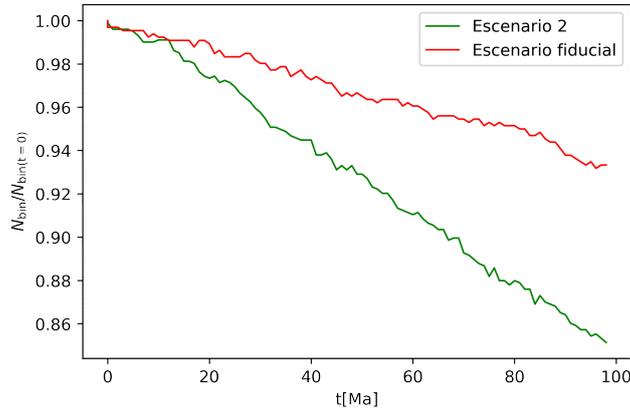


Figura 5.8. Evolución temporal de la fracción de binarias respecto al instante inicial en el modelo de NGC 2808 con $m_{\text{HMXB}} = 5 M_{\odot}$ (línea verde) junto con la de NGC 104 (línea roja).

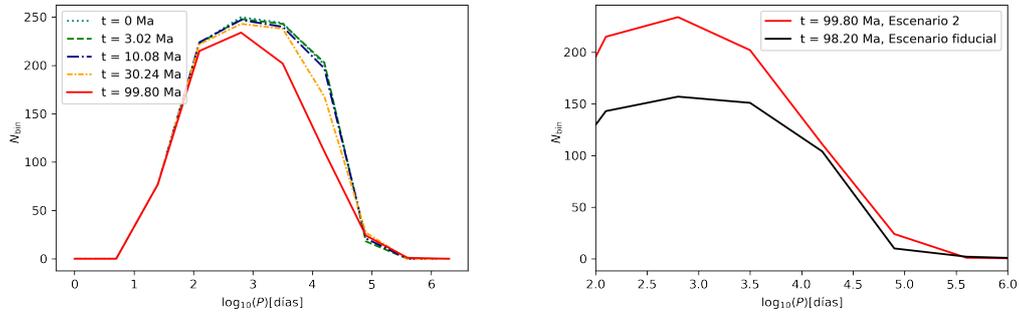


Figura 5.9. Efecto del *softening* en los períodos para el modelo de NGC 2808 (escenario 2). En el panel izquierdo se presenta la evolución temporal de la distribución de períodos, mientras que en el derecho se compara este efecto en el tiempo final del escenario 2 y el del fiducial.

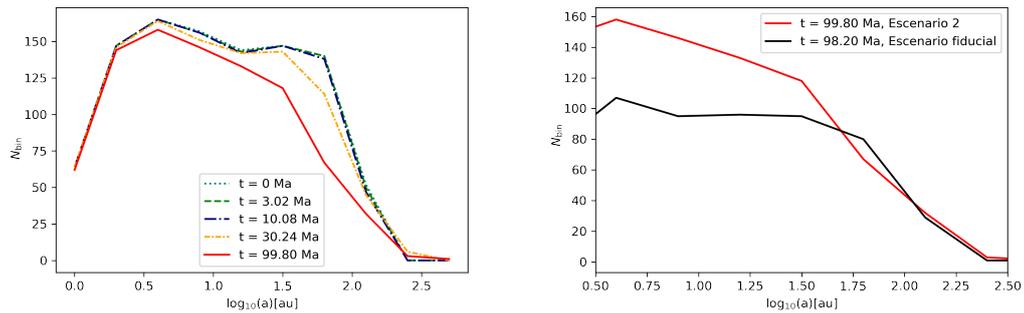


Figura 5.10. Efecto del *softening* en los períodos para el modelo de NGC 2808 (escenario 1). En el panel izquierdo se presenta la evolución temporal de la distribución de semiejes, mientras que en el derecho se compara este efecto en el tiempo final del escenario 1 y el del fiducial.

binarios que se vuelven menos ligados son aquellos con períodos y semiejes orbitales mayores a aproximadamente 10 días y unas 4 au, respectivamente. Este proceso comienza a observarse

alrededor de los 30Ma y es más pronunciado cerca del final de la simulación (100Ma), ya finalizada la etapa de HMXB.

En el escenario 2, el período durante el cual se encuentra presente la población de HMXB es el mismo que en el caso fiducial. Sin embargo, se observa una disminución considerable en la cantidad de estos sistemas, de aproximadamente 30%. Esto se debe a que la disminución de m_{lim} y el subsecuente aumento en el número de partículas simuladas aumenta la probabilidad de que los sistemas binarios generados primordialmente por el código sean con componentes de pequeña masa. Por otro lado, la evolución temporal con y sin evolución dinámica no presenta ninguna diferencia. Esto sugiere que las variaciones observadas en el escenario 1 son en realidad efectos numéricos y no una evolución física de la población de HMXB.

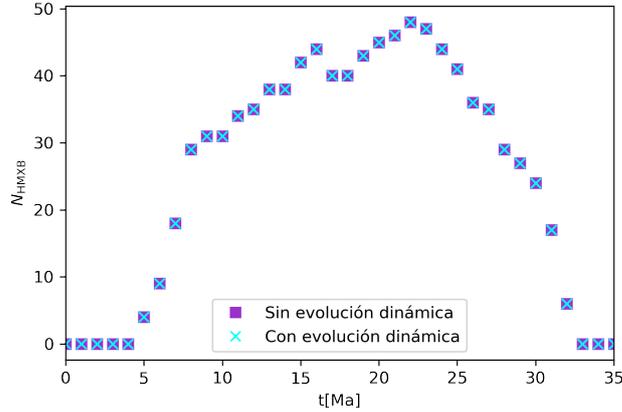


Figura 5.11. Evolución temporal de la cantidad de HMXBs para el escenario 2.

En la Fig. 5.12 se observa que las distribuciones de las masas de ambas componentes de los sistemas HMXB del escenario 2 se comportan de la misma manera que en el fiducial, como así también las de semiejes y períodos. Esto indica que la población de HMXB simuladas proviene en esencia de la población de binarias primordiales, y que no se ve demasiado afectada por efectos dinámicos.

La menor cantidad de HMXB conduce a una disminución en la luminosidad total de esta población, como vemos en la Fig. 5.14. El período de tiempo en el cual la población se encuentra emitiendo es el mismo que en los otros dos escenarios, pero en este caso la luminosidad crece a medida que envejece la población. El máximo de emisión, por otro lado, es un orden de magnitud menor que en el caso fiducial, y la energía total emitida en fotones X para este caso es $E_{\text{totX}} = 2.69 \times 10^{54}$ erg. Este resultado también se debe al aumento en

5. Efectos de densidad y estrellas de pequeña masa

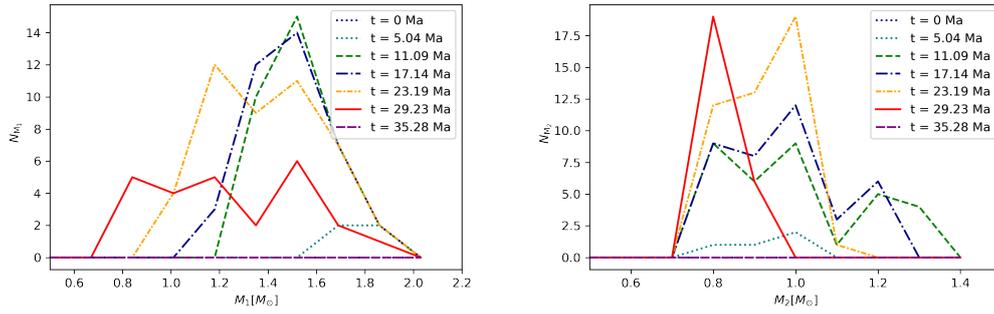


Figura 5.12. Distribución logarítmica de masas para la estrella progenitora del objeto compacto (izquierda) y para la estrella secundaria de los sistemas HMXB del escenario 2.

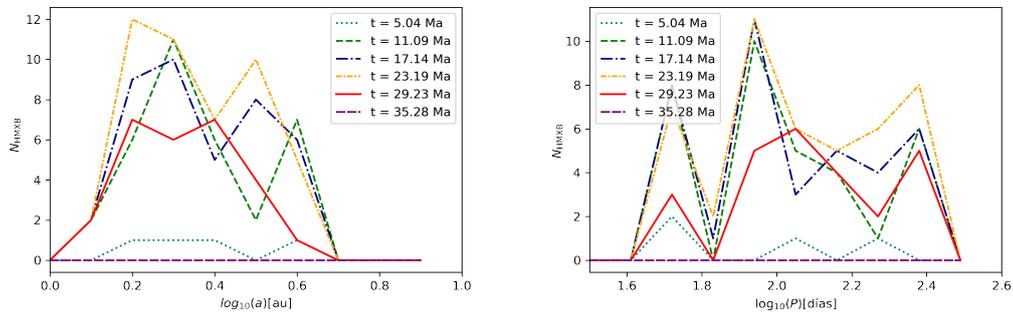


Figura 5.13. Distribución logarítmica de semillas de las HMXB (izquierda) y la de períodos (derecha) para el escenario 2.

la probabilidad de formar sistemas binarios primordiales de pequeña masa, ya que al mismo tiempo disminuye la probabilidad de formar sistemas binarios de gran masa, que son los que más energía emiten por unidad de tiempo.

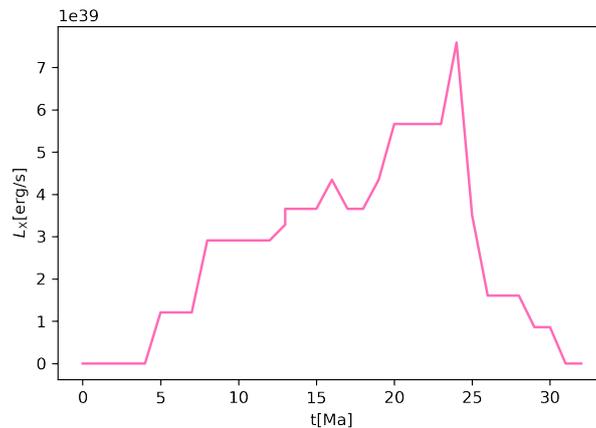


Figura 5.14. Evolución temporal de la luminosidad total de las HMXB para el escenario 2.

Capítulo 6

Conclusiones

En este trabajo exploramos los efectos de los procesos dinámicos propios de los CG que podrían modificar la población de binarias, con el objetivo de cuantificar la influencia de su emisión X en el IGM durante la EdR, proveniente de la población de HMXB presente en los CG. Implementamos simulaciones dinámicas de N cuerpos para construir modelos semiempíricos a partir de las principales características de dos CG con distinta densidad y similar masa (NGC 104 y NGC 2808, cuyos parámetros físicos los tomamos de [Harris 1996](#)), y seleccionamos las HMXB de la población de binarias primordiales aplicando un modelo simple para estos sistemas. Este último se basa en usar el tiempo de vida de las estrellas para seleccionar aquellos sistemas con objetos compactos como componente primaria, y en la restricción de los períodos orbitales y la masa de la componente secundaria de modo que resulten consistentes con los observados ([Liu et al., 2006](#)). Este modelo resulta ser consistente con el tiempo de vida de las HMXB reportado por [Shtykovskiy & Gilfanov \(2007\)](#). Nuestros resultados muestran que el *softening* opera desde el principio de la formación de los CG destruyendo las binarias con mayor período, y a medida que transcurre el tiempo afecta a binarias con períodos cada vez menores. El proceso de *hardening*, por otro lado, no se manifiesta durante el tiempo que duran nuestras simulaciones.

Dado que el presente trabajo es uno de los primeros en explorar la cuestión de las consecuencias de la acción dinámica de las estrellas de un cúmulo sobre la población de HMXB, el modelo que utilizamos es sencillo y solamente pretende capturar los rasgos principales del problema. En este sentido, nuestros resultados deben tomarse como preliminares. En particular, dado que analizamos el cambio en las propiedades de la población de HMXB al incluirse

6. Conclusiones

los efectos dinámicos que operan en un CG respecto del caso en que estos no están presentes, esperamos que nuestros resultados sean robustos ante cualquier cambio en el modelo que no modifique dichos efectos. Esto incluye cambios en las prescripciones de evolución estelar o de la luminosidad X de las BRX, entre otros. Quizás el más notable de estos efectos no incluidos en nuestro modelo es el impulso recibido por el objeto compacto en una explosión de supernova asimétrica, que puede desligar una binaria y por lo tanto reducir el número de sistemas HMXB en la población. Este efecto opera tanto en cúmulos como fuera de ellos, por lo tanto, si bien la no inclusión del mismo hace que el número de binarias de nuestras poblaciones y la luminosidad total de las poblaciones no sean robustos, la relación entre dichos números dentro y fuera de un CG sí lo son.

Por el contrario, un efecto importante que sí podría cambiar nuestros resultados es el de las interacciones de las HMXB con las estrellas de pequeña masa, no simuladas como partículas individuales debido a las limitaciones en los recursos computacionales. La interacción entre una estrella solitaria y una binaria puede dar lugar a la ionización del sistema (es decir, emergen tres estrellas solitarias), al intercambio estelar (la estrella de pequeña masa pasa a formar parte del sistema binario y se expulsa una de las originales), o al *hardening* de la binaria original sin modificar sus componentes (p. ej. [Binney & Tremaine, 2008](#)). Los primeros dos eliminarían directamente la binaria (en el segundo caso el resultado es siempre una LMXB), disminuyendo el tamaño de la población de HMXB. El tercer caso podría contribuir a formar nuevas HMXB a partir de sistemas de largos períodos que por efecto del *hardening* se vuelvan más ligados y por lo tanto aumente la probabilidad de acreción entre sus componentes. Un análisis cualitativo sugiere que este efecto debería ser menor porque la pequeña masa de la estrella solitaria junto con la menor velocidad de las estrellas del CG respecto de la velocidad orbital de las estrellas en una binaria fuertemente ligada, implica un intercambio de energía pequeño respecto de la energía de ligadura de la binaria. En cualquier caso, este último proceso amerita un análisis más profundo que está fuera del alcance de este trabajo, y que será realizado desarrollando futuros modelos mejorados.

A partir de nuestros resultados podemos concluir que la población de HMXB en un cúmulo no se modifica por los efectos dinámicos. Esto se debe principalmente a que el *softening* comienza a actuar sobre las binarias más blandas, y alcanza los períodos y semiejes típicos de las HMXB a los 100 Ma, excediendo los primeros 30 Ma de vida del CG en el cual se

encuentran activas. El *hardening*, por otra parte, no se manifiesta en estas escalas de tiempo. En el caso de las LMXB, sin embargo, la duración de la etapa como binaria X puede durar 100 – 1000 Ma, lo que hace que el *softening* pueda modificar el tamaño de su población. Por el mismo motivo, el proceso de *hardening* no observado en el caso de las HMXB podría tener un impacto significativo en las LMXB si se manifiesta sobre escalas de tiempo mayores a 100 Ma. Si bien las LMXB no son objeto de estudio de este trabajo debido a que no aportarían a la luminosidad X en la EdR, podría realizarse un trabajo similar a este para estudiar el *softening* y *hardening* sobre la población de LMXB. Las simulaciones necesarias, sin embargo, tienen un costo computacional mucho más alto que las del presente trabajo, dado que se debe tener en cuenta la población de estrellas de pequeña masa como partículas simuladas y no solamente su efecto como un potencial externo.

Como mencionamos anteriormente, nuestro modelo de HMXB tiene varias simplificaciones: consideramos que estos sistemas emiten de manera ininterrumpida durante el tiempo que cumplen las demás condiciones; restringimos el período máximo a un valor fijo, aunque en la realidad probablemente dependa de las masas y radios de las estrellas; calculamos la luminosidad como una fracción de la de Eddington, derivada de suponer un flujo estacionario y esféricamente simétrico; y, finalmente, para la evolución estelar de ambas componentes suponemos que las etapas post-secuencia principal duran un tiempo despreciable. Por lo tanto no esperamos que el tamaño de la población de HMXB simuladas y su luminosidad total sean comparables con las observaciones. Sin embargo, el cociente entre la evolución temporal del tamaño de la población con y sin efectos dinámicos nos permite afirmar que las HMXB evolucionan a partir de las binarias duras primordiales, es decir que no se ven incrementadas por procesos dinámicos de los CG. Por lo tanto, la luminosidad X de la población de HMXB no depende de si esta se formó en un CG o fuera de él.

El punto anterior sugiere que podemos estimar el tamaño de las poblaciones de HMXB en los CG comparando con observaciones las correspondientes poblaciones en galaxias del Universo local: debido a que en ellas la luminosidad de la población es proporcional a la tasa de formación estelar, la energía total emitida en rayos X es proporcional a la masa estelar de la galaxia, con la misma constante de proporcionalidad. Para nuestro modelo, $E_{\text{totX}}/M_{\text{tot}} \sim 10^{48} - 10^{49} \text{ erg } M_{\odot}^{-1}$, mientras que en el Universo local, [Inoue et al. \(2021\)](#) encuentran que $L_{\text{totX}}/\text{SFR} = 10^{38.8} \text{ erg s}^{-1} (M_{\odot} \text{ yr}^{-1})^{-1} \sim 10^{46} \text{ erg } M_{\odot}^{-1}$. [Douna et al. \(2015\)](#)

6. Conclusiones

obtienen que el tamaño de las poblaciones de HMXB por unidad de tasa de formación estelar es diez veces mayor en galaxias de baja metalicidad, por lo cual el valor correcto de comparación con los CG sería $L_{\text{totX}}/\text{SFR} \sim 10^{47} \text{ erg M}_{\odot}^{-1}$. Luego, nuestros resultados difieren en 1 – 2 órdenes de magnitud respecto a las observaciones. Esto puede atribuirse principalmente a que las HMXB no emiten todo el tiempo, y a que no todas las binarias que tomamos terminan en la realidad como HMXB (por ejemplo, pueden destruirse por impulsos producidos por explosiones de SN).

Otra consecuencia de nuestros resultados es que los trabajos que calculan el aporte de las HMXB a la reionización a partir de una extrapolación de SFR cósmica y de la relación entre la luminosidad X de las poblaciones de binarias y la SFR (p. ej. [Mirabel et al., 2011](#); [Fragos et al., 2013](#)), no se verían modificados si dicha extrapolación incluyera la contribución de los cúmulos a la SFR. Sin embargo, éste no es el caso: la SFR cósmica se obtiene a partir de la función de luminosidad UV de las galaxias, extrapolada a partir de la observada a corrimientos al rojo $z < 8$ ([Madau & Dickinson, 2014](#)). Para estos corrimientos al rojo, la contribución de los CG a la luminosidad UV es muy pequeña debido a que todas sus estrellas masivas han evolucionado formando objetos compactos. Por lo tanto, es de esperar que la contribución calculada por los trabajos mencionados subestime el aporte real de las HMXB en CG. [Boylan-Kolchin \(2018\)](#) encuentra que la relación entre la función de luminosidad UV de los CG y la de las galaxias puede ser del orden de la unidad o levemente mayor para $z \sim 10$ (ver su Fig. 5), lo que implica que la contribución real podría ser mayor a la calculada por [Mirabel et al. \(2011\)](#) o [Fragos et al. \(2013\)](#) en un factor 2 aproximadamente. Este punto podría explorarse en el futuro incluyendo por separado la contribución de los CG en los análisis basados en la SFR cósmica, para lo cual nuestro trabajo sienta las bases.

Finalmente, es importante recordar que este trabajo constituye un primer paso en el estudio del problema del aporte de las HMXB en CG a la reionización. El siguiente avance surgirá de la mejora de las simulaciones dinámicas, principalmente la inclusión de la mayor cantidad de estrellas como partículas individuales para obtener una estimación más precisa del efecto de los procesos de interacción, junto con prescripciones para la evolución estelar que tengan en cuenta los procesos más importantes no considerados aquí, como el impulso producido por las explosiones de supernova. Estos avances serán incorporados en nuestro trabajo futuro.

Bibliografía

- Aarseth S. J., 1999, *PASP*, **111**, 1333
- Aarseth S. J., 2003, Gravitational N-Body Simulations
- Aarseth S. J., Tout C. A., Mardling R. A., 2008, The Cambridge N-Body Lectures. Vol. 760, [doi:10.1007/978-1-4020-8431-7](https://doi.org/10.1007/978-1-4020-8431-7),
- Artale M. C., Tissera P. B., Pellizza L. J., 2015, *MNRAS*, **448**, 3071
- Barkana R., Loeb A., 2001, , **349**, 125
- Basu-Zych A. R., et al., 2013, *ApJ*, **762**, 45
- Becker G. D., Bolton J. S., Lidz A., 2015, *PASA*, **32**, e045
- Binney J., Tremaine S., 2008, Galactic Dynamics: Second Edition
- Boylan-Kolchin M., 2018, *MNRAS*, **479**, 332
- Brorby M., Kaaret P., Prestwich A. H., 2014, in AAS/High Energy Astrophysics Division #14. p. 122.17
- Brorby M., Kaaret P., Prestwich A., Mirabel I. F., 2016, *MNRAS*, **457**, 4081
- Chaty S., 2011, in Schmidtobreick L., Schreiber M. R., Tappert C., eds, Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 447, Evolution of Compact Binaries. p. 29 ([arXiv:1107.0231](https://arxiv.org/abs/1107.0231))
- Choudhuri A. R., 2010, Astrophysics for Physicists
- Ciardi B., Ferrara A., 2005, , **116**, 625
- Clayton D. D., 1968, Principles of stellar evolution and nucleosynthesis
- Cowie L. L., Barger A. J., Trouille L., 2009, *ApJ*, **692**, 1476
- De Marchi G., Paresce F., Pulone L., 2007, arXiv e-prints, p. [arXiv:0710.3228](https://arxiv.org/abs/0710.3228)
- Douna V. M., Pellizza L. J., Mirabel I. F., Pedrosa S. E., 2015, *A&A*, **579**, A44
- Eggleton P. P., 1983, *ApJ*, **268**, 368

BIBLIOGRAFÍA

- Fan X., et al., 2001, *AJ*, **122**, 2833
- Fan X., Carilli C. L., Keating B., 2006, *ARA&A*, **44**, 415
- Faucher-Giguère C.-A., Lidz A., Hernquist L., Zaldarriaga M., 2008, *ApJ*, **682**, L9
- Fialkov A., Barkana R., 2014, *MNRAS*, **445**, 213
- Fragos T., Lehmer B. D., Naoz S., Zezas A., Basu-Zych A., 2013, *ApJ*, **776**, L31
- Frank J., King A., Raine D. J., 2002, *Accretion Power in Astrophysics: Third Edition*
- Fryer C. L., Belczynski K., Wiktorowicz G., Dominik M., Kalogera V., Holz D. E., 2012, *The Astrophysical Journal*, **749**, 91
- Grimm H. J., Gilfanov M., Sunyaev R., 2003, *MNRAS*, **339**, 793
- Habets G. M. H. J., Heintze J. R. W., 1981, *A&AS*, **46**, 193
- Harris W. E., 1996, *AJ*, **112**, 1487
- Heger A., Fryer C. L., Woosley S. E., Langer N., Hartmann D. H., 2003, *ApJ*, **591**, 288
- Heggie D. C., 1975, *MNRAS*, **173**, 729
- Hills J. G., 1975, *AJ*, **80**, 809
- Inoue Y., Yabe K., Ueda Y., 2021, *PASJ*, **73**, 1315
- Jeon M., Pawlik A. H., Bromm V., Milosavljević M., 2014, *MNRAS*, **440**, 3778
- Kaaret P., Schmitt J., Gorski M., 2011, *ApJ*, **741**, 10
- Kneivitt G., Wynn G. A., Power C., Bolton J. S., 2014, *MNRAS*, **445**, 2034
- Kroupa P., 2001, *MNRAS*, **322**, 231
- Kustaanheimo P., SCHINZEL A., DAVENPORT H., STIEFEL E., 1965, [doi:doi:10.1515/crll.1965.218.204](https://doi.org/10.1515/crll.1965.218.204), 1965, 204
- Lehnert M. D., Bremer M., 2003, *ApJ*, **593**, 630
- Leigh N., Umbreit S., Sills A., Knigge C., de Marchi G., Glebbeek E., Sarajedini A., 2012, *MNRAS*, **422**, 1592
- Leigh N., Giersz M., Webb J. J., Hypki A., De Marchi G., Kroupa P., Sills A., 2013, *MNRAS*, **436**, 3399
- Liu Q. Z., van Paradijs J., van den Heuvel E. P. J., 2006, *A&A*, **455**, 1165
- Loeb A., 2010, *How Did the First Stars and Galaxies Form?*
- Madau P., Dickinson M., 2014, *ARA&A*, **52**, 415
- Madau P., Haardt F., 2015, *ApJ*, **813**, L8

- Mesinger A., 2016, in Understanding the Epoch of Cosmic Reionization: Challenges and Progress. , [doi:10.1007/978-3-319-21957-8](https://doi.org/10.1007/978-3-319-21957-8)
- Meynet, G. Maeder, A. 2005, *A&A*, 429, 581
- Mineo S., Gilfanov M., Sunyaev R., 2012, *MNRAS*, 419, 2095
- Mirabel I. F., Dijkstra M., Laurent P., Loeb A., Pritchard J. R., 2011, *A&A*, 528, A149
- Miralda-Escudé J., 2003, *ApJ*, 597, 66
- Piatek S., Pryor C., McClure R. D., Fletcher J. M., Hesser J. E., 1994, *AJ*, 107, 1397
- Planck Collaboration et al., 2016, *A&A*, 596, A108
- Plummer H. C., 1911, *MNRAS*, 71, 460
- Ponnada S., Brorby M., Kaaret P., 2019, in American Astronomical Society Meeting Abstracts #233. p. 464.02
- Power C., Wynn G. A., Combet C., Wilkinson M. I., 2009, *MNRAS*, 395, 1146
- Pritchard J. R., Furlanetto S. R., 2007, *MNRAS*, 376, 1680
- Pritchard J. R., Loeb A., Wyithe J. S. B., 2010, *MNRAS*, 408, 57
- Pryor C., McClure R. D., Fletcher J. M., Hesser J. E., 1989, *AJ*, 98, 596
- Pryor C., McClure R. D., Fletcher J. M., Hesser J. E., 1991, *AJ*, 102, 1026
- Robertson B. E., Ellis R. S., Dunlop J. S., McLure R. J., Stark D. P., 2010, *Nature*, 468, 49
- Rodighiero G., et al., 2011, *ApJ*, 739, L40
- Salaris M., Weiss A., 2002, *A&A*, 388, 492
- Seward F. D., Charles P. A., 2010, Exploring the X-ray Universe
- Shtykovskiy P. E., Gilfanov M. R., 2007, *Astronomy Letters*, 33, 437
- Smith H. A., 1980, *AJ*, 85, 542
- Spera M., Mapelli M., Bressan A., 2015, *MNRAS*, 451, 4086
- Sundman K. F., 1913, *Acta Mathematica*, 36, 105
- Torres-Albà N., Bosch-Ramon V., Iwasawa K., 2020, *A&A*, 635, A57
- Vulic N., et al., 2021, arXiv e-prints, p. [arXiv:2106.14526](https://arxiv.org/abs/2106.14526)
- Wise J. H., 2019, arXiv e-prints, p. [arXiv:1907.06653](https://arxiv.org/abs/1907.06653)
- Woosley S. E., Heger A., Weaver T. A., 2002, *Reviews of Modern Physics*, 74, 1015
- Wuyts E., Rigby J. R., Sharon K., Gladders M. D., 2012, *ApJ*, 755, 73
- Zampieri L., Roberts T. P., 2009, *MNRAS*, 400, 677

BIBLIOGRAFÍA

Zaroubi S., 2013, in Wiklind T., Mobasher B., Bromm V., eds, *Astrophysics and Space Science Library* Vol. 396, *The First Galaxies*. p. 45 ([arXiv:1206.0267](#)), [doi:10.1007/978-3-642-32362-1_2](#)