

# Formación de galaxias barradas en simulaciones numéricas cosmológicas

David Gabriel Algorry

Presentado ante la Facultad de Matemática, Astronomía y  
Física como parte de los requerimientos para obtener el título  
de Doctor en Astronomía

Universidad Nacional de Córdoba



Universidad  
Nacional  
de Córdoba

©FaMAF-UNC, 2016

Director: Dr. Mario Gabriel Abadi



Formación de galaxias barradas en simulaciones numéricas cosmológicas por David Gabriel Algorry se distribuye bajo una [Licencia Creative Commons Atribución-NoCommercial-SinDerivadas 2.5 Argentina](#).

**Clasificación**

- 98.62.Ai Origin, formation, evolution, age, and star formation
- 98.62.Dm Kinematics, dynamics, and rotation
- 98.62.Hr Spiral arms and bars; galactic disks

**Palabras Clave**

Simulaciones Cosmológicas - Barras - Galaxias disco - Dinámica - Formación de galaxias



*Dedicado a mi familia.  
Mis amadas Denise, Clara y Flor*



# Agradecimientos

El desarrollo de esta tesis no hubiera sido posible sin la ayuda de numerosas personas e instituciones.

En primer lugar, agradezco profundamente al doctor Mario Abadi, por aceptar dirigirme en este doctorado, por darme un lugar de trabajo en el IATE y por preocuparse siempre en mis avances científicos a lo largo de estos años de doctorado.

Al doctor Julio Navarro, cuyos constantes consejos e ideas han sido fundamentales para la obtención de muchas de las conclusiones de esta tesis.

A la doctora Laura Sales, por la buena onda y buena predisposición. Siempre que estuvo a su alcance ha estado para dar una mano en muchos de las discusiones que se nos presentaron.

A mis colegas de trabajo y compañeros de oficina Ismael Ferrero y Alejandro Benitez Llambay por las fructíferas discusiones laborales y los buenos

A Denise, por su amor, presencia y soporte incondicional en todo momento de mi vida. Gracias también por las dos bendiciones que hoy iluminan nuestras vidas.

A mi Familia. Muy en especial a mi mamá por su amor incondicional presente en las buenas y en las malas. A mi papá por heredar la misma pasión por la física, la matemática y especialmente la astronomía. A mis hermanos, Pablo, Andrés, Marco y Luci, por estar siempre presentes en las buenas y en las malas. A mis primas Daf y Abi, abuelos Pocha y Jaime, tía Moni y Chiche y a Cristina, por estar siempre en los momentos importantes.

A mis suegros Samuel y Mónica gracias por ser una segunda familia y por ayudarnos tanto con Clara y Flor.

A mis amigos de la facultad, gracias por los buenos momentos compartidos a lo largo de estos años de carrera. Particularmente agradezco a Ernesto, Eze, Inca, Fer, Fede, Denis, Facu, Xime, Adri, Merce, Mati.

A mis amigos de la infancia Nacho, Tito, Maxi, Ladi, Emi e Iru. Por tantos momentos vividos durante tantos años de mi vida.

A los salseros, Ana, Pao P. y Pao G. Por los buenos momentos bailados.

A CONICET por darme la posibilidad de hacer mi doctorado en Córdoba.

## IV

Sin el sustento económico que me proporcionó a lo largo de estos 5 años, no hubiese sido posible la realización de esta tesis.

Finalmente, agradezco especialmente a la Universidad Nacional de Córdoba y a la Facultad de Matemática Astronomía y Física, que me han dado la posibilidad de alcanzar el título de Doctor gratuitamente. Soy una de las personas afortunadas que han sido capaces de estudiar gracias a la educación gratuita de las Universidades públicas, algo que no es común en otras partes del mundo.

A Sofía Cora, Andrés Meza y Carlos Donzelli por aceptar ser parte del tribunal evaluador.

# Resumen

Las galaxias son sistemas complejos formados por estrellas, gas, polvo y materia oscura que interactúan entre sí y que están ligados gravitacionalmente. Entre las componentes estelares principales presentes en las galaxias disco se encuentran el disco propiamente dicho, el bulbo central y el halo estelar. Además, de estas tres componentes fundamentales, aproximadamente la mitad de las galaxias disco del Universo local presentan una barra central. Esta componente juega un papel fundamental en la evolución secular de la galaxia como un todo.

En esta tesis, estudiamos la formación y evolución de barras en galaxias disco mediante la utilización de simulaciones numéricas de N-cuerpos e hidrodinámicas en el modelo cosmológico  $\Lambda$ CDM. En la primera parte nos enfocamos en el estudio de la formación y evolución de una galaxia barrada individual. Esta galaxia posee una barra estelar interna, coplanar con el disco estelar, formada por estrellas viejas. Sorprendentemente, encontramos que la barra rota en sentido opuesto a la rotación de las estrellas del disco estelar en consonancia con resultados observacionales que muestran que numerosas galaxias poseen este tipo de componentes contra-rotantes. Trazamos la evolución temporal de las partículas estelares de la barra hasta el tiempo en el cual adquirieron su momento angular. Mediante la teoría de torques de marea demostramos que la barra contra-rotante se origina debido a la acreción de material bariónico proveniente de dos filamentos diferentes que producen torques opuestos sobre la protogalaxia.

En la segunda parte nos enfocamos en la formación y evolución de un conjunto de galaxias barradas simuladas en un volumen considerable del Universo. A partir de esta muestra estadísticamente significativa de galaxias disco con masas estelares similares a la Vía Láctea realizamos un estudio de las propiedades intrínsecas y dinámicas. Proponemos un criterio para predecir la formación de barras en galaxias disco a partir de una extensión del criterio propuesto originalmente por [Efstathiou et al. \(1982\)](#). Además, analizamos los efectos que produce la formación de las barras en la evolución secular de la galaxia enfocándonos en la transferencia del momento angular del disco hacia el halo de materia oscura.



# Abstract

Disc galaxies are complex systems formed by stars, gas, dust and dark matter, gravitationally bound that interact between each other. The main stellar components of a disc galaxy are the disc, the central bulge and the stellar halo. Approximately half of the disc galaxy of the present day Universe, have a stellar bar located in the central region. Several studies believe that this triaxial structure plays a major role in the secular evolution of the galaxy. In this thesis, we study the formation and evolution of bars in disc galaxies using N-body hydrodynamical simulations in the  $\Lambda$ CDM model of cosmology.

In the first part of this thesis, we focus on the formation and evolution of one disc galaxy with a central old bar coplanar with the disc. Interestingly, we find that this bar rotate in the opposite direction respect of the disc of the galaxy. This is consistent with observational results showing that many galaxies have this kind of counter-rotating components in disc galaxies. Using tidal torque theory at the moment of turnaround (when the angular momentum is acquired) we show that the counter-rotating bar originate from the accretion of the baryonic material from two different filaments. Each filament produces opposite torques on the protogalaxy.

In the second part, we focus on the formation and evolution of a sample of simulated barred galaxies located in a considerable large volume of the Universe. From this statistically significant sample of disk galaxies with stellar masses similar to the Milky way, we study of the dynamical and intrinsic properties. We analyse the disc instability criterion originally proposed by [Efsthathiou et al. \(1982\)](#). In addition, we analyse the effects produced by the formation of a bar in the secular evolution of disc galaxies focusing on the transference of the angular momentum from the disc to the dark matter halo.



# Índice general

<b>Lista de figuras</b>	<b>XI</b>
<b>Lista de tablas</b>	<b>XIII</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. El descubrimiento de las galaxias . . . . .	1
1.2. Clasificación morfológica de las galaxias . . . . .	2
1.3. Galaxias disco barradas . . . . .	4
1.4. Origen de las barras . . . . .	8
1.5. Evolución de las barras . . . . .	11
1.6. Inestabilidad del disco . . . . .	14
1.7. Modelo Cosmológico y Formación de Galaxias . . . . .	17
<b>2. Barra Contra-rotante</b>	<b>25</b>
2.1. Introducción . . . . .	26
2.2. Simulaciones numéricas . . . . .	29
2.3. Realimentación . . . . .	32
2.4. Descomposición dinámica . . . . .	34
2.5. Barra contra-rotante . . . . .	40
2.6. Anillo contra-rotante . . . . .	51
2.7. Conclusiones . . . . .	56
<b>3. Formación de barras</b>	<b>59</b>
3.1. Introducción . . . . .	60
3.2. Simulaciones cosmológicas . . . . .	61
3.3. Muestra seleccionada . . . . .	67
3.4. Identificación de Barras . . . . .	69
3.5. Propiedades de las galaxias barradas . . . . .	73
3.6. Criterios de inestabilidad . . . . .	78
3.7. Evolución . . . . .	84
3.8. Comparación con observaciones . . . . .	89

3.9. Conclusiones . . . . .	92
<b>4. Conclusiones</b>	<b>95</b>
<b>APPENDICES</b>	<b>97</b>
<b>A. Teoría de torques de marea</b>	<b>99</b>
<b>B. Algoritmos</b>	<b>103</b>
B.1. Friends of Friends (FoF) . . . . .	103
B.2. SUBFIND . . . . .	104

# Índice de figuras

1.1. Clasificación de Hubble . . . . .	3
1.2. Imagen del centro de la Vía Láctea . . . . .	5
1.3. Imágenes fotométricas de NGC 1300 y NGC 2523 . . . . .	6
1.4. Imagen fotométrica de NGC 1291 . . . . .	7
1.5. Simulación de la formación de una barra . . . . .	9
1.6. Imagen de la galaxia ESO 597-36 . . . . .	10
1.7. Evolución del gas en una galaxia barrada . . . . .	12
1.8. Mapa de la radiación de fondo de microondas . . . . .	18
1.9. Árbol de fusión de un halo . . . . .	23
2.1. Imagen de NGC 5728 . . . . .	27
2.2. LOSVD de NGC 5728 . . . . .	28
2.3. Distribución espacial de las 7 galaxias disco simuladas por Piontek & Steinmetz (2011) . . . . .	33
2.4. Componente Z del momento angular como función de la Energía de las partículas estelares . . . . .	37
2.5. Histograma de circularidades de 7 galaxias disco . . . . .	39
2.6. Mapa de densidad de masa estelar de la galaxia con barra contra-rotante . . . . .	41
2.7. LOSVD de la galaxia disco con barra contra-rotante . . . . .	42
2.8. Diagrama de energía - circularidad de la galaxia con barra contra-rotante . . . . .	43
2.9. Perfiles de velocidad circular de la galaxia con barra contra- rotante . . . . .	44
2.10. Circularidad como función del tiempo de formación estelar de las estrellas de la galaxia con barra contra-rotante . . . . .	45
2.11. Mapa de densidad de masa estelar de seis regiones definidas en base a su edad . . . . .	46
2.12. Distribución espacial de la masa en el momento del <i>turnaround</i> (paneles izquierdos) y un modelo simple que representa esa distribución espacial (paneles derechos) . . . . .	49

2.13. Mapa de densidad de masa estelar de la galaxia con anillo contra-rotante . . . . .	51
2.14. LOSVD de las estrellas de la galaxia con anillo contra-rotante	52
2.15. Diagrama energía-circularidad de las estrellas de la galaxia con anillo contra-rotante . . . . .	53
2.16. La circularidad como función del tiempo de formación estelar de las estrellas de la galaxia con anillo contra-rotante . . . . .	55
2.17. Mapa de densidad estelar separadas en anillo contra-rotante y disco co-rotante . . . . .	56
3.1. Ilustración de las simulaciones EAGLE . . . . .	63
3.2. Secuencia de galaxias de las simulaciones EAGLE . . . . .	65
3.3. Función de masa de las simulaciones EAGLE . . . . .	66
3.4. Masa estelar de las galaxias como función de la masa virial . . .	68
3.5. Mapa de densidad de masa estelar de 4 galaxias de las simu- laciones EAGLE . . . . .	71
3.6. Fracción de galaxias disco barradas . . . . .	74
3.7. Propiedades intrínsecas de las galaxias de EAGLE como fun- ción de la intensidad de la barra . . . . .	76
3.8. Perfiles de velocidad circular de 4 galaxias disco extraídas de EAGLE en $z = 0$ . . . . .	77
3.9. Criterio de inestabilidad de los discos como función de la in- tensidad de la barra . . . . .	80
3.10. Evolución temporal de 4 galaxias extraídas de EAGLE . . . . .	81
3.11. Perfiles de velocidad circular de 4 galaxias extraídas de EA- GLE en $z = 1$ . . . . .	82
3.12. Criterio de inestabilidad como función del parámetro de de- caimiento . . . . .	83
3.13. Fracción de galaxias barradas como función del criterio de ines- tabilidad . . . . .	85
3.14. Evolución de los mapas de densidad de masa estelar . . . . .	86
3.15. Perfiles de velocidad circular total de 4 galaxias extraídas de EAGLE . . . . .	88
3.16. Perfiles de densidad de materia oscura de 4 galaxias extraídas de EAGLE . . . . .	89
3.17. Evolución temporal de la masa interna de materia oscura . . . .	90
3.18. Radio de corotación como función del semieje mayor de la barra	91

# Índice de tablas

1.1. Parámetros cosmológicos . . . . .	20
2.1. Parámetros que caracterizan las galaxias de la simulación de Piontek & Steinmetz (2011) . . . . .	31
3.1. Parámetros cosmológicos de las simulaciones EAGLE . . . . .	62
3.2. Parámetros que caracterizan las simulaciones EAGLE . . . . .	64



# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. El descubrimiento de las galaxias

Las galaxias son sistemas autogravitantes complejos formados principalmente por estrellas, gas, polvo y materia oscura. Su descubrimiento se remonta hacia fines del siglo XVIII, cuando Charles Messier publicó, en 1781 un catálogo compuesto por 103 objetos astronómicos que el mismo denominó como catálogo de nebulosas y cúmulos de estrellas. Este resultó catálogo ser una colección de objetos astronómicos de naturaleza muy diferente tales como nebulosas, cúmulos de estrellas abiertos y globulares y galaxias. Posteriormente diversos astrónomos, tales como Herschel en 1864 y Dreyer en 1888, continuaron con la búsqueda y catalogación de objetos astronómicos. Sin embargo, la verdadera naturaleza de estas nebulosas era desconocida en el sentido que no era claro si se trataban de objetos cercanos que pertenecían a nuestra Galaxia, la Vía Láctea, o de otras galaxias externas.

En 1920, se intentó dilucidar este acertijo mediante un debate científico, que se dio en llamar el “Gran Debate”, entre dos de los astrónomos más influyentes de la época: Harlow Shapley y Heber Curtis. Shapley argumentaba, desde un punto de vista tradicional, que estos objetos eran nubes de gas dentro de la Vía Láctea, mientras que Curtis defendía la idea nueva y revolucionaria de Universos islas separados a grandes distancias donde la Vía Láctea era una de muchas otras. Este debate fue inconcluso ya que ambos presentaban argumentos a favor y en contra de una y otra posición. La verdadera naturaleza de estos objetos fue revelada en 1925 cuando Edwin Hubble publicó sus resultados acerca de la distancia de estos objetos utilizando estrellas variables Cefeidas. Durante la década de 1930, imágenes fotográficas de calidad permitieron clasificar a las galaxias de acuerdo a su morfología en lo que se conoce hoy como la secuencia de Hubble (ver sección siguiente).

A partir de entonces la astronomía ha hecho progresos impresionantes en la búsqueda de galaxias en el cielo. Utilizando imágenes con CCD y espectroscopía de alta calidad, millones de galaxias de diversas formas y tamaños fueron descubiertas. Hoy en día existen grandes relevamientos tales como el two-degree Field Galaxy Redshift Survey (2dFGRS; Colless et al. (2001) y el Sloan Digital Sky Survey (SDSS; York et al. (2000), diseñados para encontrar y medir propiedades de miles de galaxias con morfologías diferentes existentes en el Universo.

## 1.2. Clasificación morfológica de las galaxias

Los catálogos y relevamientos de galaxias han mostrado la existencia de una diversidad de morfologías de galaxias. En 1936, Hubble fue el primero en introducir un esquema de clasificación morfológica que las divide fundamentalmente en dos categorías: elípticas y espirales (ver Fig. 1.1). Las elípticas son galaxias de forma esferoidal, con poco gas y polvo, compuestas principalmente por estrellas viejas, de color rojo y baja tasa de formación estelar. Se dividen en base a su forma aparente en subclases que van desde E0 para elípticas esféricas a E7 para elípticas aplanadas. Por el contrario, las espirales son galaxias de forma discoidal con mucho gas y polvo, compuestas principalmente por estrellas jóvenes, de color azul y alta tasa de formación estelar. Las galaxias espirales se dividen a su vez en dos categorías dependiendo de si sus imágenes revelan una componente estelar barrada o no: galaxias con barra o SB y galaxias sin barra o S. Diversos estudios observacionales muestran que aproximadamente el 50% de las galaxias disco poseen barras (de Vaucouleurs, 1963; Eskridge et al., 2000; Marinova & Jogee, 2007). Las barras no son la única componente estelar que constituye una galaxia espiral. Una galaxia espiral típica consiste principalmente en tres componentes principales: un bulbo central similar a una galaxia elíptica, rodeado por un disco plano y un halo estelar externo y poco denso. El disco está compuesto por grandes cantidades de gas, polvo y estrellas jóvenes soportadas por rotación en órbitas cuasi-circulares. El bulbo y el halo están compuestos por estrellas viejas soportadas por dispersión de velocidades y con poco contenido de gas y polvo. Al igual que las elípticas, las espirales están divididas en subclases de acuerdo a las propiedades de los brazos espirales. Las espirales Sa (o de tipo temprano) poseen brazos espirales muy arremolinados y poco definidos mientras que las Sc (o de tipo tardío) poseen brazos más abiertos y mejor definidos. Asimismo, las galaxias Sa poseen bulbos centrales más grandes y masivos que las Sc siendo la proporción de masa del bulbo respecto del disco de aproximadamente 0.3 para las Sa y 0.05 para las Sc.

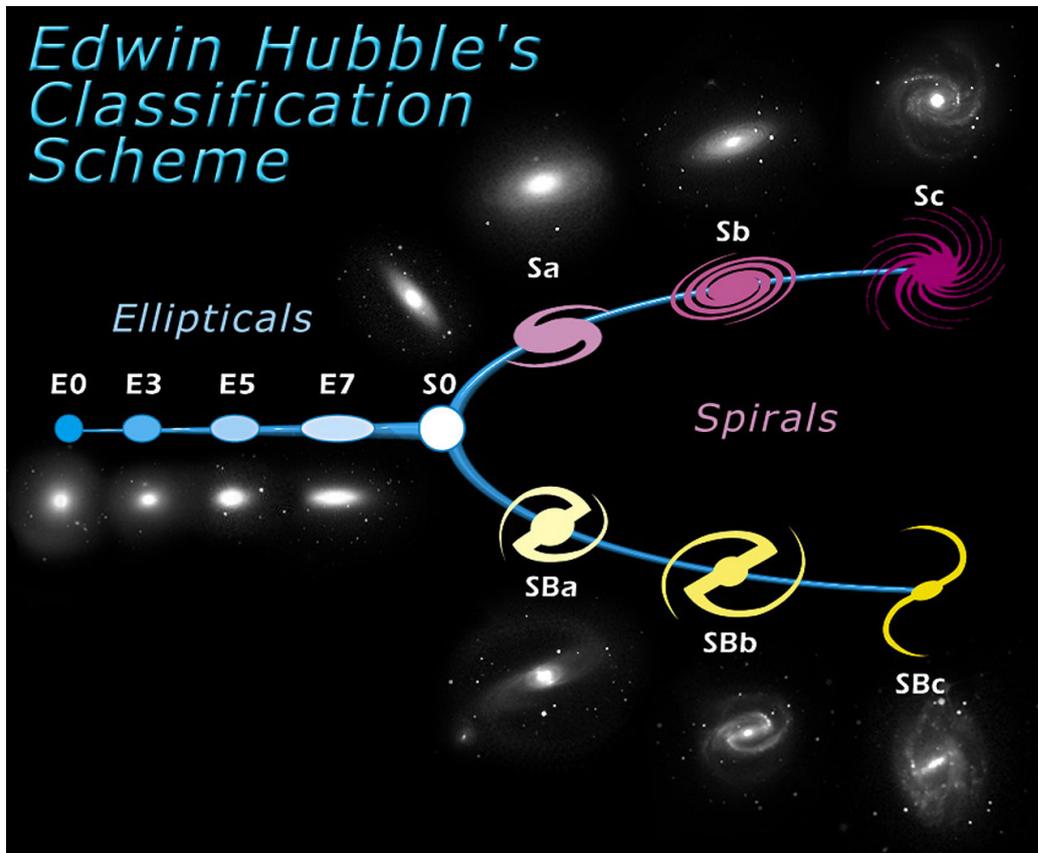


Figura 1.1: Esquema de la clasificación morfológica de galaxias de Edwin Hubble. Crédito de la imagen: NASA & ESA.

Cabe mencionar que existe una categoría adicional en la clasificación morfológica de Hubble que se considera como de transición entre las elípticas y las espirales: las lenticulares o S0. Poseen un bulbo central grande y masivo y un disco sin brazos espirales. Una cuarta categoría, llamada galaxias irregulares incluye a galaxias que poseen una morfología sin simetrías obvias y que por lo tanto no pueden ser incluidas en las categorías anteriores. Las Nubes de Magallanes (galaxias satélite de la Vía Láctea) son el ejemplo típico de irregulares, son generalmente pequeñas con una gran cantidad de gas y polvo y formadoras de estrellas.

Luego de la clasificación de Hubble y debido a que muchas galaxias presentaban dificultades a la hora de asignarlas a un tipo morfológico, se realizaron refinamientos de la secuencia, por otros autores tales como [de Vaucouleurs \(1959\)](#). Se introdujeron tipos intermedios a los ya existentes y se tuvo en cuenta la presencia de componentes estelares en forma de anillo interno. Además

las galaxias imposibles de clasificar debido a que poseen una morfología extraña y muy perturbada se las denominan Peculiares (Pec). En los últimos años se ha involucrado al público en general para la clasificación de millones de galaxias extraídas del relevamiento SDSS, en un programa llamado “Galaxy Zoo” ([www.galaxyzoo.org](http://www.galaxyzoo.org)).

La mayoría ( $\sim 70\%$ ) de las galaxias en el Universo local (regiones cercanas a la Vía Láctea) son clasificadas como espirales. Poseen masas en un rango relativamente estrecho que van de  $10^9 M_\odot$  a  $10^{12} M_\odot$ . mientras que las elípticas poseen un rango mucho mas amplio que va desde las enanas con masas del orden de  $10^5 M_\odot$  hasta las gigantes con masas de  $10^{13} M_\odot$ . Entre sus características mas sobresalientes de las espirales podemos mencionar que tienen luminosidades de  $10^8 L_\odot$  a  $10^{11} L_\odot$ , diámetros de 5 a 100 kpc, velocidades de rotación de entre 200 y 300  $\text{km s}^{-1}$  y longitudes de escala exponencial  $R_d$  de aproximadamente 4 kpc.

### 1.3. Galaxias disco barradas

Las barras son estructuras estelares triaxiales que se encuentran en las regiones centrales del plano del disco de las galaxias espirales. Estas barras rotan alrededor del centro de la galaxia con velocidades de rotación que suelen ser menores o a lo sumo iguales a la velocidad de rotación de las estrellas del disco (Debatista & Sellwood, 2000; Corsini, 2011). Aproximadamente la mitad de las galaxias disco en el Universo local poseen barras (Eskridge et al., 2000; Whyte et al., 2002; Marinova & Jogee, 2007; Marinova et al., 2009). Es muy probable que nuestra propia galaxia, la Vía Láctea (Fig. 1.2), posea una barra central, aunque la detección con certeza de la misma sea mas complicada que en galaxias externas. Esta dificultad radica en que el sistema solar está localizado en el plano del disco de la Galaxia y las barras son mucho más fácilmente detectables en galaxias vistas de frente que de canto. Además el polvo localizado en el plano del disco galáctico oscurece la visión en las regiones centrales dificultando aun mas las detección de la misma. No obstante, diversos estudios observacionales en radio y en el infrarrojo han determinado que la Vía Láctea posee una barra central con un semieje mayor de aproximadamente  $R_{bar} \approx 3.5 - 5$  kpc (Weinberg, 1992; Fux, 1999; Weiner & Sellwood, 1999; Bissantz & Gerhard, 2002), estaría inclinada respecto de nuestra línea de la visual en un ángulo aproximado de  $\Phi \approx 25^\circ - 35^\circ$  y posee una frecuencia angular de  $\Omega_{bar} \approx 40 - 50 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$  (Weiner & Sellwood, 1999; Fux, 1999).

Como vimos en la sección anterior (sección 1.2), la clasificación de Hubble divide a las galaxias espirales en barradas (SB) y no barradas (S). A su vez,

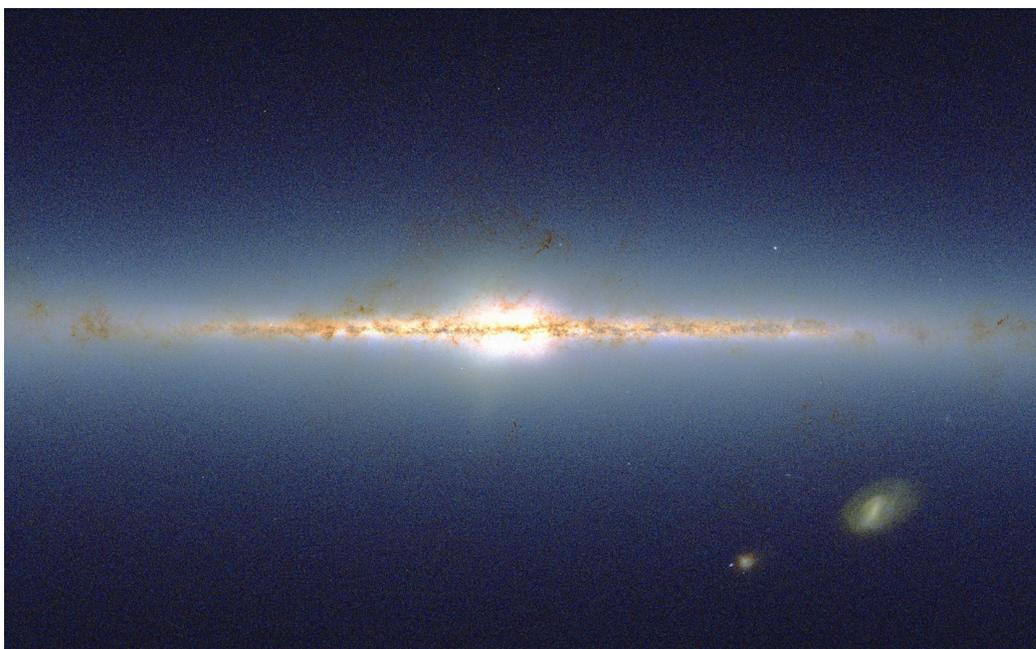


Figura 1.2: Imagen del centro de la Vía generada a partir de datos extraídos de la base de datos del 2MASS (Huchra et al., 2012) en tres longitudes de onda en el infrarrojo. En estas longitudes de onda el polvo no interfiere en gran medida y es posible apreciar la forma cuadrada del núcleo de la Vía Láctea. Esto es una prueba de la existencia de una estructura barrada en las regiones centrales de la Galaxia.

las barradas, se dividen en dos subclases distintas: la primera subclase se denomina SB(s) y son galaxias barradas en las que los brazos espirales nacen de los extremos de la barra. Ejemplos de este tipo de galaxias son NGC 1300 (panel superior de la Fig. 1.3), NGC 5194 o NGC 1365 entre otras. La segunda subclase se denomina SB(r) y son galaxias que poseen un anillo de gas y estrellas que rodea a la barra, es decir que tiene un radio similar al semieje mayor de la barra. En estos casos, los brazos espirales nacen en algún lugar del anillo. Ejemplos de este tipo de galaxias son NGC 2523 (panel inferior de la Fig. 1.3), NGC 1512 o NGC 3351. Además, algunas galaxias barradas presentan un anillo externo con un radio mayor al doble de la longitud del semieje mayor de la barra como en el caso de la galaxia NGC 1291 (Fig. 1.4). Las galaxias SB(s) y SB(r) presentan diferencias sistemáticas en varias de sus propiedades (Sanders & Tubbs, 1980), siendo las SB(s) galaxias con barra más débil y rápida que las SB(r). Además, las SB(s), usualmente presentan una franja de polvo que se distribuye a lo largo del semieje mayor de la barra,

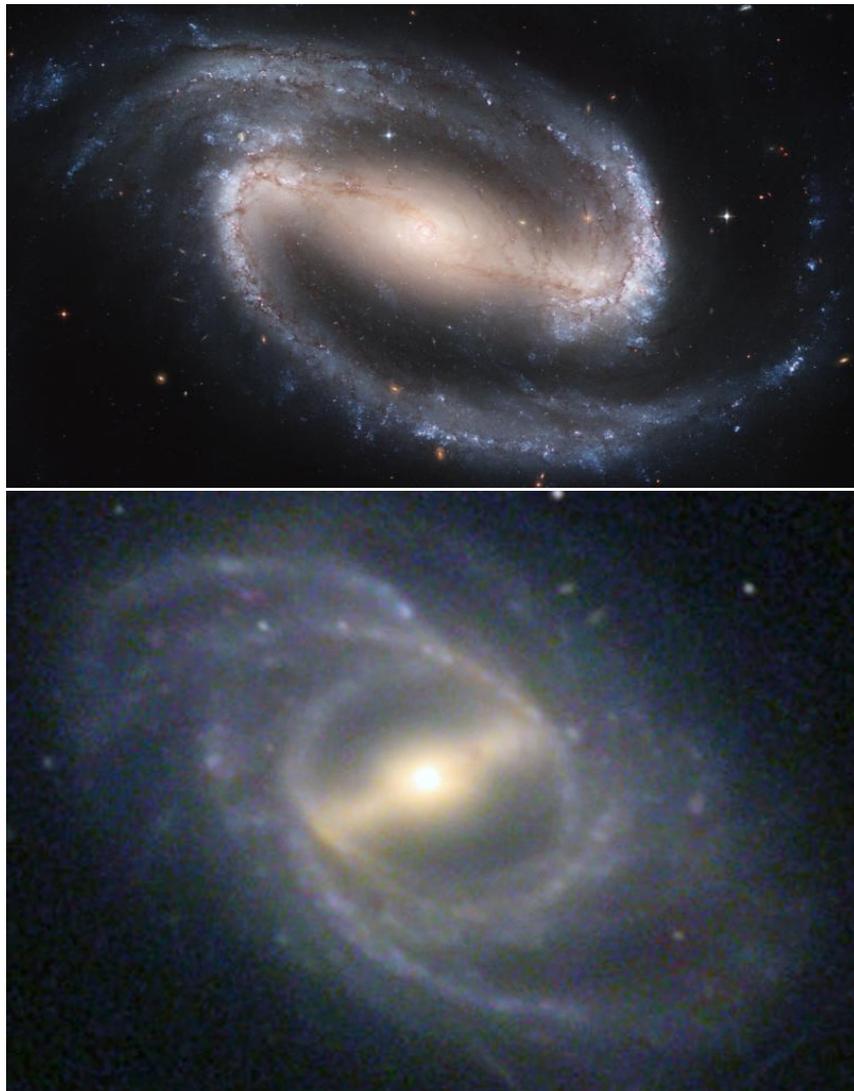


Figura 1.3: Imágenes fotométricas que contrasta los tipos morfológicos SB(s) y SB(r). El panel superior muestra la galaxia NGC 1300 del tipo SB(s). Esta galaxia presenta dos brazos espirales que comienzan en los extremos de la barra. La NGC 2523 (panel inferior) del tipo SB(s) muestra varios brazos espirales que nacen, no necesariamente de los extremos de la barra, partir de un anillo estelar que rodea a la barra. NGC 1300 fue extraída de HST/NASA/ESA. NGC 2523 fue extraída de Adam Block (NOAO/AURA/NSF).

mientras que en las SB(r) rara vez se observa cantidades apreciables de polvo.

El tamaño característico de una barra puede ser determinado a través



Figura 1.4: Imagen fotométrica de la galaxia barrada NGC 1291. Esta galaxia posee un anillo externo con un radio aproximado de dos veces el semieje mayor de la barra. Imagen extraída de [Kormendy & Kennicutt \(2004\)](#).

de la medición de los ejes principales de su tensor de forma. La razón entre los ejes contenidos en el plano del disco suele variar de 2.5:1 a 5:1. El eje perpendicular al disco es más difícil de determinar debido a que es difícil identificar barras en galaxias observadas de canto. El eje mayor de una barra es siempre menor que el diámetro de la galaxia que la hospeda y, en general, existe una correlación entre el largo de este eje y el tipo morfológico de la galaxia. Las barras suelen ser más cortas en galaxias de tipo SBc (tipo tardío)

que el las SBa (tipo temprano). En unidades del tamaño característico de la galaxia se tiene que  $R_{bar}/r_{25} \sim 0.2$  a  $0.3$  para las tardías mientras que  $R_{bar}/r_{25} \sim 0.3$  a  $0.6$  para las tempranas, donde  $R_{bar}$  es la longitud del semieje mayor de la barra y  $r_{25}$  es el radio en el que el brillo superficial de la galaxia decae a valores menores que  $25 \text{ mag arcsec}^{-2}$  (Athanassoula & Martinet, 1980; Elmegreen & Elmegreen, 1985)

La dinámica de una barra está determinada principalmente por su frecuencia angular de rotación. En términos generales, las barras rotan en el mismo plano que el disco con una frecuencia angular aproximadamente constante, lo que implica un comportamiento similar al de un cuerpo rígido. Desafortunadamente, la frecuencia angular es un parámetro técnicamente difícil de obtener entre los parámetros que caracterizan a las barras. Diversos métodos han sido desarrollados en la literatura para determinarlo. Uno de los métodos más utilizados es el propuesto por Tremaine & Weinberg (1984). El problema fundamental es que en la práctica, la frecuencia angular inferida es sensible a errores de centrado, alineamiento, presencia de deformaciones y perturbaciones externas, por lo tanto su obtención es ciertamente imprecisa.

Las barras suelen ser regiones de formación estelar muy activa. De hecho, muchas barras presentan una tasa de formación estelar alta en los anillos (para el caso de las SB(r)), o en regiones cercanas al centro. Esto último puede deberse a que el propio potencial de la barra no posee simetría axial. Esto puede jugar un papel importante en la dinámica del gas, dirigiéndolo hacia las regiones centrales de la galaxia (Sanders & Tubbs, 1980; Noguchi, 1988; Bournaud & Combes, 2002). Esto puede producir brotes de formación estelar y hasta activar los núcleos de las galaxias produciendo galaxias con núcleos activos (llamadas AGN, Sakamoto et al., 1999).

## 1.4. Origen de las barras

Las primeras simulaciones numéricas gravitacionales de N-cuerpos de evolución de galaxias disco en rotación (Miller & Prendergast, 1968; Hockney & Hohl, 1969) revelaron rápidamente que las barras surgen naturalmente en ese escenario. Los discos puestos inicialmente en equilibrio rotacional son dinámicamente inestables y forman barras de gran intensidad en tiempos característicos del orden de un tiempo dinámico del sistema (definido como el tiempo que emplea una estrella en un sistema estable, en completar su órbita). Mientras que esta inestabilidad ofrece una explicación natural para la existencia de barras en galaxias disco, lo sorprendente del asunto es la dificultad en construir discos dinámicamente estables que nunca forman barras. Por lo tanto, el problema del origen de las barras en galaxias fue rápidamente

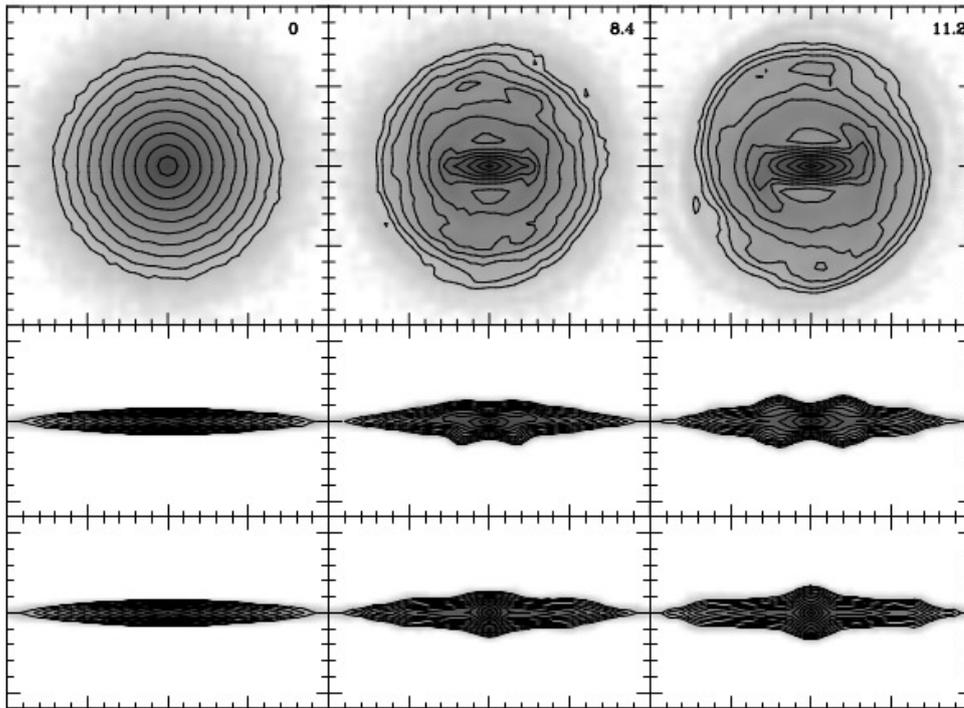


Figura 1.5: Imágenes que muestran la formación y evolución de una barra en tres momentos distintos de su evolución, ordenados de izquierda a derecha. Los paneles superiores muestran la galaxia vista de frente, los paneles centrales la muestran vista de canto con la barra vista de canto y los paneles inferiores la muestran también vista de canto pero desde el extremo de la barra. Imagen extraída de [Athanassoula \(2012\)](#).

te sustituido por como una fracción tan importante de galaxias disco pudo haber evitado esta inestabilidad y la posterior formación de una barra. A partir de esta última cuestión, la dinámica del disco y su (in)estabilidad han sido examinadas en numerosas ocasiones por diversos autores ([Miller et al., 1970](#); [Hohl, 1971](#); [Ostriker & Peebles, 1973](#); [Sellwood, 1980](#); [Athanassoula & Sellwood, 1986](#); [Combes et al., 1990](#); [Pfenniger & Friedli, 1991](#)).

La Fig. 1.5 muestra como una barra se forma naturalmente en una galaxia disco utilizando una simulación de N-cuerpos. Los paneles superiores muestran la distribución espacial vista de frente; los paneles centrales muestran la distribución vista de canto con la barra observada de costado y los paneles inferiores muestran la galaxia vista de canto pero vista desde el extremo de la barra. Los paneles izquierdos muestran la distribución inicial, los paneles



Figura 1.6: Imagen fotométrica de la galaxia barrada ESO 597-36, observada de canto. Esta galaxia posee una región central con forma de maní que aparecen frecuentemente en barras observadas de costado. Imagen extraída del *Hubble Heritage Project*.

derechos la distribución final y los centrales una distribución intermedia. Es notable como la barra se observa claramente en el panel superior central y crece considerablemente en el panel superior derecho. Además la distribución de canto muestra como el disco, inicialmente fino se ensancha en las regiones internas a lo largo de su evolución. La barra observada de costado en el final de su evolución muestra un perfil similar a un maní con cáscara. Esta simulación puede explicar muchas de las observaciones de galaxias de canto que presentan una forma de maní en su centro como por ejemplo ESO 597-36 (Fig. 1.6). [Martinez-Valpuesta et al. \(2006\)](#) muestra que las galaxias con forma de maní o forma cuadrada en las regiones centrales son producidas por una galaxia observada de canto en proceso de formación de una barra central.

Diversos trabajos han utilizado simulaciones numéricas para analizar el problema de la inestabilidad de los discos galácticos. Una posibilidad de lograr discos estables es a través del aumento en la dispersión de velocidades de las estrellas del disco. Este incremento le otorga un soporte adicional a la galaxia en contra de la inestabilidad gravitacional. Sin embargo, esta solución no es del todo favorable debido a que si bien inhibe la formación de una barra, inhibe también la formación de brazos espirales. Una alternativa para contrarrestar esta supresión de brazos espirales es construir discos modelados específicamente que puedan sostener brazos espirales en las regiones externas e inhibir la formación de la barra en las regiones internas.

Otra posibilidad para intentar conseguir discos estables es sumergir al disco en un halo de materia oscura masivo ([Ostriker & Peebles, 1973](#); [Efstat-](#)

hiou et al., 1982). Esta atracción gravitacional adicional tiende a aumentar el soporte rotacional y estabilizar el disco.

Aunque es claro que las inestabilidades dinámicas de los discos estelares masivos conducen a la formación de barras (Kalnajs, 1972, 1977; Jalali, 2007), no es del todo claro que éste sea el único escenario que explica la presencia de barras en las regiones centrales de las galaxias disco. Otro escenario propuesto por Noguchi (1987, 1996) sugiere que las perturbaciones externas como las interacciones de marea producidas por galaxias satélites pueden inducir una estructura barrada persistente en una galaxia disco en equilibrio estable. Más aún, estudios observacionales sugieren que la mayor concentración de galaxias barradas en pares de galaxias que en galaxias aisladas (Noguchi, 1987; Elmegreen et al., 1990) y la numerosa cantidad de barras en ambientes densos como el cúmulo de Coma (Thompson, 1981) se deben a mecanismos externos que desencadenan la formación de un porcentaje significativo de barras.

## 1.5. Evolución de las barras

En la sección anterior (sección 1.4), se hace hincapié en el rol fundamental que las inestabilidades gravitacionales tienen en la formación de las barras en las galaxias disco. A medida que las inestabilidades crecen y se forman las barras, producen una redistribución de la masa, tanto bariónica como oscura, de la galaxia como así también de su momento angular. Esta evolución, conocida comúnmente como evolución secular, es en general lenta e independiente del medio ambiente circundante donde se forma la galaxia. Diversos estudios sugieren que las barras juegan un papel fundamental en la evolución secular de las galaxias disco. Principalmente muestran que las barras crecen transfiriendo su momento angular a las regiones externas del disco y al halo de materia oscura (Sellwood, 1981; Binney & Tremaine, 1987; Sellwood & Wilkinson, 1993; Athanassoula, 2003). Esto resulta en la elongación de las órbitas estelares, el crecimiento de la intensidad de la barra y el decaimiento de la velocidad angular de rotación de la misma.

Según Sellwood (1981) la transferencia del momento angular a las regiones externas del disco se realiza a través de los brazos espirales. Las estrellas localizadas en las regiones internas de los brazos espirales remueven el momento angular de las estrellas localizadas en las puntas de la barra. A través de este proceso, la barra absorbe estrellas del brazo espiral generando el crecimiento de su tamaño y el decrecimiento de su velocidad de rotación.

El potencial gravitacional así generado por la barra estelar puede a su vez inducir grandes cambios en la dinámica del disco gaseoso que la rodea. La

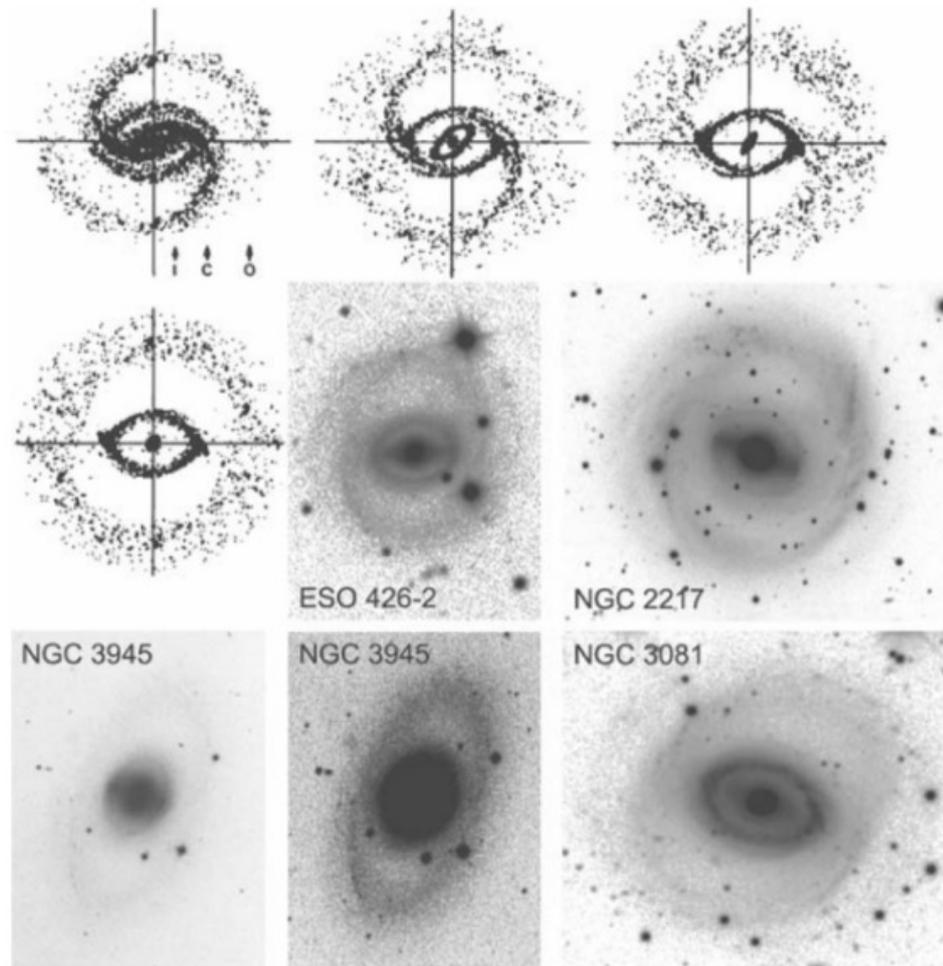


Figura 1.7: Los paneles superiores y el panel central derecho muestran la evolución de gas a lo largo del tiempo simulado en respuesta a un potencial generado por un objeto barrado (Simkin et al., 1980). Las partículas son mostradas luego de que la barra diera 2, 3, 5 y 7 vueltas. Además se muestran las imágenes fotométricas de 4 galaxias barradas rodeadas por anillos (SB(r)). Imagen extraída de (Kormendy & Kennicutt, 2004).

respuesta del gas a la formación de la barra se ilustra en la Fig. 1.7. Cuando el gas se encuentra en las regiones externas al radio de corotación (radio en el cual la velocidad de rotación de la galaxia es igual a la velocidad de rotación de la barra), el gas es llevado hacia las regiones externas por la transferencia del momento angular desde la barra al disco generando un crecimiento de la

barra. Este gas se reacomoda en anillos como los observados en las galaxias NGC 3945, ESO 426-2, NGC 2217 y NGC 2217 (Fig. 1.4). Dentro del radio de corotación, el gas es acretao hacia el centro de la galaxia. Este flujo de gas puede ser responsable de brotes de formación estelar central y, cuando el gas es capaz de llegar hasta el centro de la galaxia, puede generar núcleos activos (Berentzen et al., 1998; Fanali et al., 2015, AGN) al ser devorado por el agujero negro supermasivo.

Uno de los principales mecanismos que juega un rol importante durante la evolución secular es la resonancia de acoplamiento. Para comprender la naturaleza del mismo se considera un potencial simple compuesto por una parte con simetría axial y una barra rígida que gira con una frecuencia angular constante de  $\Omega_{bar}$ . Por convención se elije un sistema de referencia que tenga la misma frecuencia que la barra con el fin evitar dependencias temporales del potencial (Binney & Tremaine, 2008). Cualquier órbita regular de una galaxia con un potencial como el mencionado con anterioridad, puede ser caracterizado por dos frecuencias: la frecuencia angular de rotación alrededor del centro de la galaxia  $\Omega$ , y la frecuencia epicíclica, es decir, la frecuencia de las oscilaciones radiales  $\kappa$ . Se define una órbita en resonancia si existen dos números enteros  $l$  y  $m$  de tal forma que

$$l\kappa + m(\Omega - \Omega_{bar}) = 0. \quad (1.1)$$

Las resonancias más importantes para los estudios dinámicos de una barra son las resonancias internas y externas de *Lindblad* y la de corotación. La resonancia interna de *Lindblad* (ILR) corresponde a valores de  $l = -1$  y  $m = 2$  ( $\Omega_{bar} = \Omega - \kappa/2$ ). En consecuencia, para un sistema que rote con la misma frecuencia angular que la barra, la órbita cerrará después de una revolución alrededor del centro y dos oscilaciones radiales. Similarmente, la resonancia externa de *Lindblad* (OLR) corresponde a valores de  $l = 1$  y  $m = 2$  ( $\Omega_{bar} = \Omega + \kappa/2$ ). En este caso, la órbita de la partícula va en sentido contrario al sistema de referencia mientras realiza dos oscilaciones radiales. Para  $l = 0$ , se obtiene la resonancia de corotación (CR), correspondiente a cuando la frecuencia angular de la partícula es igual que la frecuencia angular de la barra ( $\Omega_{bar} = \Omega$ ).

Estas resonancias juegan un papel importante en la evolución de las órbitas de las estrellas de una galaxia barrada. En primer lugar, trazan la orientación particular de las órbitas. Esto significa que la fase de la orientación de la órbita cambia en un factor  $\pi/2$  cuando cruzan por una de las resonancias de *Lindblad* o el CR. Las órbitas que están alineadas con la barra se encuentran localizadas entre ILR y CR mientras que las órbitas que estén perpendicular se encuentran entre CR y OLR o menores a ILR. Más allá de CR la barra no

puede extenderse. En segundo lugar, las resonancias causan la transferencia del momento angular entre la barra y las estrellas del disco, y por lo tanto, pueden ser muy influyentes en la evolución secular del disco. En general, la barra transfiere su momento angular al disco, causando un incremento en la longitud de escala del disco (Debattista et al., 2006). De hecho, según Hohl (1971), esta transferencia del momento angular tiende a producir discos exponenciales a partir de discos no-exponenciales. En consecuencia, la evolución secular inducida por una barra puede ser uno de los mecanismos que expliquen el perfil exponencial de las galaxias disco. Las barras también pueden intercambiar momento angular a través de las resonancias desde el disco hacia el halo causando la reducción de su frecuencia angular. Las partículas del halo, suelen ganar momento angular cuando cruzan una resonancia lo que genera la pérdida de rotación de la barra y el aumento de los valores de la longitud de la barra  $R_{bar}$  y de la posición del CR.

Una vez formada una barra, surge la cuestión de si la galaxia que la hospeda puede alguna vez librarse de ella; es decir, si las barras pueden ser fenómenos transitorios que aparecen y desaparecen. Un escenario probable es que las barras pueden ser destruidas durante la interacción con otra galaxia. Existe un consenso general en que las interacciones violentas suficientes para destruir barras también pueden destruir los discos. Sin embargo, algunos estudios sugieren que es posible destruir una barra mediante la acreción de una galaxia enana sin generar un daño mayor al disco de la galaxia (Pfenninger & Friedli, 1991). Otro escenario posible es que el crecimiento de una componente estelar central masiva formada por el gas acumulado en el centro, puede destruir la barra (Pfenninger & Norman, 1990; Hasan & Norman, 1990). Friedli & Pfenninger (1991) presentaron resultados que indican que una barra hospedada en una galaxia rica en gas puede dirigir suficiente gas hacia las regiones internas de la galaxia como para destruirse a si misma. En este sentido, no está completamente claro si estos procesos son ubicuos y más estudios son necesarios a fin de clarificar este escenario.

Una revisión más detallada de las propiedades de las barras, su formación y evolución se pueden encontrar en Sellwood & Merritt (1994); Kormendy & Kennicutt (2004); Athanassoula (2008, 2012).

## 1.6. Inestabilidad del disco

Las simulaciones numéricas han mostrado que la inestabilidad de un disco puede jugar un papel fundamental en la transformación y regulación de las propiedades de la galaxia a la que pertenece. Los estudios acerca de estos procesos han resaltado que es posible distinguir dos tipos de inestabilidad:

local y global. La primera controla si las perturbaciones de tamaño mucho menor que el disco galáctico pueden crecer o no. Cabe recordar que las inestabilidades no solo juegan un rol fundamental en procesos dinámicos como en la formación de las barras sino también en procesos astrofísicos tales como la formación estelar. Para que la formación estelar se dé, se requiere la fragmentación y el colapso posterior de una nube de gas molecular debido justamente a su inestabilidad gravitacional (Elmegreen & Elmegreen, 1983). Consecuentemente, la inestabilidad local es probablemente una condición necesaria para la formación de estrellas en galaxias disco. Por otro lado, la (in)estabilidad global puede jugar un papel significativo en las propiedades globales del disco de una galaxia. Un disco inestable globalmente puede evolucionar a otra configuración estable como por ejemplo una barra.

La aproximación más utilizada para un análisis simple de la inestabilidad local es la del criterio de estabilidad de Toomre (1964). Esta aproximación supone un disco estelar de espesor nulo con rotación diferencial y una dispersión de velocidades no nula. Para una perturbación con simetría axial se define el parámetro de Toomre como

$$Q(R) = \frac{\sigma_R \kappa}{3.36 G \Sigma_0}, \quad (1.2)$$

donde  $G$  es la constante de gravitación universal,  $\sigma_R$  es la dispersión de velocidad radial,  $\Sigma_0$  es la densidad superficial masa de las estrellas,  $\kappa$  es la frecuencia epicíclica (o radial es decir  $\kappa = 2\pi/T_r$  con  $T_r$  el período radial definido como el tiempo empleado en ir y volver del apocentro al pericentro de una órbita). Para regiones inestables se tiene que  $Q(R) < 1$  mientras que para las estables  $Q(R) > 1$ . Un sistema estable requiere una dispersión de velocidad alta o un período radial corto para suprimir el colapso gravitacional.

En el caso que se tenga un disco gaseoso, en vez de uno estelar, el criterio de Toomre (1964) se define como

$$Q(R) = \frac{c_s \kappa}{\pi G \Sigma_g}, \quad (1.3)$$

donde  $\Sigma_g$  es la densidad superficial de masa de gas y  $c_s$  es la velocidad del sonido definida como  $c_s^2(R) = \partial P / \partial \rho$ , con  $P$  la presión y  $\rho$  la densidad local del gas. En este caso, en vez de una dispersión gravitacional alta, se necesita un gradiente de presión significativo para contrarrestar la inestabilidad gravitacional. La estabilidad en una región del disco puede asegurarse de dos formas: en base a la presión del gas, cuando el tiempo de escala dinámico es mayor que la velocidad del sonido, o cuando la período epicíclico es menor que los tiempos dinámicos de escala.

La inestabilidad global, a diferencia de la local, investiga si los discos son estables cuando existen perturbaciones que afectan las propiedades de todo el disco y no solo a una región específica. Diversos autores han estudiado esta cuestión proponiendo criterios de inestabilidad en base a las propiedades de las galaxias disco (Ostriker & Peebles, 1973; Efstathiou et al., 1982; Mo et al., 1998). Un criterio expresado en cantidades fáciles de obtener mediante observaciones es el criterio de Efstathiou et al. (1982). Basado en simulaciones de N-cuerpos de un disco embebido en una variedad de halos de materia oscura, encontraron que las galaxias en equilibrio estable poseen:

$$f_{disc} = \frac{V_{max}}{\sqrt{(GM_d/R_d)}} \gtrsim 1.1, \quad (1.4)$$

donde  $V_{max}$  es la velocidad de rotación máxima del disco estelar,  $G$  es la constante de gravitación universal,  $M_d$  es la masa estelar del disco y  $R_d$  el radio de escala de un disco exponencial. Este parámetro mide la importancia de un disco auto-gravitante respecto del total de las componentes (gas, estrellas, materia oscura). Un disco exponencial aislado posee  $f_{disc} \sim 0.63$  y por lo tanto es inestable. Sin embargo, colocando el disco dentro de un halo de materia oscura incrementa el valor de  $V_{max}$  y puede estabilizar el disco. Christodoulou et al. (1995) aplicaron este criterio a discos gaseosos y encontraron que el límite correspondiente es de  $f_{disc} \gtrsim 0.9$ , ligeramente menor al de los discos estelares.

Aproximadamente la mitad de las galaxias disco en el Universo local, poseen barras sin ninguna dependencia con el tipo morfológico (Sa, Sb o Sc). Dado que los discos inestables ( $f_{disc} < 1.1$ ) pueden conducir a la formación de este tipo de estructuras, es frecuente asociar la formación de barras con la inestabilidad global de los discos. Sin embargo, este criterio no funciona perfectamente. Muchas de las galaxias barradas poseen bulbos estelares de gran tamaño y se encuentran hospedados en halos de materia oscura de alta masa. Ambos suelen estabilizar al disco. De hecho, según Athanassoula (2008), no hay un criterio simple que describa todos los ingredientes necesarios que expliquen los procesos de inestabilidad de los discos y la formación de barras. En consecuencia, o el criterio no es del todo correcto, o existe algún proceso externo que induce la formación de barras en discos estables. Por ejemplo, Noguchi (1987), utilizando simulaciones numéricas, muestra que el encuentro de una galaxia disco con otra galaxia puede producir una estructura barrada en un disco estable.

## 1.7. Modelo Cosmológico y Formación de Galaxias

Durante los últimos 50 años enormes esfuerzos, tanto desde el punto de vista observacional como teórico, han sido dedicados por diversos autores al estudio del origen y evolución de las galaxias barradas (Miller et al., 1970; Hohl, 1971; Ostriker & Peebles, 1973; Sellwood, 1980; Athanassoula & Sellwood, 1986; Sellwood & Athanassoula, 1986; Combes et al., 1990; Pfenniger & Friedli, 1991). Desde el punto de vista teórico, la gran mayoría de estos trabajos se focalizan en estudiar a las barras fundamentalmente en simulaciones numéricas de discos aislados con condiciones iniciales específicamente desarrolladas para ello. Sin embargo, son muy escasos los trabajos que estudian la formación de barras en el contexto de formación de galaxias y dentro del modelo cosmológico adecuado (Scannapieco & Athanassoula, 2012; Okamoto et al., 2014; Goz et al., 2014). Las simulaciones numéricas cosmológicas brindan una oportunidad única y valiosísima de contribuir en ese sentido al estudio de la formación de galaxias barradas. Esta escasez se debe en parte a que la resolución numérica necesaria para resolver espacialmente las diversas componentes estelares de una galaxia, y en particular la barra, haga que las simulaciones se vuelvan extremadamente costosas y muchas veces casi impracticables. En esta sección presentamos una descripción del modelo cosmológico de concordancia que establece el marco para el desarrollo de simulaciones numéricas de formación de galaxias. Un análisis más detallado de este modelo se puede encontrar en Mo et al. (2010). El modelo cosmológico más aceptado en la actualidad es el de materia oscura fría con constante cosmológica ( $\Lambda$ CDM, por sus siglas en inglés) y que se enmarca dentro de los modelos de la formación jerárquica de estructuras (White & Rees, 1978). En estos modelos, las estructuras surgen a partir de minúsculas fluctuaciones cuánticas presentes en la densidad de materia del Universo primitivo que crecen y se amplifican debido al mecanismo de inestabilidad gravitacional.

Una de las pruebas más importantes del modelo cosmológico, la proveen las fluctuaciones de la radiación de fondo de microondas (CMB), predicha teóricamente por Gamow (1948) y detectada por primera vez por Penzias & Wilson (1965) mientras realizaban experimentos de comunicaciones por satélites en ondas de radio. Estos experimentos señalaron que dicha radiación era isotrópica y que se ajustaba a una radiación de cuerpo negro a una temperatura de  $\sim 3$  °K. Dicke et al. (1965) notaron rápidamente que esta radiación era la que había predicho Gamow (1948) teóricamente. Luego de este descubrimiento, mediciones mejoradas han sido realizadas con la primera detección de las fluctuaciones por el satélite COBE (*Cosmic Background*

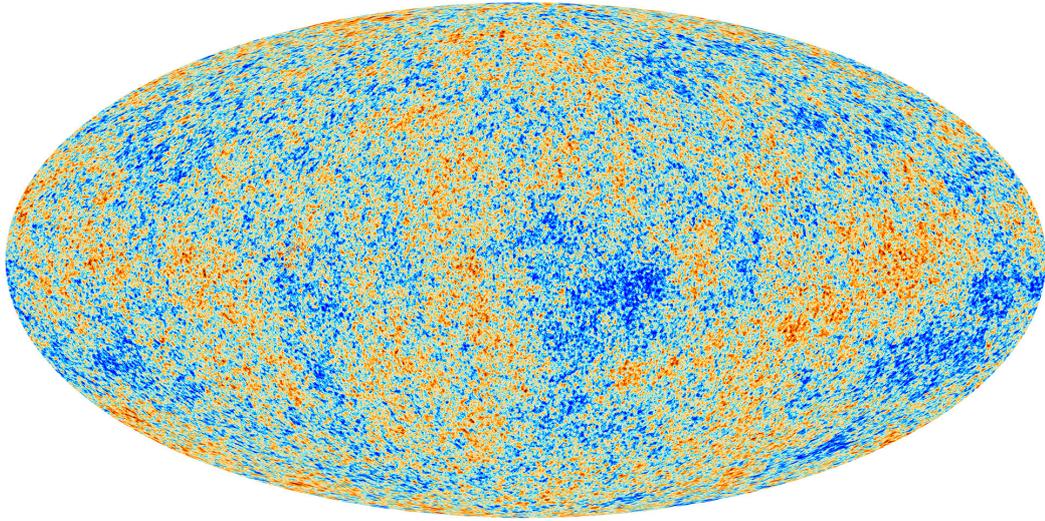


Figura 1.8: Mapa del Fondo de Cósmico de Microondas (CMB) observado por el satélite Planck. Los diferentes colores reproducen las fluctuaciones de la temperatura de la radiación medida, con diferencias del orden de  $\Delta T/T \sim 10^{-5}$  y un valor medio de  $T = 2,725$  K. Estas variaciones en temperatura reflejan las fluctuaciones en el campo de densidad que dieron origen a las estructuras que observamos en el Universo.

*Explorer*, [Smoot et al., 1992](#)), seguidas por WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*, [Spergel et al., 2007](#)). Las últimas de las mediciones fue realizada por el satélite Planck ([Planck Collaboration et al., 2015](#)) el cual obtuvo valores muy precisos de las fluctuaciones en la temperatura de la radiación cósmica de fondo  $\Delta T/T \sim 2.0 \times 10^{-6}$ . La Fig. 1.8 muestra un mapa del todo el cielo de  $\Delta T/T$  donde los colores representan las fluctuaciones de la temperatura de la radiación de fondo con diferencias del orden de  $10^{-5}$  alrededor de la temperatura media de  $T \sim 2.725$  K, correspondiéndose con una longitud de onda característica de 1.9 mm. Estas variaciones en temperatura reflejan las fluctuaciones en el campo de densidad que dieron origen a las estructuras que observamos en el Universo.

Estas mediciones han permitido determinar los parámetros cosmológicos fundamentales tales como densidad de materia y energía, constante de Hubble, temperatura de la radiación, etc. con una precisión notable. Uno de los resultados más sorprendentes es el que se refiere a la densidad de materia-energía del Universo estableciendo que el Universo es plano y que consiste en tres componentes principales: -La materia bariónica compuesta de protones, neutrones y electrones que constituyen el Universo visible y aportando

aproximadamente el 4% del total. -La materia oscura, un tipo de materia hipotética de composición desconocida, que no emite o refleja suficiente radiación electromagnética para ser observada directamente con los medios técnicos actuales, pero cuya existencia se puede inferir a partir de los efectos gravitacionales que causa en la materia visible, tales como las estrellas o las galaxias, así como en las anisotropías del fondo cósmico de microondas. Su contribución es  $\sim 26\%$  del total de masa en el Universo. -Finalmente, la energía oscura, que es una forma hipotética de energía que estaría presente en todo el espacio, produciendo una presión negativa que tiende a incrementar la aceleración de la expansión del Universo, resultando en una fuerza gravitacional repulsiva. El 70% de la masa en el Universo está constituido por energía oscura.

El modelo  $\Lambda$ CDM posee seis parámetros libres. El primero de ellos es el parámetro de Hubble ( $H_0$ ) que determina la tasa actual de expansión del Universo, así como su densidad crítica,  $\rho_0$ . Las densidades de los bariones, materia oscura y energía oscura se expresan en proporción a  $\rho_0$ , por lo tanto, las densidades de bariones, materia oscura y energía oscura se escriben como  $\Omega_b = \rho_b/\rho_0$ ,  $\Omega_m = \rho_m/\rho_0$  y  $\Omega_\lambda = \rho_\lambda/\rho_0$ , respectivamente. Puesto que el modelo de  $\Lambda$ CDM supone un universo plano,  $\Omega_b + \Omega_m + \Omega_\lambda = 1$ , la densidad de la energía oscura no es un parámetro libre. El cuarto parámetro se refiere a la profundidad óptica de reionización que determina el desplazamiento al rojo de la emisión por reionización. Los últimos dos parámetros dan información sobre las fluctuaciones de la densidad determinada por la amplitud de las fluctuaciones primordiales ( $\sigma_8$ ) y el índice espectral ( $n_s$ ), que mide como las fluctuaciones cambian con la escala ( $n_s = 1$  corresponde a un espectro escalar-invariante). A partir de mediciones experimentales, que incluyen estudios del CMB [Planck Collaboration et al. \(2015\)](#), observaciones del Universo a gran escala con una muestra de galaxias extraída del SDSS ([Ross et al., 2014](#)), de relaciones entre magnitud y el corrimiento al rojo de supernovas tipo Ia ([Riess et al., 1998](#)) y de cúmulos de galaxias ([Mantz et al., 2015](#)), los parámetros se restringen a los valores mostrados en la Tabla 1.1

Una vez especificadas las condiciones iniciales de homogeneidad, isotropía y forma plana, el Universo entra en una etapa dominada por radiación, donde la nucleosíntesis primordial crea los elementos primigenios y se emite la radiación de fondo de microondas. Subsecuentemente, la materia oscura fría, en ausencia de presión, domina el colapso gravitacional y las pequeñas perturbaciones comienzan a amplificarse.

En tiempos tempranos, cuando las perturbaciones son muy pequeñas  $\delta\rho/\rho \ll 1$ , el tamaño físico de una sobredensidad crece linealmente con el tiempo. Esto se conoce como teoría lineal de perturbaciones y provee una descripción sencilla y detallada de la evolución temprana de estas perturba-

Parámetros cosmológicos	Valores
$H_0/(\text{km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})$	$67.74 \pm 0.46$
$\Omega_b$	$0.0486 \pm 0.0016$
$\Omega_m$	$0.308 \pm 0.012$
$\Omega_\lambda$	$0.6911 \pm 0.0062$
$n_s$	$0.9611 \pm 0.006$
$\sigma_8$	$0.8159 \pm 0.0086$

Tabla 1.1: Parámetros cosmológicos calculados a partir de mediciones experimentales calculados por [Planck Collaboration et al. \(2015\)](#).

ciones. Según se vuelven más densas las regiones ( $\delta\rho/\rho \sim 1$ ), la aproximación lineal comienza a fallar, y un tratamiento más complejo y no lineal es necesario (ver modelo de colapso esférico; [Gunn, 1977](#)). El resultado del subsecuente colapso gravitacional no lineal depende del contenido de la materia. Si la perturbación consiste en gas ordinario, el colapso crea una onda de choque que aumenta la entropía del material. Si el enfriamiento radiativo es ineficiente, el sistema se relaja hacia un equilibrio hidrostático, con la gravedad propia del sistema balanceada por los gradientes de presión. Si la perturbación consiste en materia no colisional, como la materia oscura, no se desarrollan ondas de choques. De todas formas, el sistema se relaja a un estado de equilibrio con una estructura aproximadamente universal. Este proceso es llamado relajación violenta y para el caso de la materia oscura, las estructuras no lineales formadas se denominan halos de materia oscura. Estos halos, han sido estudiados detalladamente mediante simulaciones numéricas, y juegan un papel preponderante en las teorías modernas de formación de galaxias. Las propiedades intrínsecas de los halos son bastantes estables y se ha mostrado que el perfil de densidad, la forma, el espín y la subestructura interna dependen muy poco de la masa del halo y/o del modelo cosmológico ([Navarro et al., 1997](#)).

En modelos cosmológicos con bariones y materia oscura tales como  $\Lambda$ CDM, cada perturbación inicial contiene gas y materia oscura no colisional en proporciones universales. Cuando una estructura colapsa, la materia oscura se relaja violentamente para formar un halo de materia oscura, mientras que el gas se calienta debido a las colisiones y puede establecerse en un equilibrio hidrostático en el potencial del halo para luego enfriarse lentamente. El enfriamiento del gas es un ingrediente crucial en la formación de galaxias. Dependiendo de la temperatura y la densidad, una variedad de procesos de enfriamiento pueden afectar el gas. En halos masivos, donde la temperatura

virial es bien elevada  $T_{vir} > 10^7$  K, el gas se encuentra totalmente ionizado y se enfría principalmente a través del bremsstrahlung (o radiación de frenado) debido a la emisión de electrones libres. En el rango de temperaturas  $10^4 \text{ K} < T_{vir} < 10^6 \text{ K}$ , mecanismos de excitación y desexcitación electrónica juegan un papel importante. Los electrones pueden recombinarse con iones emitiendo fotones o los átomos pueden excitarse por colisiones con otras partículas, decayendo radiativamente hasta el estado fundamental. Debido a que los diferentes tipos de átomos poseen diferentes niveles de energía, la tasa de enfriamiento depende fuertemente de la composición química del gas. En halos con  $T_{vir} < 10^4 \text{ K}$ , el gas se encuentra neutro casi en su totalidad. Esto suprime los procesos de enfriamiento antes mencionados. Finalmente, en un corrimiento al rojo alto ( $z > 6$ ), la dispersión de Compton inversa, producidos por electrones en halos de gas caliente a los fotones provenientes del fondo de radiación de microondas es un mecanismo efectivo de enfriamiento.

Con excepción del efecto Compton inverso, los mecanismos de enfriamiento involucran dos partículas. En consecuencia, el enfriamiento es más efectivo en regiones densas. Luego del colapso gravitacional, el gas calentado por choques en halos virializados puede ser lo suficientemente denso para que el enfriamiento sea efectivo. Si los tiempos de enfriamiento son cortos, el gas nunca llega a un equilibrio hidrostático, sino que es acretado directamente a la protogalaxia central. Si el enfriamiento es lo suficientemente lento como para desarrollar una atmósfera hidrostática, puede causar que las regiones internas de la atmósfera pierdan soporte de presión y fluyan hacia el progenitor central. Por lo tanto, el efecto neto del enfriamiento es que el material bariónico es segregado desde la materia oscura y acumulado como gas frío y denso en una protogalaxia en el centro del halo de materia oscura.

Tanto la materia oscura como los bariones poseen un bajo momento angular. Si este momento angular se conserva durante el enfriamiento, el gas comenzará a ser acretado en forma de espiral, estableciéndose en un disco frío en equilibrio rotacional en las regiones centrales del halo. Una vez establecido el gas, colapsa bajo su propia gravedad incrementando dramáticamente su temperatura y densidad. Durante este colapso, las nubes de gas se fragmentan en núcleos pequeños y densos que eventualmente forman estrellas, y por consiguiente, da lugar a una galaxia visible.

Basados en datos observacionales, existen dos modos de distinguir la formación estelar: la formación estelar lenta en discos soportados por rotación y los brotes de formación estelar. Esto último, caracterizado por tener una tasa de formación estelar mucho más elevada, y típicamente confinados en regiones pequeñas (frecuentemente en la región central) de las galaxias. Estos brotes ocurren por la gran acumulación de gas en volúmenes pequeños y son detonados por interacciones dinámicas o inestabilidades.

Cuando comenzaron a surgir los modelos dinámicos para la formación de galaxias dominados por materia oscura fría (CDM), se instaló la idea de que la mayor parte del material bariónico se enfriaba y formaba estrellas. Esto se debe a que en el modelo de formación jerárquica de estructuras, se forman halos densos y pequeños en corrimientos al rojo altos y el enfriamiento previsto era muy eficiente. Esto discrepa severamente de los datos observacionales, que muestran que solo una pequeña fracción de todos los bariones se encuentran como gas frío. Por lo tanto, otros procesos físicos evitan el enfriamiento del gas o lo vuelven a calentar luego de ser enfriado.

La solución a este problema radica en considerar los procesos de realimentación que sufre el gas durante su evolución. Un ejemplo de esto, son las explosiones de supernova, que liberan grandes cantidades de energía en forma de radiación y ondas de choque que calientan el gas circundante y lo expulsan fuera de la galaxia.

Otra fuente de realimentación importante la proveen los núcleos activos de las galaxias (AGN), fase de acreción activa de gas de los agujeros negros supermasivos localizados en los centros de las galaxias masivas. Un AGN libera grandes cantidades de energía, por lo que son muy brillantes y pueden ser observados a grandes distancias. Aunque una pequeña fracción de galaxias en el Universo actual poseen un AGN, las observaciones indican que todos los esferoides masivos contienen un agujero negro supermasivo en su núcleo. En consecuencia, se cree que todas las galaxias con componente esferoidal significativa ha pasado por una o más fases de AGN durante su vida.

Aunque es claro que los procesos de realimentación juegan un papel importante en la formación de galaxias, aún no es del todo claro cuáles son los procesos dominantes, y cuándo y cómo operan exactamente. Además, para realizar una predicción precisa de sus efectos, se necesita saber que tan frecuentes son. Por ejemplo, el caso de las supernovas, se necesita un entendimiento previo de la tasa de formación estelar y de la función inicial de masas. Para el caso de los AGN es necesario saber cuándo, cómo y dónde los agujeros negros supermasivos se forman y cómo acretan masa.

Un elemento adicional a tener en cuenta en el esquema de formación jerárquica de galaxias ([White & Rees, 1978](#)) es que las estructuras mayores se forman a través de fusiones de las más pequeñas. La idea subyacente en estos modelos es que primero se forman las galaxias menos masivas y que posteriormente las más masivas se forman por la fusión de aquéllas. Estas fusiones involucran tanto el material bariónico (estrellas y gas) como no bariónico, es decir, la materia oscura. Un sistema puede fusionarse con otro (u otros) para formar otro sistema más grande y con propiedades distintas a las de sus progenitores. La historia de formación de un halo de materia oscura puede describirse con lo que se denomina un árbol de fusión para trazar to-

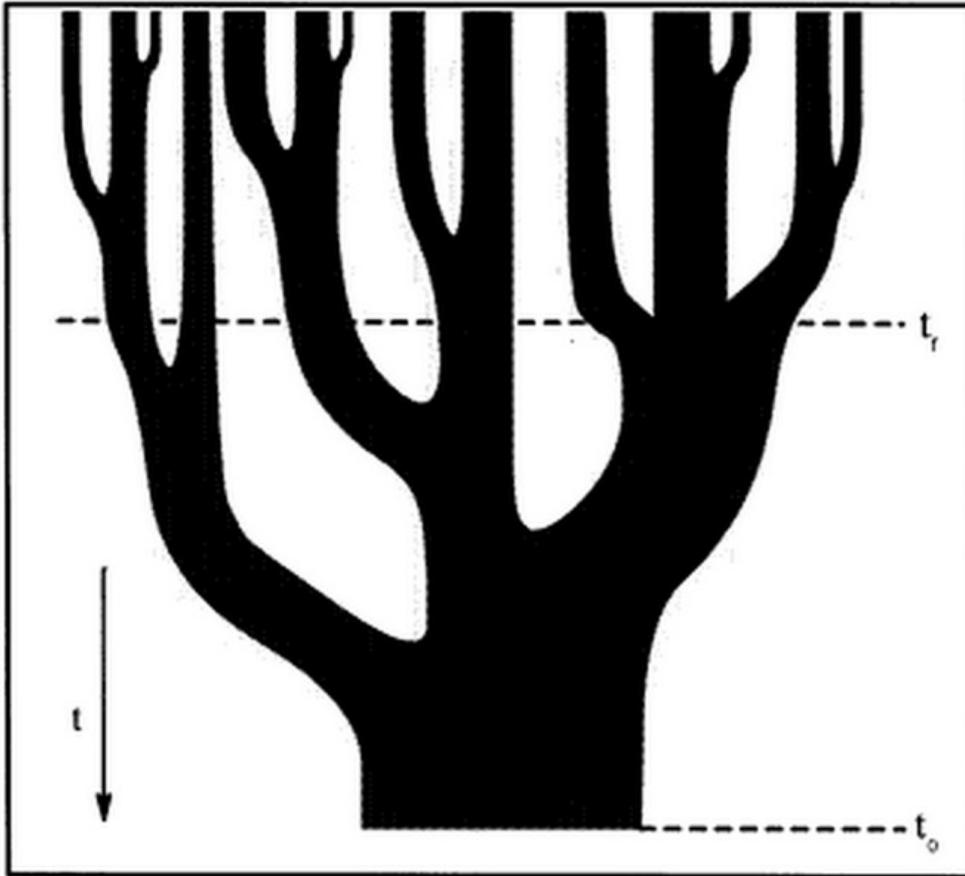


Figura 1.9: Representación esquemática de un árbol de fusión describiendo el crecimiento de un halo como el resultado de una serie de eventos de fusión. El tiempo avanza de arriba hacia abajo y el ancho de las ramas representa las masas que poseen los halos. El tiempo  $t_0$  es el presente mientras que  $t_f$  es el tiempo en el cual el progenitor principal alcanza la mitad de la masa del halo en el presente. Figura extraída de [Lacey & Cole \(1993\)](#).

dos sus progenitores. La Fig. 1.9 muestra la ilustración de un árbol de fusión típico, en donde el crecimiento de un halo en un tiempo  $t_0$  es el resultado de una serie de eventos de fusión de varios progenitores. En los modelos con materia oscura fría, gran parte del crecimiento de los halos masivos se debe a una gran cantidad de eventos de fusión con halos más pequeños. Cuando dos halos de masa similar se fusionan, la relajación violenta rápidamente transforma la energía de los progenitores en energía interna de ligadura del

halo remanente. El gas asociado a cada halo es calentado por medio de choques durante el evento de fusión y luego se establece en equilibrio dinámico dentro del nuevo halo. Las galaxias centrales de los halos también se fusionan como parte del proceso de relajación violenta produciendo una nueva galaxia más masiva. Esta fusión puede ir acompañada por nuevos brotes de formación estelar o activar el núcleo de la galaxia (si las galaxias progenitoras tenían suficiente cantidad de gas frío). Si los halos poseen masas muy distintas los procesos dinámicos son menos violentos. El sistema más pequeño orbita dentro del halo principal durante un largo período de tiempo en el cual dos procesos compiten por resolver su destino. En primer lugar, la fricción dinámica transfiere su momento angular hacia el halo principal torciendo los brazos espirales hacia adentro. Si el satélite es muy masivo los efectos de marea pueden destruir el disco de una galaxia y transformar una galaxia espiral en una galaxia elíptica. Este proceso puede construir cúmulos de galaxias, si el halo es lo suficientemente grande como para que el gas no tenga tiempo de enfriar y las galaxias no hayan tenido el tiempo de fusionarse dentro de un halo muy masivo.

La superposición de todos estos procesos astrofísicos complejos y su complicada interrelación hacen que el problema de la formación de las galaxias sea uno de los problemas más apasionantes a los que se encuentra enfrentada la astrofísica moderna. En particular, en esta tesis, nos focalizaremos en el estudio de una de las componentes más conspicuas de las galaxias: las barras estelares. Esta tesis está dividida en cuatro capítulos. En el capítulo 2, estudiamos la formación y evolución de una galaxia con barra contra-rotante respecto del disco principal. Demostramos que este tipo de componentes aparecen en escenarios jerárquicos de formación de estructuras y proponemos un escenario en el cual las componentes contra-rotantes se forman a partir de la acreción retrógrada del gas proveniente de dos filamentos distintos. Utilizamos la teoría de torques de marea (Hoyle, 1949; Peebles, 1969; Doroshkevich, 1970; White, 1984; Porciani et al., 2002) para explicar cómo el gas cambia la dirección de su momento angular. En el capítulo 3, estudiamos las propiedades intrínsecas de las galaxias barradas en el presente ( $z = 0$ ) utilizando las simulaciones cosmológicas EAGLE. Proponemos una nueva forma de mejorar el criterio de inestabilidad global de Efstathiou et al. (1982). Además, analizamos la evolución secular de las galaxias que albergan barras y como interactúan con el halo de materia oscura. Finalmente hacemos una comparación de la velocidad de rotación y del tamaño de las barras encontradas en las simulaciones con las observadas en el Universo.

## Capítulo 2

# Barra contra-rotante en una galaxia disco simulada

### Resumen<sup>1</sup>

Las componentes estelares contra-rotantes son componentes dinámicas cuyo origen se atribuye a la acreción de satélites o a inestabilidades generadas por una desviación de la simetría axial del disco. En este capítulo, utilizamos simulaciones numéricas cosmológicas de galaxias disco para mostrar que las componentes contra-rotantes pueden surgir naturalmente en un escenario jerárquico de formación de estructuras. Encontramos que dos galaxias tipo disco simuladas poseen cada una de ellas, dos componentes estelares coplanares con rotaciones opuestas. Una de ellas es una galaxia barrada que contiene un disco típico, extenso y soportado por rotación formado principalmente por estrellas jóvenes, y una componente barrada compuesta principalmente por estrellas viejas que rota en la dirección opuesta al disco. Estas rotaciones opuestas se originaron a partir del material acretado de dos filamentos distintos en el que al momento del *turnaround* (cuando el máximo del momento angular es adquirido), se intersectan formando una estructura en forma de “V”. Cada filamento realiza un torque opuesto al del otro. El filamento que primero alimenta a la galaxia forma la barra interna contra-rotante, mientras que el material acretado del otro filamento forma el disco co-rotante externo. Los eventos de fusión no juegan un rol relevante debido a que la mayoría de las partículas estelares se forman *in situ*. Solo el 9% de todas las estrellas presentes en la galaxia corresponde a estrellas incorporadas en eventos de acreción. El escenario de formación que describimos en este capítulo implica una significativa diferencia de edades entre la componente

---

<sup>1</sup>Basado en [Algorry & Abadi \(2011\)](#); [Algorry et al. \(2014\)](#)

co- y contra-rotante que puede utilizarse para discriminar otros escenarios que puedan explicar la formación de estrellas contra-rotantes en una galaxia disco. Además describimos las propiedades dinámicas de otra galaxia disco con un anillo contra-rotante localizado en las regiones internas de la galaxia. Al igual que la galaxia barrada, el anillo contra-rotante de esta galaxia es más viejo que el disco, aunque la masa estelar es de un orden de magnitud menor.

## 2.1. Introducción

Las galaxias disco son sistemas estelares múltiples formados por la superposición de diferentes componentes, tales como el disco, el núcleo y el halo, que interactúan entre sí. Los discos estelares son sistemas aplanados soportados fundamentalmente por rotación cuyas estrellas se mueven en órbitas cuasi-circulares y coplanares. En cambio, el núcleo y el halo son sistemas esferoidales soportados fundamentalmente por dispersión de velocidades. Las estrellas del disco poseen mayoritariamente momento angular positivo (definido según la dirección dominante de la rotación del sistema con origen en el centro de la galaxia) mientras que en el núcleo y en el halo se encuentran estrellas tanto con momento angular positivo y negativo. En los últimos años, resultados observacionales han mostrado la presencia de una componente estelar en el disco que contra-rotata respecto a la rotación dominante del mismo. Las mismas han sido detectadas a través de la presencia de dos picos en la distribución de velocidades a lo largo de la visual (LOSVD, por sus siglas en inglés) medidas en espectros de alta resolución. Algunos ejemplos de componentes contra-rotantes situadas en las regiones internas se observan en NGC 7331 (Prada et al., 1996) y en NGC 5728 (Prada et al., 1996). Sin embargo, en otras ocasiones se pueden encontrar superpuestas con el disco principal de la galaxia, como en NGC 5719 (Vergani et al., 2007; Coccato et al., 2011), NGC 7217 (Merrifield & Kuijken, 1994), NGC 3593 (Bertola et al., 1996) y NGC 4550 (Rubin et al., 1992; Rix et al., 1992).

Un ejemplo característico de estas componentes contra-rotantes es el de la galaxia espiral barrada NGC 5728 mostrada en la Fig. 2.1. Esta galaxia presenta una componente central contra-rotante (Prada & Gutiérrez, 1999) respecto al disco de la galaxia. La Fig. 2.2 muestra la distribución de velocidades a lo largo de la línea de la visual a diferentes distancias del centro galáctico que van desde  $-6.5''$  a  $6.5''$  respecto del centro de la galaxia, cada  $1.1''$  aproximadamente. Estas mediciones se realizaron para tres ángulos de posición diferentes respecto a la barra con valores de  $30^\circ$ , (coincidente con el eje mayor de la barra),  $23^\circ$  y  $86^\circ$ , respectivamente. La presencia de la

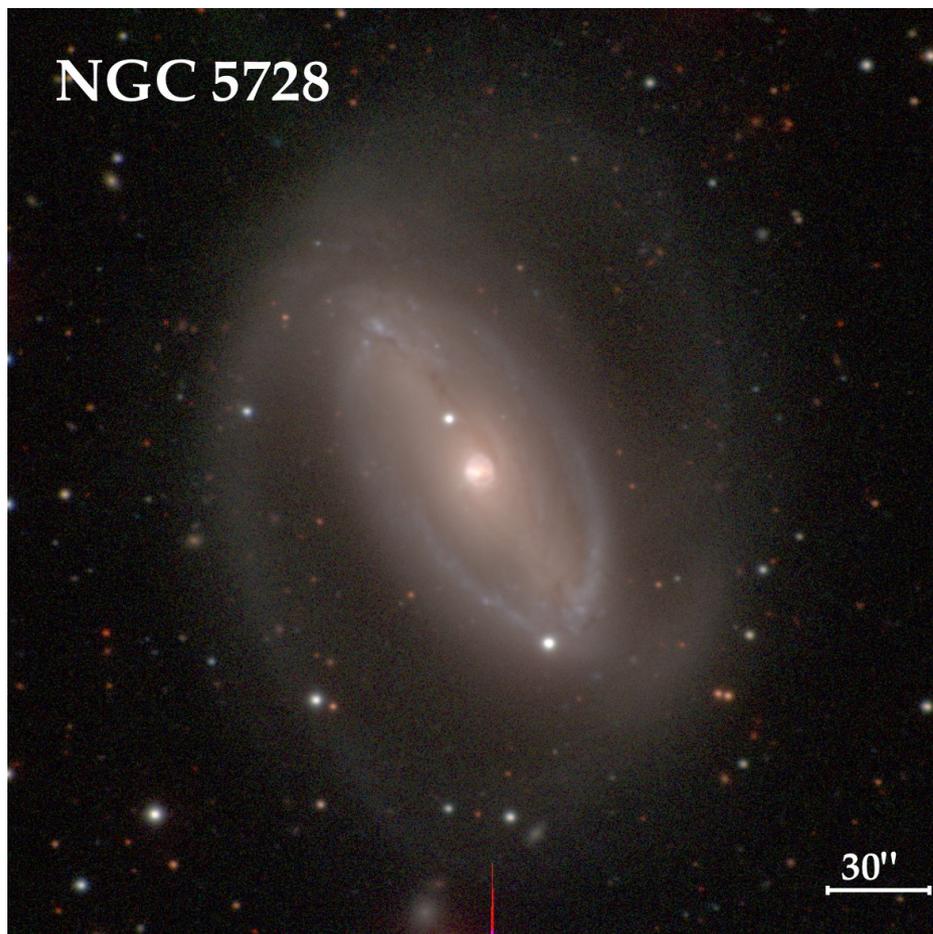


Figura 2.1: Imagen fotométrica de la galaxia NGC 5728, que presenta una componente estelar contra-rotante en las regiones centrales. Imagen extraída del *The Carnegie-Irvine Galaxy Survey (CGS)*, <http://cgs.obs.carnegiescience.edu/CGS/Home.html>.

componente contra-rotante se detecta como un máximo secundario con una velocidad de signo opuesto al máximo principal.

Hasta el momento, no existe consenso en la literatura acerca del origen y evolución de este tipo de poblaciones estelares. Un origen externo ha sido propuesto a través de mecanismos de acreción de satélites en galaxias disco donde la fricción dinámica puede arrastrar a un satélite al plano del disco y circularizar su órbita antes de ser destruido, dejando atrás una población de estrellas co- o contra-rotantes, dependiendo del momento angular inicial del satélite acregado (Quinn et al., 1993; Abadi et al., 2003). También da soporte

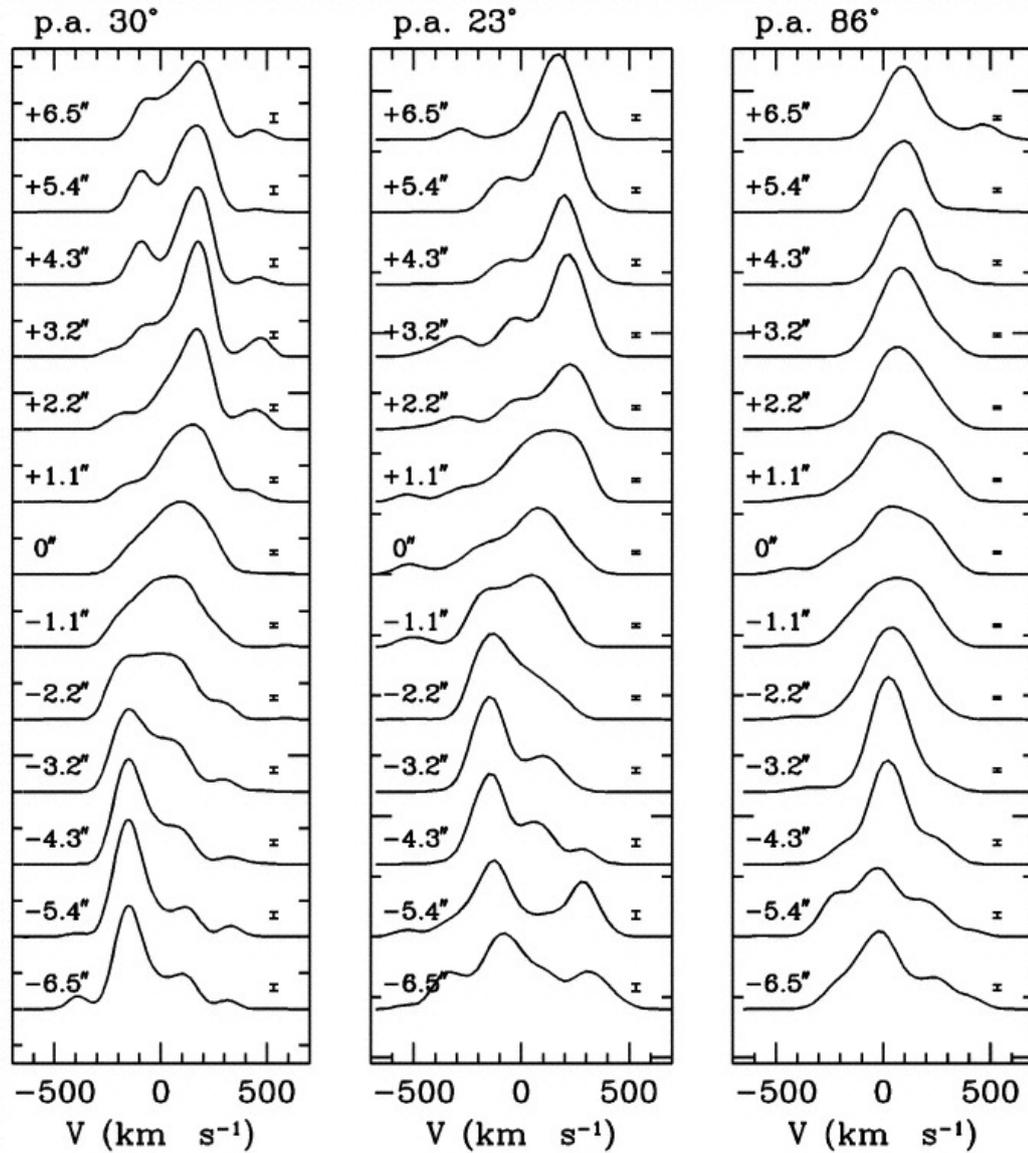


Figura 2.2: Distribución de velocidades a lo largo de la línea de la visual a diferentes distancias del centro de la galaxia NGC 5728, con tres ángulos de posición (p. a.) diferentes: el panel izquierdo se muestra con un p.a. = 30° (a lo largo del eje mayor de la barra), el panel central con un p.a. de 23°, y el panel derecho con un p.a. de 86°. Esta imagen fue extraída de [Prada & Gutiérrez \(1999\)](#).

a esta idea la existencia de bulbos contra-rotantes, ya que son reminiscentes de núcleos dinámicamente desacoplados presentes en algunas galaxias elípticas (Bender & Surma, 1992; Carter et al., 1998; Emsellem et al., 2007; Kuntschner et al., 2010). Estos últimos se cree que se originan por la acreción de satélites compactos que sobreviven al proceso de destrucción para luego asentarse en el centro de la galaxia principal (Balcells & Quinn, 1990; van den Bosch et al., 2008).

Un escenario alternativo propone el origen de las estrellas contra-rotantes como resultado de la acreción de gas con momento angular opuesto al del disco estelar pre-existente. Dada su naturaleza colisional, el gas rápidamente se asienta en un disco contra-rotante que gradualmente se convierte en estrellas. El resultado final sería la superposición de dos discos que comparten el plano orbital.

El escenario de acreción retrógrada de gas realiza predicciones específicas acerca del momento angular, distribución espacial y diferencia de edades de los dos discos. Dada la naturaleza colisional del gas acretado, las dos estructuras no pueden formarse simultáneamente, lo que implica una diferencia de edades bien definida. Además, como el momento angular correlaciona con el tiempo de acreción (Navarro et al., 1997), generalmente se espera que mientras más joven es el disco, mayor es el momento angular, y por lo tanto, significativamente más extendido espacialmente. Finalmente, sería difícil para el disco pre-existente evitar las inestabilidades desencadenadas por el flujo de material contra-rotante, que puede llevar a la formación de una barra central contra-rotante (Palmer & Papaloizou, 1990; Sellwood & Merritt, 1994).

En este capítulo, exploramos estas cuestiones utilizando simulaciones numéricas cosmológicas de formación de dos galaxias disco aisladas en el paradigma actual de formación de estructuras, el escenario de materia oscura fría con constante cosmológica ( $\Lambda$ CDM). Estudiamos sus propiedades en el Universo local ( $z = 0$ ) y trazamos su evolución en el tiempo hasta el tiempo de máxima expansión (tiempo de *turnaround*, cuando el momento angular de las galaxias es adquirido), con el fin de identificar el origen de estas configuraciones presentes en un número importante de galaxias observadas en el Universo.

## 2.2. Simulaciones numéricas

Las simulaciones numéricas utilizadas para el estudio del origen y evolución de componentes contra-rotantes fueron desarrolladas y presentadas por Piontek & Steinmetz (2011) en el marco del modelo cosmológico de con-

cordancia de materia oscura fría con constante cosmológica  $\Lambda$ CDM. Estos autores, simulan la formación y evolución de 7 halos galácticos de diferentes masas que van desde  $\sim 10^{11} M_{\odot}$  para el más pequeño hasta  $\sim 10^{12} M_{\odot}$  para el más masivo que es similar a la masa de la Vía Láctea. Las condiciones iniciales corresponden al modelo cosmológico de materia oscura fría con constante cosmológica ( $\Lambda$ CDM) con parámetros ajustados a las observaciones del satélite WMAP3 (Spergel et al., 2007). El valor de la constante de Hubble es  $H_0 = 73 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ , el contraste de densidad de materia oscura es  $\Omega_0 = 0.20$ , el de energía oscura es  $\Omega_{\Lambda} = 0.76$  y el de bariones es  $\Omega_{bar} = 0.04$ . Los halos son extraídos de una simulación de solo materia oscura de menor resolución (Navarro et al., 2004) de un cubo cosmológico de  $64 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$  de lado y resimuladas con una resolución mayor incluyendo bariones. La evolución de cada halo es relativamente tranquila con pocos eventos de fusión violentos y un parámetro adimensional de espín relativamente elevado para favorecer la formación de discos rotantes. En todos los halos se utilizó una resolución de  $2048^3$  partículas efectivas en la región cúbica de resimulación y las masas de las partículas son de  $3.54 \times 10^5 \text{ h}^{-1} M_{\odot}$  para el gas, y  $1.7 \times 10^6 \text{ h}^{-1} M_{\odot}$  para la materia oscura. Todas las simulaciones comenzaron en un corrimiento al rojo  $z = 50$  y se evolucionaron hasta el presente,  $z = 0$ .

Las simulaciones fueron realizadas utilizando el código GADGET2 (Springel, 2005) que incluye dos tipos de partículas: en primer lugar, se considera las partículas de materia oscura que interactúan entre sí solamente por medio de la dinámica newtoniana. En segundo lugar, se incluyen los bariones que inicialmente se encuentran en forma gaseosa y luego se pueden convertir en estrellas. La hidrodinámica del gas se evoluciona utilizando la técnica SPH (Gingold & Monaghan, 1977; Lucy, 1977). La versión del código incluye enfriamiento radiativo basado en el trabajo realizado por Katz et al. (1996). El gas frío puede transformarse en estrellas mediante el modelo de formación estelar realizado por Katz (1992) y Navarro et al. (2004), y los principales criterios de conversión de una partícula de gas a una estelar se toman de Piontek & Steinmetz (2011). La tasa de formación estelar se determina a partir de la ley de (Schmidt, 1959), expresada de la siguiente forma:

$$\frac{d\rho_{\star}}{dt} = c_{\star} \frac{\rho_{gas}}{t_{\star}} \quad (2.1)$$

donde  $c_{\star}$  es un parámetro adimensional que regula la eficiencia de la formación estelar (se utiliza  $c_{\star}=0.1$ , basado en las observaciones realizadas por Duerr et al. (1982) del medio interestelar de la Vía Láctea),  $\rho_{gas}$  es la densidad de gas y

$$t_{\star} = \max(t_{dyn}, t_{cool}), \quad t_{dyn} = (4\pi G\rho)^{-1/2}, \quad (2.2)$$

donde  $t_{dyn}$  y  $t_{cool}$  son el tiempo dinámico y el tiempo de enfriamiento del gas.

halo	$M_{vir}$ $10^{12}$	$r_{vir}$ kpc	$V_{vir}$ $km s^{-1}$	$\lambda$	resolución efectiva	$N_{vir}$ [ $10^5$ ]
halo 1	0.135	139	68.32	0.040	$2048^3$	1,00
halo 2	0.252	173	85.11	0.029	$2048^3$	2,42
halo 3	0.358	193	95.34	0.034	$2048^3$	3,13
halo 4	0.493	214	105.5	0.019	$2048^3$	4,20
halo 5	0.594	227	112.36	0.016	$2048^3$	5,00
halo 6	0.703	241	119.36	0.026	$2048^3$	6,10
halo 7	1.23	290	143.22	0.058	$2048^3$	10,00

Tabla 2.1: Los parámetros que caracterizan a los halos del modelo *Standard* de realimentación, según un orden creciente de masa. El halo más masivo es el número 7 con una masa similar a la de la Vía Láctea.  $N_{vir}$  es, aproximadamente, el número total de partículas de gas, materia oscura y estrellas dentro del radio virial  $r_{vir}$ .

Se supone una función inicial de masa de Miller-Scalo de las partículas estelares que representan las poblaciones estelares de una galaxia (Miller & Scalo, 1979) con un corte inferior en  $0.1M_{\odot}$  y un corte superior en  $100 M_{\odot}$ :

$$\xi(M) = M_{\star} A \begin{cases} M^{-1.25} & 0.1 < M < 1M_{\odot} \\ M^{-2} & 1 < M < 2M_{\odot} \\ 2^{0.3} M^{-2.3} & 2 < M < 10M_{\odot} \\ 10 \times 2^{0.3} M^{-3.3} & 10 < M < 100M_{\odot} \end{cases}$$

donde  $A = 0,284350751$ , y  $M_{\star}$  es la masa de la partícula estelar.

Cada halo fue resimulado 3 veces utilizando una descripción diferente para la implementación del proceso de realimentación debido a las explosiones de supernovas. Estos modelos son denominados: *Standard*, *All In* y *Low kinetic*, originalmente por los autores. Los últimos dos modelos incluyen procesos físicos tales como fondo de radiación ultravioleta a corrimientos al rojo altos, energía cinética liberada por supernovas, supernovas tipo Ia y devolución de masa a partir de las supernovas. Las galaxias con componentes contrarotantes analizadas en este capítulo han sido resimuladas utilizando solo el modelo *Standard* de realimentación y, por lo tanto, sólo detallaremos las características de este modelo en la siguiente subsección. Una explicación detallada de los otros dos modelos se encuentra en Piontek & Steinmetz (2011).

Las propiedades de cada halo se presentan en la Tabla 2.1, para el modelo de realimentación *Standard*. Las columnas de la tabla dan, para cada halo, el radio virial, ( $r_{vir}$ ), la masa encerrada dentro de ese radio ( $M_{vir}$ ), la

velocidad circular equivalente que posee una partícula en ese radio ( $V_{vir}$ ), el parámetro adimensional de espín ( $\lambda$ ), la resolución efectiva y el número total de partículas dentro de  $r_{vir}$ .

El radio virial de los halos  $r_{vir}$ , está definido de tal forma que la densidad  $\rho(r_{vir}) = \Delta\rho_c$ , donde  $\rho_c = 3H_0^2/(8\pi G)$  es la densidad crítica del Universo y  $\Delta = 18\pi^2 + 82x - 39x^2$ , con  $x = \Omega_0(1+z)^3/(\Omega_0(1+z)^3 + \Omega_\Lambda) - 1$ .

## 2.3. Realimentación

En simulaciones cosmológicas, una partícula estelar corresponde básicamente a una población estelar única, por lo tanto, la energía que devuelve una explosión de supernova se suma sobre toda la población estelar y luego se distribuye sobre el gas de los alrededores. Subsecuentemente, el gas es calentado inhibiendo la formación estelar en ese entorno.

Las supernovas tipo II son el resultado de la explosión de una estrella muy masiva (entre 8 y 40  $M_\odot$ ) cuando, al acabarse el hidrógeno y el helio, van quemando otros elementos químicos más pesados hasta llegar al hierro. El hierro no produce energía sino que la absorbe, haciendo que la estrella entre en colapso y explote. La cantidad de energía total liberada luego de cada explosión, depende de las propiedades de cada estrella. En estas simulaciones se promedia la energía liberada en  $10^{51}$  ergs, lo que equivale a una energía de  $1,21 \times 10^{49}$  ergs por masa solar formada. La curva de luz de una supernova es muy complicada y no posee una forma funcional, por lo tanto se aproxima a una función exponencial determinada por la siguiente expresión

$$\Delta E = E_{SN} \frac{t - t_\star}{t_{SN}} e^{-\frac{t-t_\star}{t_{SN}}} \frac{\Delta t}{t_{SN}}, \quad (2.3)$$

donde  $t_{SN} = 20$  Myr es el tiempo de enfriamiento de la supernova,  $t_\star$  es el tiempo de formación de la partícula estelar y  $\Delta t$  es el lapso de tiempo de la supernova. El enfriamiento radiativo del gas se apaga temporalmente en las partículas de gas que reciben la energía de la supernova (Gerritsen, 1997), y por lo tanto, se previene la re-irradiación de la energía térmica por las elevadas densidades del gas que rodea los sitios de formación estelar. El tiempo de apagado del enfriamiento radiativo de 20 Myr, se basa en el tiempo típico de enfriamiento de las ondas de choque de una supernova, con la intención de suprimir la tendencia hacia una formación estelar temprana más eficientemente.

El modelo *Standard* incluye una producción de energía liberada por supernovas como la explicada en la sección anterior, donde las partículas de gas afectadas por este proceso, en el momento de la supernova, no están

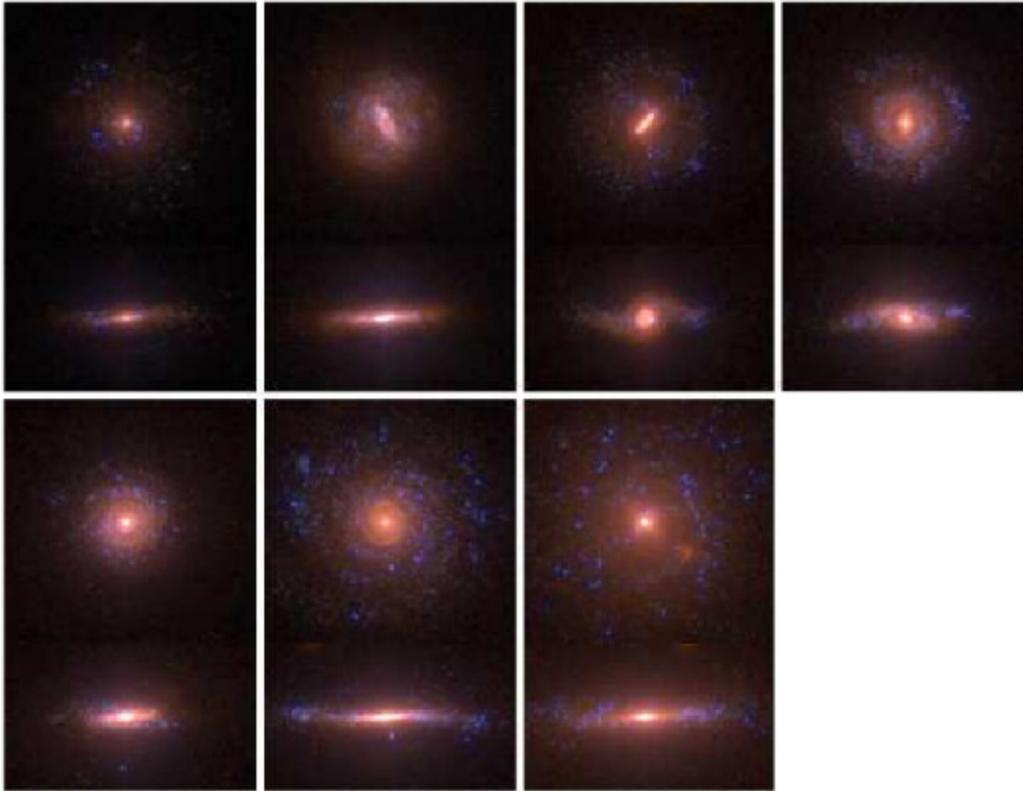


Figura 2.3: Distribución espacial de las partículas estelares de las galaxias disco del modelo *Standard* de realimentación. Es notable como estas distribuciones imitan con gran precisión las observaciones de galaxias disco en un gran rango de masas, desde  $1.13 \times 10^{11}$  hasta  $1.23 \times 10^{12} M_{\odot}$ . La fila superior muestran las galaxias hospedadas en los halos 1, 2, 3 y 4, mientras que en la fila inferior se muestran las hospedadas en los halos 5, 6 y 7. Figura extraída de [Piontek & Steinmetz \(2011\)](#)

afectadas por enfriamiento radiativo. La figura 2.3 muestra las simulaciones, de tal forma que el halo 1 (menos masivo) se encuentra en el panel superior izquierdo, y en orden creciente de masa hasta el halo 7 (más masivo) ubicado en la parte inferior derecha. En esta figura se resalta la luminosidad de las estrellas, y por lo tanto, es posible apreciar la aparente similitud de estas simulaciones con galaxias disco observables.

En esta sección, se presentaron las simulaciones utilizadas para el estudio de componentes contra-rotantes, y se explicaron los procesos físicos utilizados para generarlas. Además se enfatizó en el proceso de realimentación, debido a su rol fundamental en la formación de galaxias y en especial para las galaxias

disco. En la sección siguiente se presenta un análisis detallado de la dinámica de las galaxias simuladas con el fin de establecer la existencia y propiedades de componentes estelares contra-rotantes.

## 2.4. Descomposición dinámica

Para analizar la formación de las componentes estelares contra-rotantes, es necesario definir cuáles son las estrellas que pertenecen a la misma. Para ello, seguimos los lineamientos generales de [Abadi et al. \(2003\)](#) para hacer una descomposición dinámica de un sistema. Por lo tanto, en esta sección, se resumen los principales conceptos necesarios para comprender el funcionamiento de los parámetros que permiten realizar una descomposición dinámica a una galaxia.

Una galaxia disco es un sistema complejo formado por diversas componentes dinámicas tales como un disco, un núcleo y un halo estelar. A su vez, el disco está compuesto por brazos espirales, regiones HII, gas molecular, etc. En consecuencia, su potencial gravitacional es aún más complejo. Con el fin de simplificar esto, algunos autores ([Kazantzidis et al., 2008](#)) suponen un potencial con simetría axial de tal forma que el eje de simetría coincida con el eje de rotación de la galaxia.

Analizando esto en más detalle, observamos que la órbita de una partícula en un modelo de potencial con simetría axial como el de una galaxia disco, está caracterizado por dos cantidades que permanecen prácticamente constantes a través del tiempo. Estas cantidades (integrales de movimiento) son: la energía total por unidad de masa

$$E = K + \Phi = 1/2(v_\varphi^2 + v_R^2 + v_Z^2) + \Phi, \quad (2.4)$$

y el momento angular específico (por unidad de masa) en la dirección  $\hat{Z}$  (que corresponde al eje de simetría)

$$J_Z = Rv_\varphi, \quad (2.5)$$

donde  $R$ ,  $\varphi$  y  $Z$  son el radio, el ángulo azimutal y el eje vertical en coordenadas cilíndricas. Las componentes de la velocidad en  $R$ ,  $\varphi$  y  $Z$  son  $v_R$ ,  $v_\varphi$  y  $v_Z$ , respectivamente.  $\Phi$  es el potencial gravitacional y  $K$  es la energía cinética. La energía y la componente  $Z$  del momento angular, al ser integrales de movimiento, se conservan durante la evolución temporal a lo largo de la órbita descrita por la partícula, por lo tanto, en un diagrama  $J_Z$  en función de  $E$ , cada órbita se representa por un solo punto (las estrellas en su movimiento orbital no varían su lugar en el diagrama). La distribución de densidades de

este diagrama, permite sacar conclusiones estadísticas acerca de las propiedades dinámicas de partículas en un sistema con simetría axial. Todas las órbitas, correspondientes a partículas ligadas gravitacionalmente al sistema, están contenidas, sin excepción, en una región del diagrama determinada por las desigualdades

$$E < 0, \quad (2.6)$$

$$J_Z^2 \geq 0. \quad (2.7)$$

$$(2.8)$$

Si se supone una galaxia en equilibrio estable, se cumple el teorema del virial  $2K + \Phi = 0$ , lo que implica que la energía se expresa del siguiente modo

$$E = -1/2 \left( \frac{J_Z^2}{R^2} + v_R^2 + v_Z^2 \right) = \Phi/2. \quad (2.9)$$

Debido a que  $v_R^2$  y  $v_Z^2 \geq 0$ ,

$$E \leq -\frac{J_Z^2}{2R^2}. \quad (2.10)$$

La dependencia del potencial con  $R$  también es compleja. A modo de prueba, suponemos un potencial sencillo inversamente proporcional a  $R$ , con el fin de observar el comportamiento del momento angular como función de la energía. Este potencial se escribe como  $\varphi = -C/R$ , siendo  $C$  una constante mayor a 0. Usando el teorema del virial,  $E = -C/2R$ , y despejando  $J_Z$  se determina la siguiente desigualdad

$$-2C(-E)^{-1/2} \leq J_Z \leq 2C(-E)^{-1/2}. \quad (2.11)$$

Tres casos particulares son de interés para este modelo. En primer lugar, si el módulo de la velocidad  $v = v_\varphi$ , entonces,  $J_Z$  toma la siguiente forma

$$J_Z(E) = 2C(-E)^{-1/2}. \quad (2.12)$$

Esto implica que la partícula rota a través de una órbita circular con velocidad positiva y con un eje de rotación que apunta en la dirección  $\hat{Z}$ . Además, la partícula posee el  $J_Z$  máximo que puede tener una partícula con una determinada energía, o también denominado  $J_{circ}(E)$ . En segundo lugar, si  $v = -v_\varphi$ , entonces

$$J_Z(E) = -2C(-E)^{-1/2}, \quad (2.13)$$

donde en este caso, la partícula rota a través de una órbita circular con velocidad negativa. Además, es importante notar que  $J_Z = -J_{circ}(E)$  es el

momento angular en la dirección  $\hat{Z}$  mínimo que puede tener una partícula con una determinada energía. Finalmente, el tercer caso a analizar es cuando  $v_\varphi = 0$ . Si esto ocurre, entonces

$$J_Z(E) = 0, \quad (2.14)$$

lo que implica que para una órbita puramente radial, y para cualquier valor de energía el valor de  $J_Z$  siempre será nulo.

Con el objetivo de observar el comportamiento de las dos integrales de movimiento, analizadas con anterioridad aplicadas a una galaxia disco, el panel principal de la Fig. 2.4 muestra el momento angular específico en función de la energía de ligadura de las partículas estelares de una galaxia disco simulada extraída de [Abadi et al. \(2003\)](#). Es interesante notar como el momento angular intrínseco de las partículas estelares cumplen aproximadamente las cotas impuestas por la ecuación 2.11 con un potencial sencillo inversamente proporcional a  $R$ . Las partículas del disco poseen valores similares a  $J_{circ}(E)$  debido a sus órbitas soportadas por rotación, en tanto que la región del diagrama con  $j_Z = -J_{circ}(E)$  no contiene partículas estelares debido a que la galaxia disco no posee componente contra-rotante.

Una medida adimensional del grado de soporte rotacional que posee una partícula puede obtenerse a través del parámetro de circularidad definido como el cociente entre la componente  $Z$  del momento angular y el momento angular correspondiente a una orbita circular con la misma energía:

$$\epsilon_J(E) = J_Z/J_{circ}(E). \quad (2.15)$$

Este parámetro es una normalización del momento angular específico  $J_Z$ , y está relacionado con la excentricidad de la órbita de una partícula con la misma energía. Para una partícula en una órbita perfectamente circular co-rotante se tendrá  $\epsilon_J = 1$ , mientras que para una órbita también perfectamente circular pero contra-rotante se tendrá  $\epsilon_J = -1$ . Evidentemente, una partícula con una velocidad de rotación nula ( $v_\varphi = 0$ ) alrededor del eje  $Z$  tendrá  $\epsilon_J = 0$  por definición. Una galaxia disco típica contiene una gran cantidad de estrellas soportadas por rotación, y en consecuencia, la mayoría tendrán  $\epsilon_J \sim 1$ . Las partículas pertenecientes a un esferoide están soportadas principalmente por dispersión de velocidades, y por lo tanto, la mayoría tendrán  $\epsilon_J \sim 0$ . En los paneles interiores de la Fig. 2.4 se muestran las distribuciones de circularidades del gas (panel superior) y de las estrellas (panel inferior). El gas muestra un pico pronunciado en circularidades  $\epsilon_J \sim 1$  lo que implica que co-rotan en órbita cuasi-circulares. La distribución de circularidades de las estrellas es un poco más compleja, con dos máximos, uno muy pronunciado en  $\epsilon_J \sim 1$  y el otro en  $\epsilon_J \sim 0$ . [Abadi et al. \(2003\)](#) separan esta

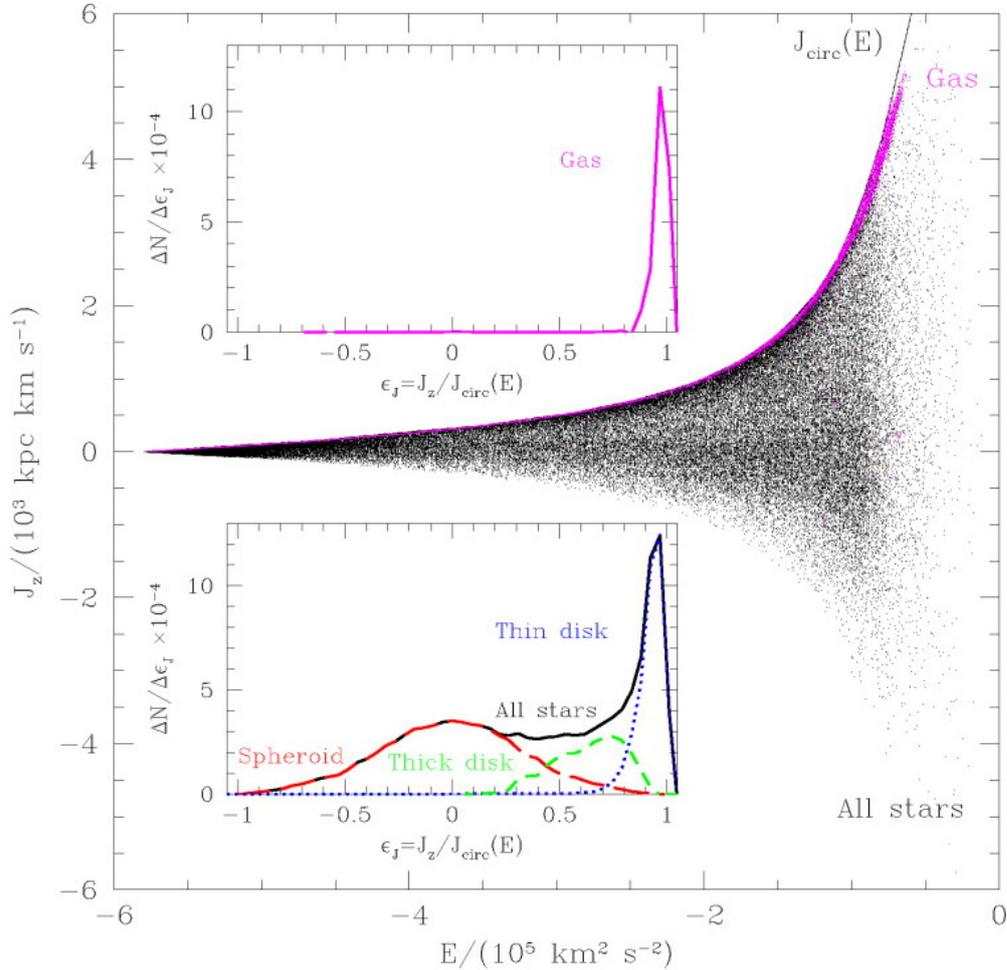


Figura 2.4: Panel principal: Componente  $Z$  del momento angular específico como función de la energía de ligadura de las partículas estelares (puntos negros) de una galaxia disco simulada. El color magenta representa la ubicación del gas en el diagrama. Panel superior interno: Distribución de circularidades de la componente gaseosa. Panel inferior interno: Distribución de circularidades de las partículas estelares (curva negra) y la correspondiente descomposición en tres componentes dinámicas diferentes: Un esferoide soportado por dispersión de velocidades (curva roja de a trazos largos), un disco fino soportado por rotación (curva de azul punteada) y una componente intermedia denominada disco grueso (curva verde de a trazos cortos). Este gráfico fue extraído de [Abadi et al. \(2003\)](#).

distribución en tres componentes dinámicas definidas de la siguiente forma: En primer lugar, una componente soportada por rotación que presenta una distribución espacial en forma de disco fino representado en azul. En segundo lugar, una componente soportada por dispersión de velocidades que presenta una distribución espacial en forma esferoidal representada en rojo. Y en tercer lugar, una componente intermedia, entre las dos primeras, que no posee el grado de soporte rotacional del disco fino y tampoco la dispersión de velocidades del esferoide. Esta componente presenta una distribución espacial similar a un disco grueso. Para asignar una partícula estelar a una determinada componente, la descomposición asume que la componente esferoidal tiene muy poca rotación neta. Por lo tanto, la distribución de circularidades de esta componente debe ser aproximadamente simétrica. Además, la distribución de circularidades del disco fino es similar a la de un disco frío como el de la Vía Láctea. En consecuencia, se supone un cociente entre la dispersión de velocidad ( $\sigma$ ) y la velocidad de rotación bajo ( $V_{rot}$ ),  $\sigma/V_{rot} \sim 0.2$ . Esta descomposición en disco fino y esferoide deja un número importante de partículas estelares con el mismo sentido de rotación que el disco fino pero con menor grado de soporte rotacional resultando en un disco espacialmente más grueso y con mayor dispersión de velocidad.

La Fig. 2.5 muestra la distribución de circularidades de la componente estelar de las 7 galaxias disco simuladas descritas en la sección previa. Con el fin de estudiar las componentes estelares, realizamos la descomposición dinámica de cada una de ellas. Al ser galaxias disco, todas las distribuciones poseen un número importante de estrellas con  $\epsilon_J \sim 1$ . Observando las Galaxias 4 y 5, es interesante notar que, a diferencia del resto, poseen un pico inusual en la región de circularidades negativas. Particularmente, la Galaxia 4 posee una gran cantidad de estrellas con rotaciones opuestas a la del disco, con un pico en  $\epsilon_J \sim -0.5$ . En el caso de la galaxia 5, el pico de la componente contra-rotante es mucho menor, pero posee órbitas más circulares debido a que se encuentra en  $\epsilon_J \sim -0.8$ .

En esta sección describimos un método para descomponer dinámicamente una galaxia disco. Este método se basa principalmente en asignar una partícula estelar a una componente en base a su rotación. Esto nos ha permitido encontrar componentes contra-rotantes que no hubiesen sido detectadas con una descomposición fotométrica. En la sección siguiente (sección 2.5) nos focalizaremos en el estudio de la galaxia disco número 4, que posee una barra estelar contra-rotante central conformada por estrellas viejas. En la sección 2.6 describiremos las propiedades dinámicas de la galaxia disco número 5, que posee un anillo contra-rotante.

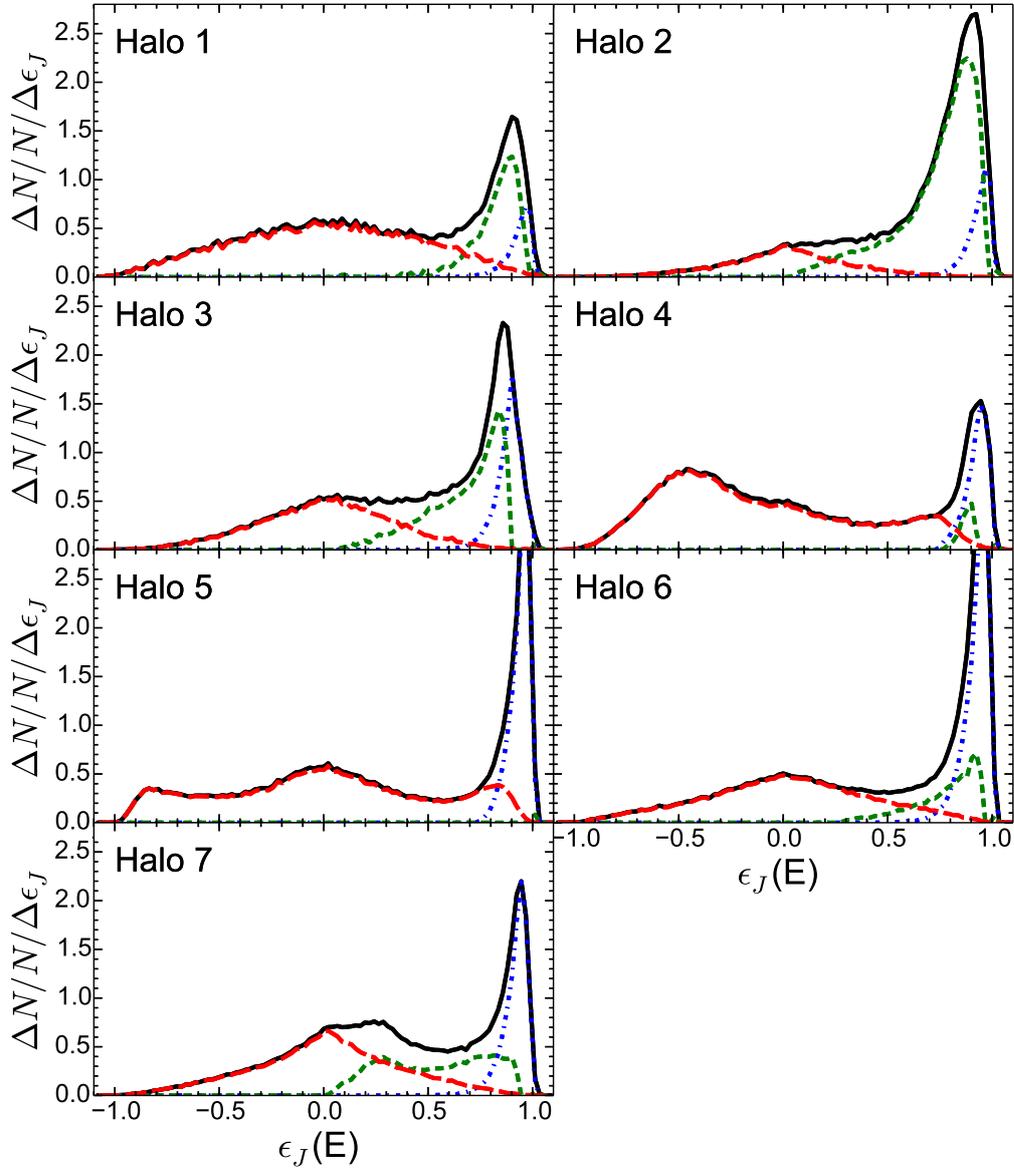


Figura 2.5: Histograma de circularidades de las partículas estelares de las 7 galaxias disco hospedadas dentro de los halos 1 a 7 del modelo *Standard* de realimentación. Los colores azul, rojo, verde y negro representan el disco soportado por rotación, el esferoide soportado por dispersión de velocidades, el disco grueso con un comportamiento intermedio al de los dos anteriores y el total de la partículas estelares de la galaxia, respectivamente. Es fácilmente visible en los halos 4 y 5 el exceso de estrellas en valores negativos de la circularidad, lo que implica la presencia de una componente contra-rotante.

## 2.5. Barra contra-rotante

En esta sección analizamos el origen de la componente estelar contra-rotante de la galaxia hospedada en el halo número 4 de las simulaciones cosmológicas descritas en la sección 2.2. Esta galaxia posee una masa virial de  $4.93 \times 10^{11} M_{\odot}$  con 160644, 46067 y 214059 partículas estelares, gaseosas y de materia oscura, respectivamente. La masa estelar de esta galaxia es de  $\approx 3.65 \times 10^{10} M_{\odot}$ .

La figura 2.6 muestra la densidad superficial de masa estelar de la galaxia, en un corrimiento al rojo  $z = 0$ , vista de frente (panel izquierdo) y vista de canto (panel derecho). La galaxia fue rotada de tal forma que el momento angular total de todas las estrellas contenidas dentro de un radio  $r_{Gal} = 20\text{kpc}$  apunte en la dirección del eje  $Z$ . Esta dirección es aproximadamente perpendicular al plano del disco. La distribución vista de frente muestra claramente una barra central que alineamos según la dirección del eje  $Y$ .

La barra contra-rotada en relación con el disco externo como se observa en el distribución de velocidades a lo largo de la visual (LOSVD) de las estrellas de la galaxia vista de canto. Cada histograma de velocidades en la Fig. 2.7 corresponde a estrellas proyectadas dentro de los círculos indicados en el panel derecho de la figura 2.6. Esta distribución de velocidades muestra que la parte interna y externa de la galaxia rotan en direcciones opuestas, y que en los radios intermedios las componentes co- y contra-rotantes se superponen. Esto evoca las LOSVD de las galaxias con discos contra-rotantes observados (ver, e.g., Rix et al., 1992; Prada et al., 1996; Prada & Gutiérrez, 1999).

Las dos componentes se separan nítidamente en la figura 2.8, donde mostramos la circularidad,  $\epsilon_J$ , de las estrellas dentro de  $r_{Gal}$  como función de la energía  $E$ . Este parámetro se aproxima a la unidad para órbitas circulares co-rotantes y a -1 para las contra-rotantes. Las circularidades de las órbitas radiales tienden a 0. La Fig. 2.8 muestra que el disco externo posee circularidades cercanas a 1, mientras que la barra está formada principalmente de estrellas altamente ligadas y contra-rotantes ( $\epsilon_J \sim -0.5$ ). Sucesivamente, se considerará a todas las partículas estelares con circularidades positivas o negativas como co- o contra-rotantes, respectivamente. Cada una de estas componentes contribuyen aproximadamente a la mitad de la masa estelar dentro de  $r_{Gal}$ . Las estrellas contra-rotantes poseen energías más negativas y se encuentran más concentradas en el centro; su radio a mitad de masa estelar es de 2.4 kpc comparado con los 5.9 kpc del disco co-rotante.

Para observar en detalle los perfiles radiales de la masa, utilizamos las curvas de velocidad circular definida como

$$V_{circ}(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}, \quad (2.16)$$

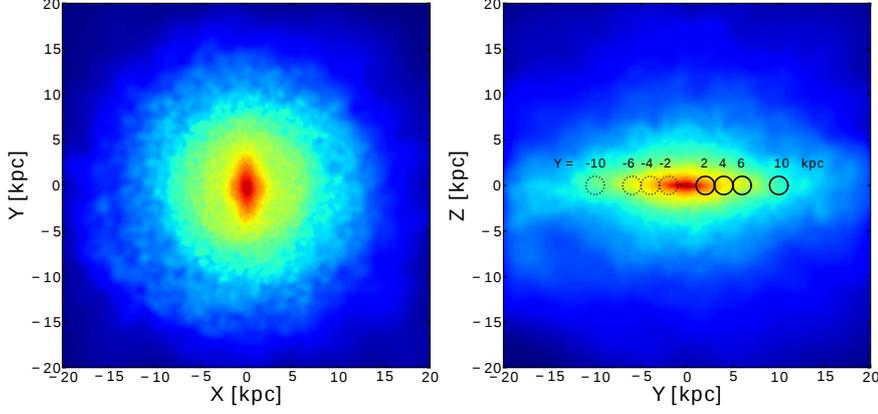


Figura 2.6: Mapa de densidad superficial de las partículas estelares de la galaxia del halo número 4, observada de frente (panel izquierdo) y observada de canto (panel derecho) a  $z = 0$ . Es posible notar con claridad la presencia de la estructura barrada en las regiones internas de la galaxia. El panel derecho muestra además, a la barra vista de canto. Los círculos a lo largo del eje mayor de la barra indican la línea de la visual correspondiente a la distribución de velocidades mostrada en la Fig. 2.7.

donde  $G$  es la constante de gravitación universal y  $M(r)$  es la masa total integrada dentro de una esfera de radio  $r$ . En la Fig. 2.9 se muestran las curvas de la velocidad circular de las diferentes componentes de la galaxia como indican las etiquetas. El total es la suma de las contribuciones de las estrellas, gas y materia oscura. A su vez, la contribución de las estrellas se divide en la contribución co- y contra-rotante ya definida con anterioridad. Estas contribuciones indican que las estrellas dominan el potencial gravitacional dentro de 5 kpc, siendo la componente contra-rotante más dominante que la co-rotante. Esto es esperable debido a que la barra está distribuida en las regiones internas y el disco en las externas de la galaxia. En  $r_{Gal}$ , las dos curvas se igualan debido a que ambas componentes poseen masas similares de aproximadamente  $\sim 1.8 \times 10^{10} M_{\odot}$ . El gas restante conforma solo el 10 % del total de la masa bariónica dentro de  $r_{Gal}$ , posee un radio a mitad de masa de 13.8 kpc, siendo todo co-rotante respecto del disco estelar.

El panel principal de la Fig. 2.10 muestra la dependencia de la circularidad respecto del tiempo de formación estelar ( $t_{form}$ ) y deja en claro que las componentes co- y contra-rotantes tienen edades sistemáticamente dife-

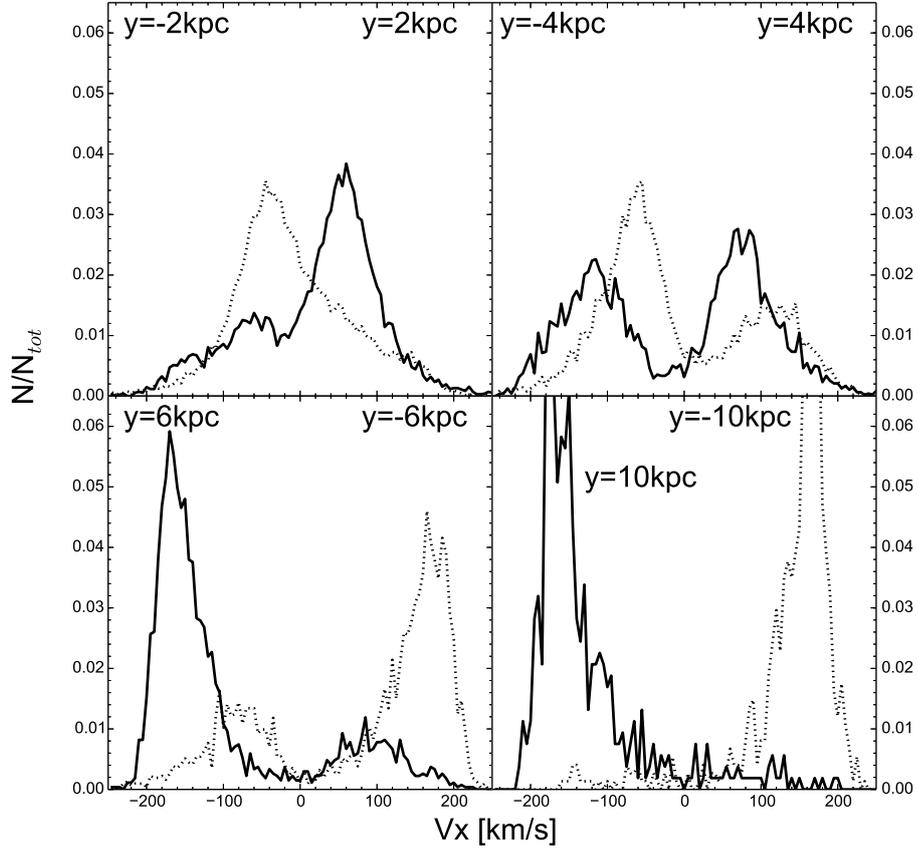


Figura 2.7: Distribución de velocidades a lo largo de la visual indicada en la proyección de canto de la galaxia en la Fig. 2.6 normalizada al número total ( $N_{tot}$ ) de estrellas dentro cada círculo. Las líneas continuas y punteadas corresponden a la línea de la visual de la derecha y de la izquierda de la galaxia, respectivamente. Cada panel está etiquetado con la distancia hacia el centro que hay en cada medición de la velocidad a lo largo de la visual. El número total de estrellas  $N_{tot}$  dentro de cada círculo es de aproximadamente 15000, 5500, 3000 y 650, para una distancia al centro de 2, 4 6 y 10 kpc, respectivamente. Es interesante notar el doble pico en la distribución de las regiones internas, donde el disco co-rotante y la barra contra-rotante se intersectan.

rentes. Como se esperaba, las estrellas más jóvenes poseen mayor momento angular y se encuentran en el disco externo co-rotante, mientras que la mayor

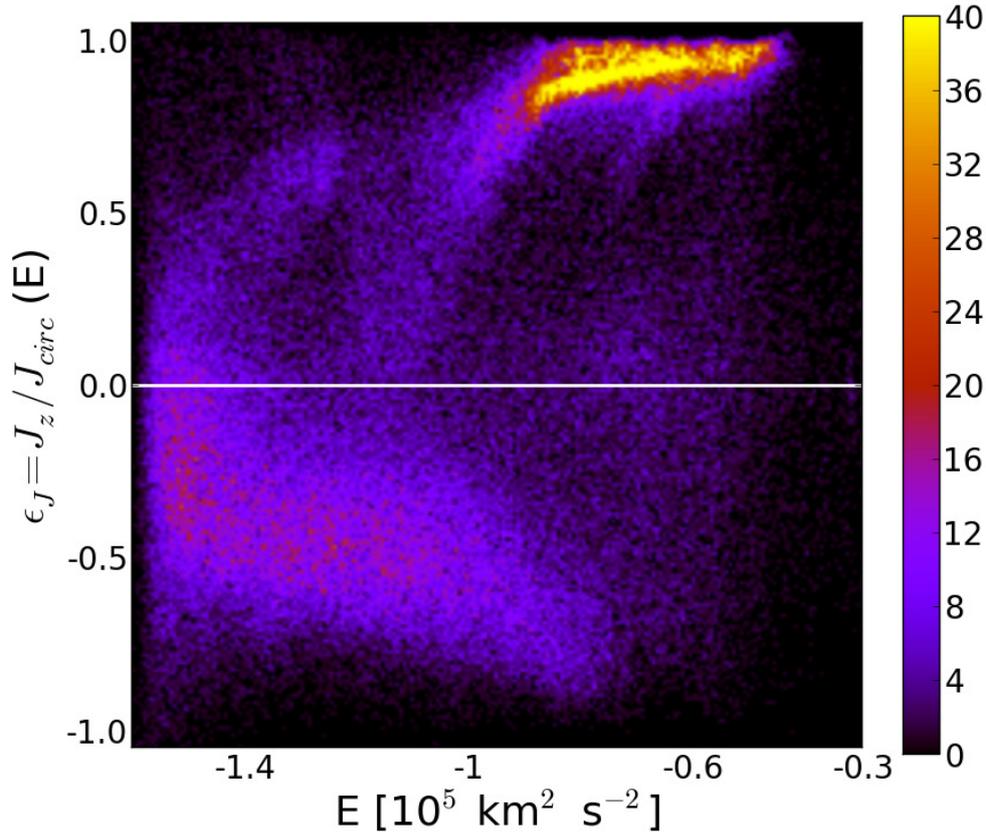


Figura 2.8: Diagrama de Energía-circularidad de las partículas estelares dentro de 20 kpc del centro de la galaxia. Los colores indican el número de estrellas en cada pixel, siguiendo la escala de colores de la barra de color ubicada a la derecha. El disco domina en las regiones externas y consiste básicamente en estrellas con órbitas cuasi-circulares. La barra contra-rotante domina en las regiones internas. Ambas componentes presentan una superposición importante en energía (o radio).

parte de las estrellas contra-rotantes (barra) se forman temprano ( $t_{\text{form}} < 6$  Gyr).

La presencia de la barra (que crece gradualmente después de  $t = 6$  Gyr

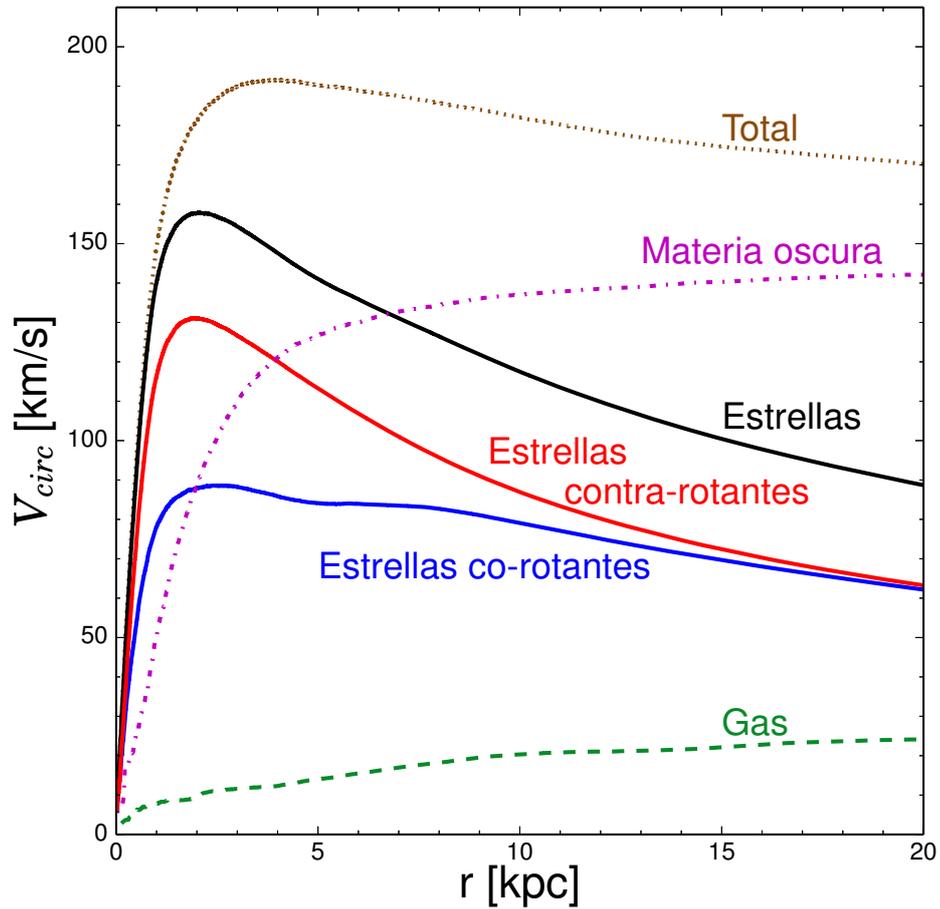


Figura 2.9: Contribución de la velocidad circular de las diferentes componentes de la galaxia. Las estrellas dominan en las regiones internas ( $r \sim 7$  kpc) y las componentes co- y contra-rotantes poseen aproximadamente la misma masa. El perfil de velocidad circular total es apenas decreciente con la materia oscura dominando en las regiones externas. El gas solo contribuye en un 10 % del total de la masa bariónica dentro de 20 kpc.

y está totalmente formada en  $t = 9$  Gyr) posee efectos interesantes en las órbitas de las estrellas co- y contra-rotantes. Estudiamos esto dividiendo las componentes co- y contra-rotantes en tres subgrupos cada una, de acuerdo con la edad:  $t_{form} < 3$  Gyr,  $3 \text{ Gyr} < t_{form} < 6$  Gyr y  $t_{form} > 6$  Gyr (ver las

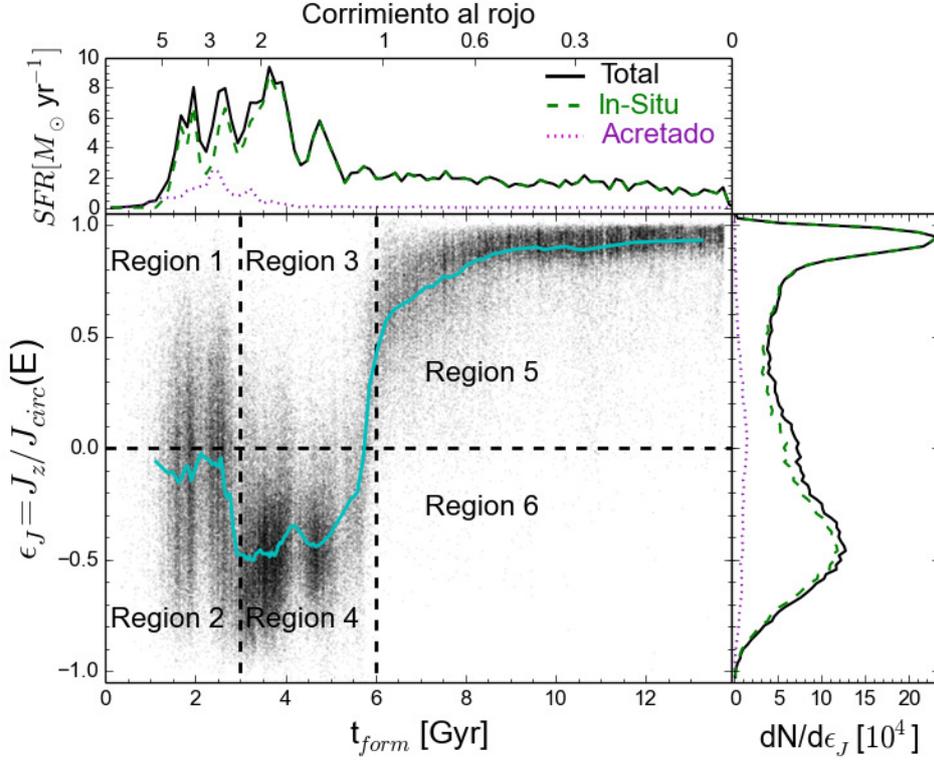


Figura 2.10: Panel principal: La circularidad  $\epsilon_J$  como función del tiempo de formación estelar  $t_{\text{form}}$ , para todas las partículas estelares dentro de 20 kpc del centro en  $z = 0$ . La curva cyan indica la mediana de  $\epsilon_J$  como función de  $t_{\text{form}}$ . Es interesante notar que las componentes co- y contra-rotantes poseen edades diferentes. Panel superior: Historia de formación estelar dividida en aquellas estrellas formadas *in situ* (es decir, en el progenitor principal), y aquellas acretadas de satélites. La gran mayoría de las estrellas (91%) de la galaxia fueron formadas *in situ*. Panel derecho: Distribución de circularidades de las mismas estrellas mostradas en el panel principal.

seis regiones remarcadas en la Fig. 2.10). La Fig. 2.11 muestra la distribución espacial de cada una de estas subcomponentes de la galaxia vistas de frente. Las dos más viejas (regiones 1 y 2) forman un bulbo central que es afectado levemente por la barra y que contiene la mayor parte de las estrellas acretadas.

La Fig. 2.11 muestra además que aún las estrellas co-rotantes contribuyen a la estructura de la barra. En efecto, las estrellas de la región 3 forman una pequeña barra con la misma orientación que la barra formada por las estre-

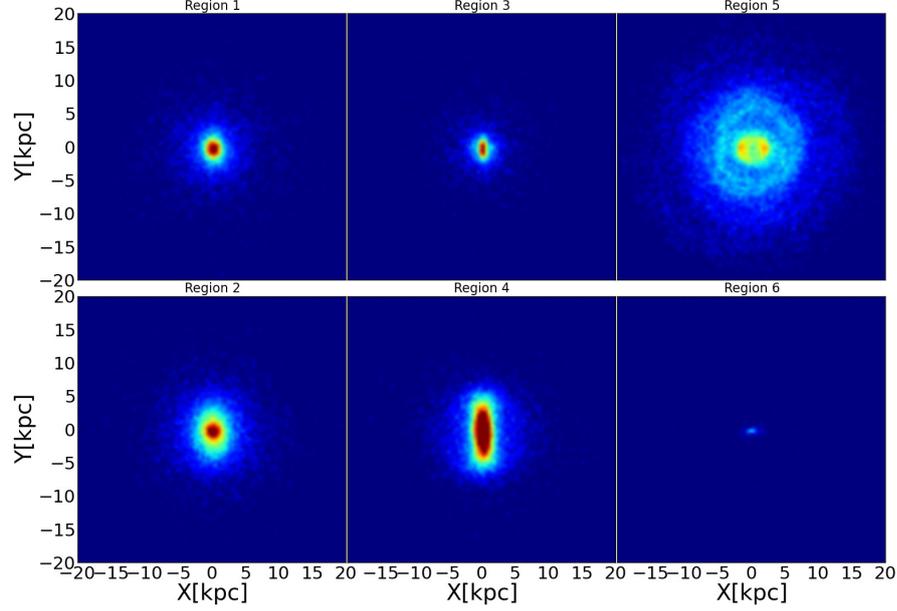


Figura 2.11: Mapa de densidad de masa estelar de la galaxia, dividida en seis regiones definidas en la Fig. 2.10. Con esta separación, es posible apreciar que la barra contra-rotante contiene partículas con circularidades positivas (Región 3). Además es posible notar, características dinámicas inusuales tales como dos sobredensidades y un anillo, en el disco co-rotante (Región 5) causado por el potencial de la barra contra-rotante.

llas contra-rotante. Esto es predicho por la teoría (Zhao, 1996; Wozniak & Pfenniger, 1997) que explica que las barras poseen estrellas que contra-rotan respecto del sentido de rotación de la misma. Las estrellas jóvenes (regiones 5 y 6) definen el principal sentido de rotación de la galaxia, no obstante, su distribución espacial revela que sus órbitas fueron significativamente afectadas por la barra. Notar, por ejemplo, el rasgo anular a un radio  $R \sim 6$  kpc visible en la región 5, y la presencia de dos regiones con sobredensidades de estrellas a lo largo de la dirección perpendicular a la barra (a  $X \sim \pm 2$  kpc). Estos patrones corresponden probablemente a la localización de resonancias entre el disco co-rotante y el potencial de la barra, destacando una compleja situación dinámica.

Como se discutió con anterioridad, las estrellas contra-rotantes son más viejas que  $t = 6$  Gyr, y algunas de ellas han sido acretadas de diferentes

progenitores. Estas últimas, sin embargo, constituyen una pequeña fracción (9%) de la masa estelar de la galaxia. Ciertamente, ambas componentes co- y contra-rotantes están compuestas de estrellas formadas *in situ* y, dada su superposición espacial, deben diferir en sus tiempos de formación. Esto sugiere que el origen de estas dos componentes está sujeto a diferencias en el momento angular del gas acretado que, a tiempos tardíos fluye con momento angular de espín opuesto a aquel que estaba en la galaxia con anterioridad.

Con el fin de estudiar el cambio de dirección del momento angular del gas en acreción, analizamos la evolución temporal de las dos componentes, volviendo al tiempo de máxima expansión (tiempo de *turnaround*), donde el momento angular es adquirido. Con este objetivo, calculamos el momento angular de los bariones que terminan formando cada una de estas dos componentes, como función del tiempo, en el sistema de referencia del progenitor central. El momento angular crece rápidamente en el tiempo hasta el *turnaround* (Navarro et al., 1997; Abadi et al., 2010), y de ahí en más se mantiene constante o crece suavemente hasta el presente.

Curiosamente, en el tiempo de *turnaround* las dos componentes ya poseen momentos angulares opuestos, implicando que los procesos de torque de marea son, en alguna medida, responsables del origen de las dos componentes. Para detallar esto, en la Fig. 2.12 mostramos la distribución espacial de todas las partículas (gas, estrellas y materia oscura) en un región cúbica de 1.2 Mpc (coordenadas físicas) de lado, centrado en el progenitor central de la galaxia en el tiempo de *turnaround*  $z_{ta}$ . Resaltamos en amarillo los bariones que a  $z = 0$  se encontrarán como estrellas dentro del radio de la galaxia  $r_{Gal}$ . El sistema de referencia cartesiano utilizado está alineado con los ejes principales del tensor de formas de estos bariones ( $X$ ,  $Y$  y  $Z$  corresponden al eje mayor, intermedio y menor, respectivamente) definido como

$$I_{ij} = \sum_{i=1}^N m_i \begin{pmatrix} X_i X_i & X_i Y_i & X_i Z_i \\ Y_i X_i & Y_i Y_i & Y_i Z_i \\ Z_i X_i & Z_i Y_i & Z_i Z_i \end{pmatrix},$$

donde  $X_i$ ,  $Y_i$ ,  $Z_i$  y  $m_i$  son las coordenadas y la masa de la partícula  $i$ , respectivamente y  $N$  el número de partículas. Aproximadamente, el 90% de los bariones destinados a formar la galaxia en un corrimiento al rojo  $z = 0$  se encuentran, a  $z_{ta}$ , dentro del círculo cyan mostrado en los paneles izquierdos de la Fig. 2.12, y alrededor de la mitad de ellos se encuentran distribuidos dentro del círculo magenta. Trazando la evolución de las estrellas de las componentes co- y contra-rotante desde  $z = 0$  para atrás en el tiempo, observamos en general, que los bariones que se encuentran dentro del círculo magenta contribuyen a la componente contra-rotante a  $z = 0$ ; y aquéllos que están en la parte externa constituyen los bariones del disco externo. Los bariones

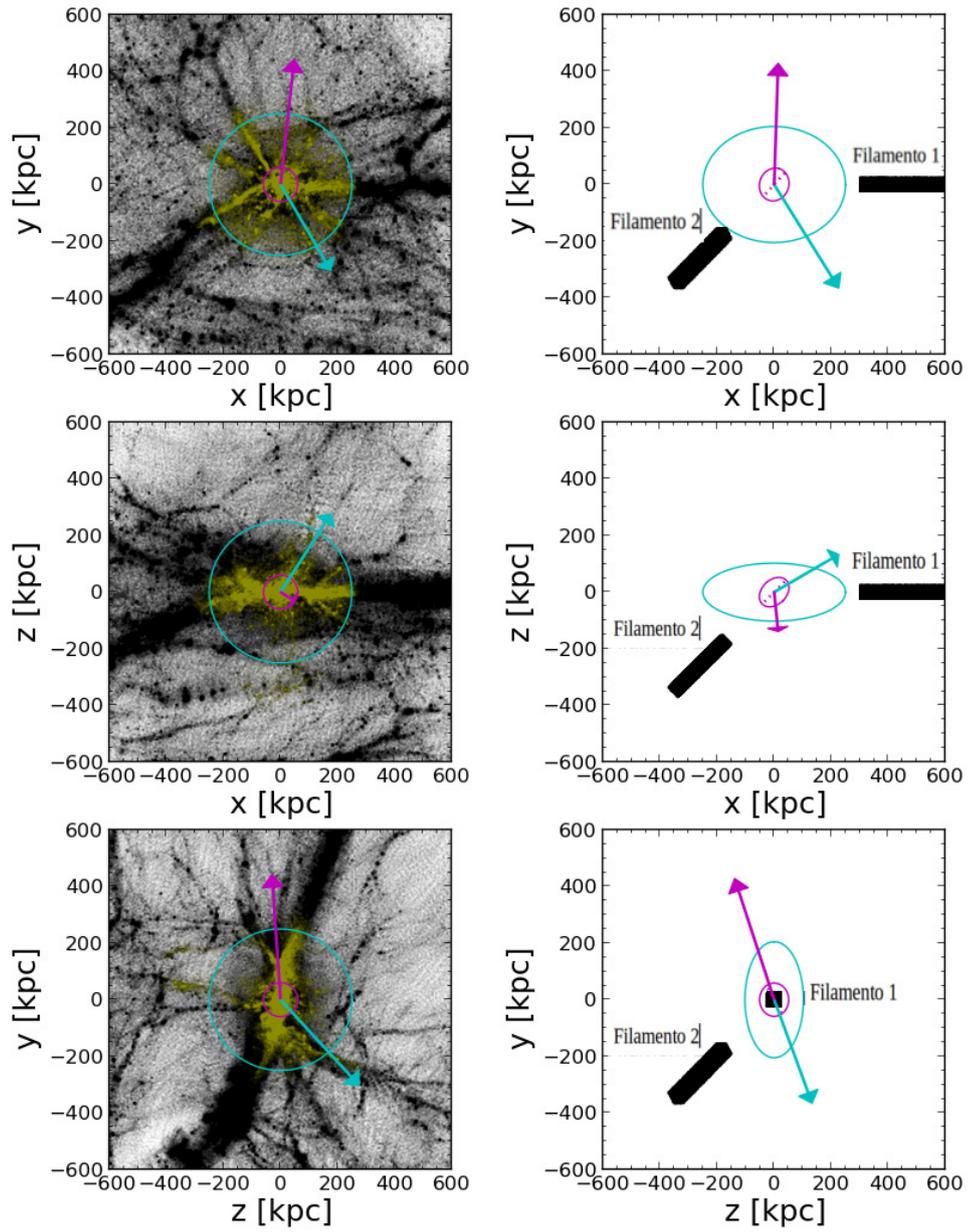


Figura 2.12: Paneles izquierdos: Distribución espacial de toda la masa (puntos negros) y de los bariones destinados a formar la galaxia en el presente (puntos amarillos) a  $z = 2.12$ , dentro de un cuadrado de 1.2 Mpc (en coordenadas físicas). Los círculos cyan y magenta contienen el 90 % y el 45 % de todas las partículas amarillas, respectivamente. El material dentro de los círculos interno y externo contribuyen principalmente a la componente co- y contra-rotante a  $z = 0$ , respectivamente. Las flechas representan la orientación del torque de marea ejercido por el material externo sobre las partículas bariónicas dentro del círculo de su respectivo color. Notar que los torques producidos sobre las regiones internas y externas son casi opuestos entre sí. Paneles derechos: Modelo de juguete de la distribución de la masa mostrada en los paneles izquierdos. Los filamentos representan las partículas que generan los torques de marea. Los elipsoides magenta y cyan indican la forma y orientación del material que formará las componentes interna y externa de la galaxia, respectivamente. Las flechas indican la orientación del torque de marea ejercido por la distribución del materia externo. Notar la coincidencia entre las orientaciones de los torques de marea en los paneles derechos e izquierdos.

internos colapsan formando un disco estelar que, luego de la acreción de la componente externa, se convierte en la barra contra-rotante vista en  $z = 0$ .

Las flechas en el panel izquierdo de la Fig. 2.12 indican la dirección del torque de marea (ver apéndice A) ejercido sobre los bariones internos (dentro del círculo magenta) y externos (dentro del círculo cyan) por el material externo (es decir, que está afuera del círculo cyan). Los torques, apuntan claramente en direcciones opuestas ( $\sim 130^\circ$ ), principalmente a lo largo del eje  $Y$  (intermedio), como se espera en la teoría de los torques de marea. En efecto, las componentes del torque a lo largo de un eje son

$$\tau_i \approx T_{jk}(I_{jj} - I_{kk}) \quad (i \neq j \neq k; \quad i, j, k = 1, 2, 3), \quad (2.17)$$

donde  $I_{ij}$  son las componentes principales del tensor de formas de los bariones y  $T_{ij} = \partial^2 \phi / \partial X_i \partial X_j$  es el tensor de marea generado por el material externo (materia oscura y bariones). En primer orden, las componentes del torque escalan como la diferencia de los otros dos ejes; por lo tanto  $\tau_i$  es generalmente mayor a lo largo del eje intermedio. Este cálculo supone un marco referencial donde el tensor de formas es diagonal (ver Navarro et al. 2004).

Estudiando en detalle el cambio del comportamiento del torque nos percatamos que el gas se canaliza hacia la galaxia central a lo largo de dos filamentos de gran escala: el primero que llamamos “Filamento 1”, está alineado con el eje  $X$  del lado positivo y el segundo llamado “Filamento 2”,

traza la diagonal del octante  $(-X, -Y, -Z)$ . La galaxia principal se forma aproximadamente a partir de estos dos filamentos: el Filamento 1 contribuye principalmente a la parte externa de la galaxia, mientras que los bariones que componen la región interna y contra-rotante son acretados mayoritariamente del Filamento 2.

El panel derecho de la Fig. 2.12 presenta un modelo simplificado que intenta imitar la distribución espacial externa de la masa responsable de producir torques al material destinado a ser acretado en la galaxia. La región interna y externa de la galaxia al momento del *turnaround* está representada como elipsoides triaxiales magenta y cyan, respectivamente, y cuyos ejes mayores apuntan hacia el filamento que lo alimenta. Las proporciones entre los ejes de los elipsoides son  $(b/a = 0.93, c/a = 0.70)$  para el interno y  $(b/a = 0.82, c/a = 0.41)$  para el externo, donde  $a, b, c$  son los ejes mayor, intermedio y menor, respectivamente. Estos valores adoptados, junto con sus orientaciones corresponden a aquéllos calculados con el tensor de inercia del material bariónico interno y externo a ese tiempo.

Los filamentos por sí mismos están representados por una distribución unidimensional de masa de  $10^{11} M_{\odot}$ , los cuales se extienden hacia afuera hasta los 600 kpc del centro de la galaxia, y están alineados como se indica en los paneles derechos de la Fig. 2.12. Debido a que el eje principal del material interno de la galaxia está alineado con el Filamento 2, sólo el Filamento 1 puede producirle torque. Análogamente, sólo el Filamento 2 produce torque sobre el material externo de la galaxia. Esta configuración espacial produce torques con direcciones aproximadamente opuestas sobre las regiones interna y externa de la galaxia, mostradas por flechas en el panel derecho de la Fig. 2.12, lo que resulta en momentos angulares perfectamente opuestos en un corrimiento al rojo  $z = 0$ . Además, es notable cómo las direcciones y las magnitudes relativas de las componentes del torque en el modelo (panel derecho) coinciden en gran medida con aquellas medidas en la simulación para las regiones internas y externas de la galaxia (panel izquierdo).

Finalmente concluimos que la componente contra-rotante se origina por un proceso de torques de marea que surge de la acreción de gas a lo largo de dos filamentos diferentes que se intersectan en el progenitor central al momento del *turnaround*. El material que fluye hacia adentro de la galaxia por un filamento sufre un torque en una dirección opuesta a aquel material acretado del otro. Esto no necesariamente termina en dos componentes; si la acreción fuese en el mismo momento, entonces la naturaleza colisional del gas podría asegurar la formación de un sólo disco. Sin embargo, en el caso de esta galaxia simulada, la separación temporal entre los dos episodios de acreción permite a la componente estelar interna formarse, antes de que la acreción del material que forma el disco externo co-rotante ocurra.

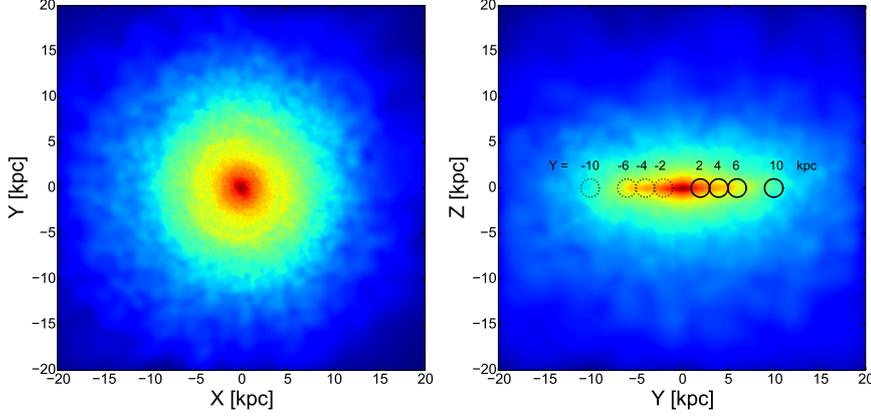


Figura 2.13: Mapa de densidad de masa superficial de las partículas estelares de la galaxia hospedada en el halo número 5, observada de frente (panel izquierdo) y observada de canto (panel derecho) en  $z = 0$ . Los círculos del panel derecho indican la línea de la visual correspondiente a la distribución de velocidades mostrada en la Fig. 2.14.

## 2.6. Anillo contra-rotante

En esta sección describimos las características principales de la componente contra-rotante de la galaxia disco hospedada en el halo número 5 de las simulaciones descritas en la sección 2.2. Para ello, implementaremos los mismos métodos utilizados en la sección 2.5.

La Fig. 2.13 muestra la densidad de masa estelar proyectada de la galaxia disco rotada de tal forma que el momento angular apunte en la dirección  $Z$ . Se eligió el mismo radio galáctico de  $r_{Gal} = 20$  kpc que contiene partículas estelares, gaseosas y de materia oscura. A diferencia de la galaxia simulada de la sección anterior, esta galaxia no presenta una barra central en la región central. Además presenta un disco un poco más extenso y una masa estelar ligeramente mayor de  $\approx 4.29 \times 10^{10} M_{\odot}$ .

La Fig. 2.14 muestra la LOSVD medida en 8 cilindros de radio 1 kpc (indicados como círculos en el panel derecho de la Fig. 2.13) ubicados en el plano del disco ( $X - Y$ ) a uno y otro lado del centro de la galaxia. En cada panel, la etiqueta indica la coordenada cartesiana  $Y$  de la posición de estos cilindros y las curvas muestran la presencia de un pico secundario de menor altura con velocidad de rotación opuesta a la del pico principal. Esta distri-

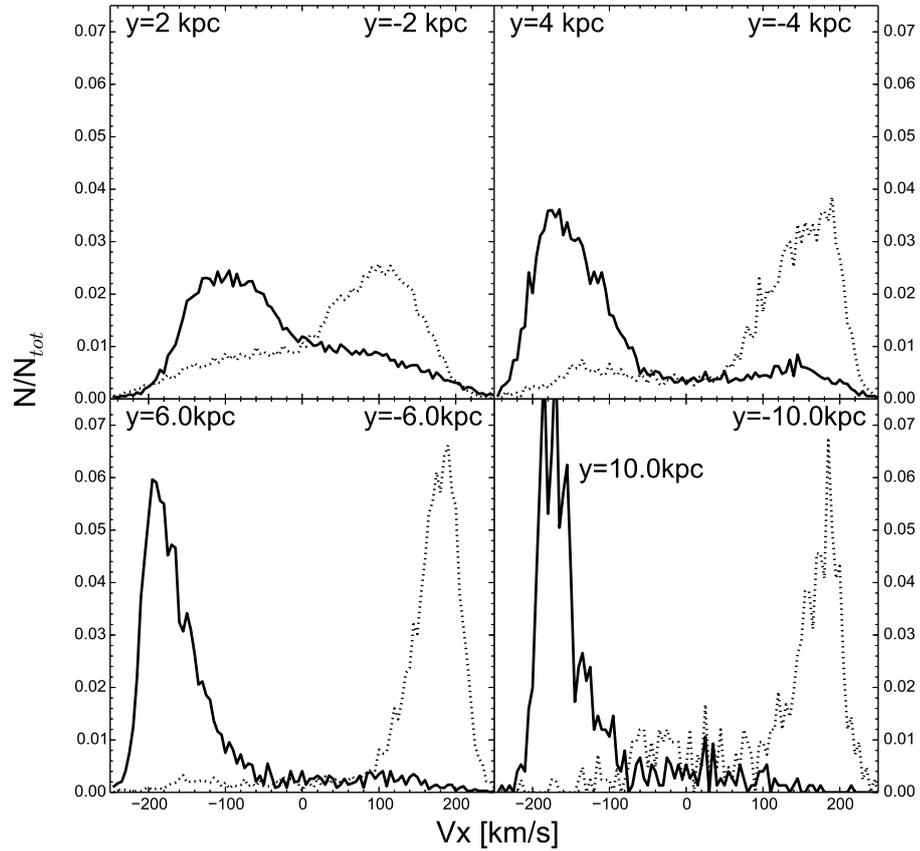


Figura 2.14: Distribución de velocidades a lo largo de la visual indicada en la proyección de canto de la galaxia en la Fig. 2.13 normalizada al número total ( $N_{tot}$ ) de estrellas dentro cada círculo. Las líneas continuas y punteadas corresponden a la línea de la visual de la derecha y de la izquierda de la galaxia disco, respectivamente. Cada panel está etiquetado con la distancia hacia el centro que hay en cada medición de la velocidad a lo largo de la visual. El número total de estrellas  $N_{tot}$  dentro de cada círculo es de aproximadamente 18000, 7000, 4000 y 550, para una distancia al centro de 2, 4 6 y 10 kpc, respectivamente. En las regiones internas (2 kpc y 4 kpc) se observa una componente pequeña rotando casi a la misma velocidad que la componente principal pero en sentido contrario.

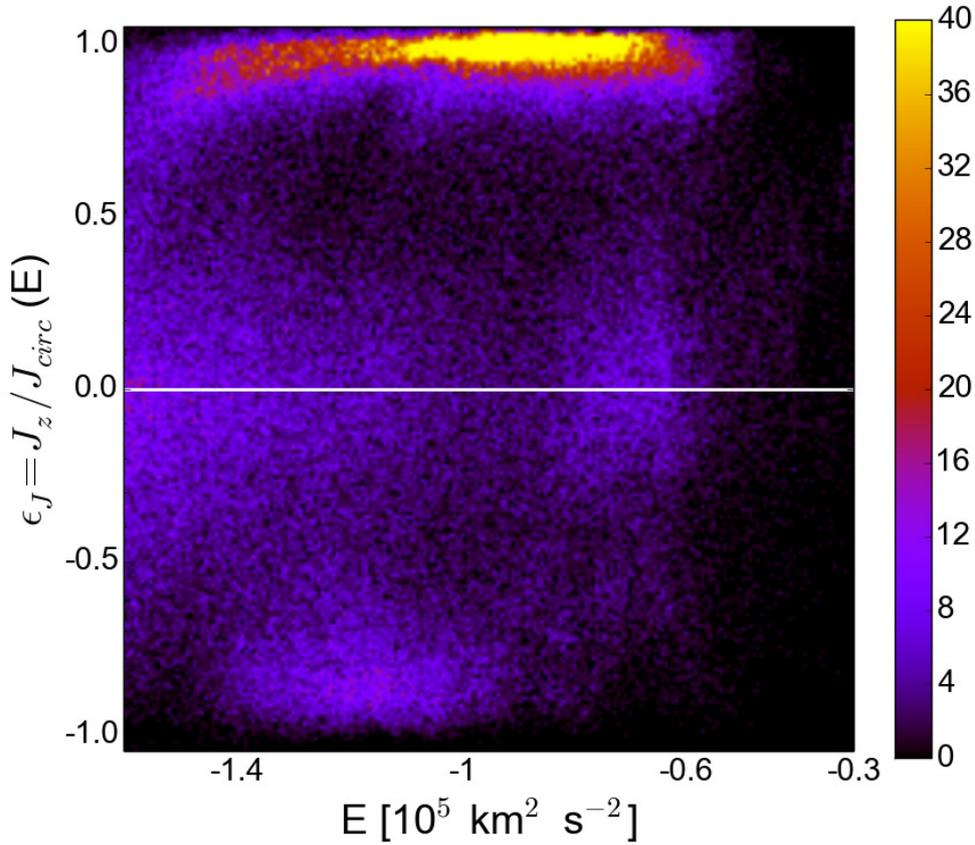


Figura 2.15: Diagrama de energía-circularidad de las partículas estelares dentro de 20 kpc del centro de la galaxia. Los colores indican el número de estrellas en cada pixel, siguiendo la escala de colores de la barra de color ubicada a la derecha. La masa estelar del disco es de un orden de magnitud mayor que la masa estelar de la componente contra-rotante. Ambas componentes presentan una superposición importante en energía (o radio). Además se observan dos sobredensidades con  $\epsilon_J \sim 0$ , una con energías bajas y otra con energías altas.

bución presenta una mayor similitud con las observaciones de galaxias disco con componente central contra-rotante que la barra contra-rotante analizada

en la sección 2.5. Esto se debe a que en las observaciones, la componente contra-rotante suele ser más pequeña que el disco principal de la galaxia. En el caso de la barra contra-rotante, ambas componentes co- y contra-rotante poseen la misma masa estelar.

Analizando el diagrama energía-circularidad (Fig. 2.15) de las partículas estelares dentro de  $r_{Gal}$ , podemos observar que hay cuatro componentes dinámicas separadas nítidamente unas de otras: El disco principal de la galaxia, con valores de circularidad de  $\epsilon_J \sim 1$  y gran rango de energías; la componente contra-rotante, con valores de circularidad muy bajos de  $\epsilon_J \sim -0.8$  y energías relativamente bajas; un núcleo central con  $\epsilon_J \sim 0$  y energías muy bajas; y un halo externo con  $\epsilon_J \sim 0$  y energías altas. En esta galaxia, la componente contra-rotante parece rodear al núcleo central de la galaxia con órbitas casi-circulares y una dispersión de velocidades baja. Las regiones internas del disco principal se superpone con esta componente y se extiende hasta  $r_{Gal}$ .

El panel principal de la Fig. 2.16 muestra la dependencia de la circularidad con el tiempo de formación estelar. Al igual que en el ejemplo anterior, las componentes co- y contra-rotantes tienen edades sistemáticamente distintas. El disco principal de la galaxia (puntos azules) contiene partículas estelares jóvenes con tiempos de formación de  $t_{form} > 6$  Gyr y con valores de circularidad de  $\epsilon_J \sim 1$ . En cambio, la componente contra-rotante (puntos rojos), se forma entre  $4 \text{ Gyr} < t_{form} < 5.5 \text{ Gyr}$ . Las componentes no rotantes contienen estrellas formadas principalmente antes que  $t_{form} < 4$  Gyr. La historia de formación estelar (panel superior), muestra que esta galaxia sufrió dos períodos importantes de formación de estelar intensa entre  $1 \text{ Gyr} \lesssim t_{form} \lesssim 3 \text{ Gyr}$  y entre  $3.5 \text{ Gyr} \lesssim t_{form} \lesssim 5.5 \text{ Gyr}$ . La mayoría de estas estrellas han sido formadas *in situ*, aunque dos pequeños subgrupos, dentro de los dos períodos de gran formación estelar, han sido acretaados de otros satélites. El total de la masa estelar acretaada de la galaxia en un corrimiento al rojo de  $z = 0$ , es del 14%. Observando el histograma de circularidades del panel derecho, se observa que todas las estrellas acretaadas, son parte de las componentes no rotantes de la galaxia mientras que las estrellas *in situ* forman la componente co- y contra-rotantes y también parte de las componentes no rotantes. Después de  $t_{form} > 5.5$  Gyr se forma el disco principal de la galaxia siendo fundamentalmente *in situ*.

Los paneles izquierdo y derecho de la Fig. 2.17, muestran los mapas de densidad de masa estelar de las componentes co- y contra-rotantes, respectivamente, marcadas en el panel principal de la Fig. 2.16 en color azul y rojo. Como se esperaba la componente co-rotante se muestra como un disco joven y extenso de masa estelar  $\approx 1.9 \times 10^{10} M_{\odot}$ , mientras que la componente contra-rotante posee forma de un pequeño anillo de radio 5 kpc de radio

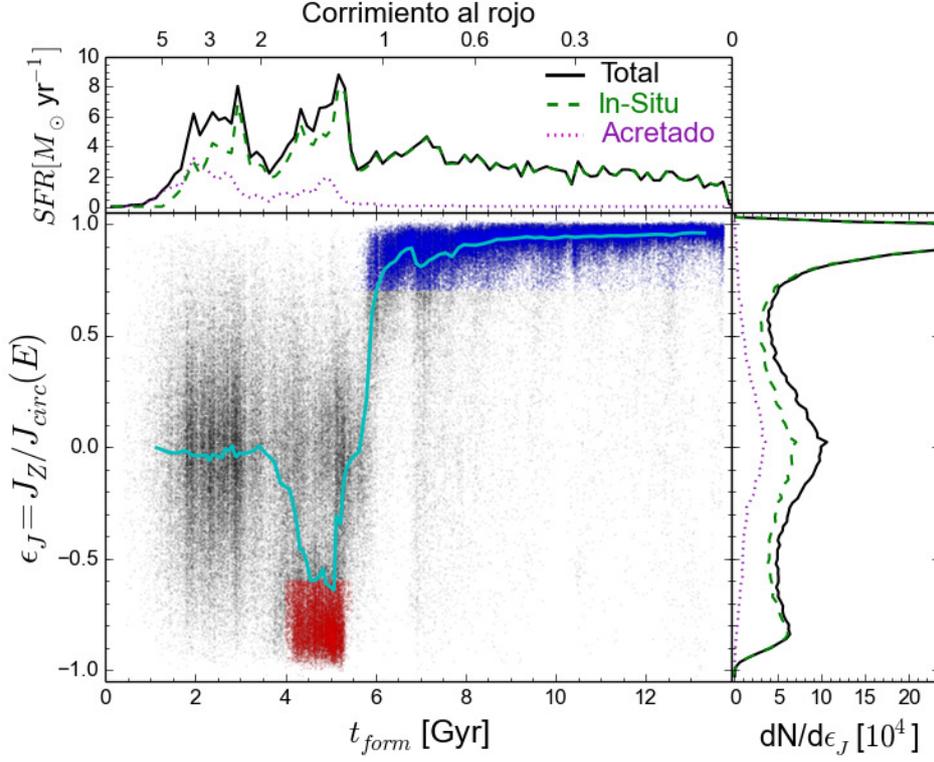


Figura 2.16: Panel principal: La circularidad  $\epsilon_J$  como función del tiempo de formación estelar  $t_{\text{form}}$ , para todas las partículas estelares dentro de 20 kpc del centro a  $z = 0$ . La curva cyan indica la mediana de  $\epsilon_J$  como función de  $t_{\text{form}}$ . Los colores rojo y azul corresponden a las componentes co- y contra-rotante. Al igual que en el caso de la barra contra-rotante, ambas componentes poseen edades diferentes. Panel superior: Historia de formación estelar dividida en aquellas estrellas formadas *in situ* (es decir, en el progenitor principal), y aquellas acretadas de satélites. La gran mayoría de las estrellas (86%) de la galaxia fueron formadas *in situ*. Panel derecho: Distribución de circularidades de las mismas estrellas mostradas en el panel principal.

aproximadamente y de masa estelar de  $\approx 3.5 \times 10^9 M_{\odot}$ .

Debido a la diferencia de edad de las componentes co- y contra-rotante, podría pensarse que el origen de esta configuración podría ser el mismo que el origen de la barra contra-rotante. La acreción retrograda de gas podría explicar la formación inicial de la componente contra-rotante, y luego debido al torque producido por el material externo, el gas destinado a formar el disco joven y extenso podría cambiar el sentido de su momento angular. Sin

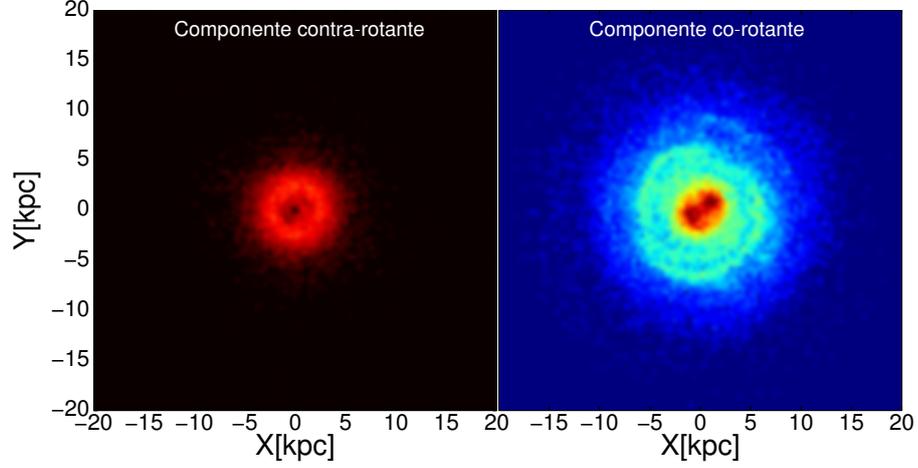


Figura 2.17: Mapa de densidad superficial de las partículas estelares de la componente contra- (panel izquierdo) y co-rotante (panel derecho), observadas de frente y marcadas en color rojo y azul, respectivamente, en la Fig. 2.15.

embargo, analizando en más detalle la evolución de estas galaxias, observamos que el último satélite masivo, que fue acretrado por la galaxia barrada fue en  $t \sim 4$  Gyr (antes de la formación de la componente contra-rotante). Contrariamente, la galaxia con anillo acretó el último satélite en  $t \sim 6$  Gyr, momento en el cual está la transición entre sus componentes co- y contra-rotante (ver panel principal de la Fig. 2.16). Esto indica que la galaxia ha sido perturbada cambiando la dirección del momento angular del disco formado en ese momento, mientras el gas sigue siendo acretrado con el mismo momento angular. En consecuencia, proponemos como escenario más plausible para la formación de este anillo contra-rotante el de la perturbación producto de la acreción de un satélite.

## 2.7. Conclusiones

Exploramos el origen de una barra estelar contra-rotante en una galaxia disco. Esto es una característica dinámica llamativa presente en un número importante de galaxias disco. Mostramos que esta configuración surge en una simulación de formación de galaxias en un modelo cosmológico de materia oscura fría con constante cosmológica o  $\Lambda$ CDM. La mayoría de las estrellas

se formaron *in situ* y los eventos de fusión no juegan un papel importante en la formación del disco.

Las componentes co- y contra-rotantes poseen edades distintas y, a pesar de una pequeña superposición, muestran distribuciones espaciales diferentes. Mostramos que estas componentes surgen en episodios separados de acreción de gas con momentos angulares opuestos. Las rotaciones opuestas se deben al hecho de que la galaxia se forma a partir del material acretado de dos filamentos distintos en los que al momento del *turnaround* (cuando el momento angular es acretado), forman una estructura en forma de “V”. Un filamento provee el material que colapsa en primer lugar y finaliza en las regiones internas de la galaxia mientras que las regiones externas de la galaxia son suministradas por el otro filamento. Cada filamento produce un torque en el material localizado en el otro filamento pero no en el suyo propio, produciendo la adquisición de momentos angulares opuestos antes del colapso. El material que colapsa en primer lugar, es capaz de formar un disco estelar interno (que luego formará la barra contra-rotante) antes del segundo episodio de acreción que resulta en la formación de un disco extendido que rota en la dirección opuesta.

Debido a que la acreción de gas proveniente de filamentos es una característica común en el modelo cosmológico  $\Lambda$ CDM, uno se podría preguntar por qué las estrellas contra-rotantes no son tan frecuentes en las galaxias disco observadas. Una de las razones es que un número importante de condiciones son requeridas para formar discos estelares con componentes contra-rotantes. Aunque la acreción provenientes de los filamentos es normal en el modelo  $\Lambda$ CDM, la distribución espacial asimétrica en forma de “V” en el momento de adquisición del momento angular, no lo es. Esta configuración poco usual es la que produce las posteriores componentes estelares con rotaciones opuestas.

La acreción retrógrada de gas debe ser responsable por un número importante de galaxias disco con componente contra-rotante, especialmente en los casos en que las estrellas de las componentes co- y contra-rotante tengan edades y distribuciones espaciales distintas. Este desalineamiento de las rotaciones de las componentes estelares surge naturalmente en un escenario jerárquico de formación de estructuras, donde el momento angular neto resulta de una combinación entre el torque de marea producido por los filamentos y el momento de formas del material destinado a formar la galaxia en tiempos tempranos (Navarro et al., 2004).

Este desalineamiento puede jugar un papel significativo en la formación de galaxias. De hecho, no solo puede explicar anomalías dinámicas y morfológicas tales como estrellas contra-rotantes y anillos polares (Macciò et al., 2006), sino que puede jugar un rol sustancial en la formación de esferoides.

En efecto, [Scannapieco et al. \(2009\)](#) y [Sales et al. \(2012\)](#) han argumentado que muchas de las galaxias esferoidales pueden surgir no sólo de los eventos de fusión, sino que también de episodios repetitivos de acreción de gas con momentos angulares desalineados. Trabajos futuros deberían ayudar a aclarar si la vasta diversidad morfológica de galaxias está efectivamente ligada al patrón complejo de acreción de gas en un universo jerárquico de formación de estructuras.

Finalmente, en la sección anterior describimos las características principales de una galaxia disco con un anillo contra-rotante en las regiones centrales. Al igual que la galaxia disco con barra contra-rotante, esta galaxia contiene partículas estelares más viejas que el disco principal de la galaxia. Sin embargo, a diferencia de la barra, el anillo es mucho menos masivo que el disco co-rotante. Posee estrellas soportadas por rotación en órbitas cercanas a las circulares y con dispersiones de velocidad bajas. El origen de esta componente contra-rotante no es del todo claro. Sin embargo la acreción de un satélite masivo parece cambiar la orientación del momento angular de la protogalaxia pre-existente.

# Capítulo 3

## Formación de barras en simulaciones cosmológicas

### Resumen<sup>1</sup>

En este capítulo, estudiamos la formación y evolución de galaxias barradas utilizando la serie de simulaciones cosmológicas hidrodinámicas de formación de galaxias EAGLE. En un corrimiento al rojo de  $z = 0$ , construimos una muestra de galaxias disco seleccionadas de tal forma que la masa estelar de las galaxias esté en el rango  $10.6 < \log(M_{Gal}/M_{\odot}) < 11$ , para luego proceder a clasificarlas de acuerdo a la intensidad de la barra central. Esta muestra de galaxias simuladas incluye una gran cantidad de galaxias con barras de diferentes longitudes, velocidades e intensidades. Encontramos que las galaxias barradas simuladas, poseen tamaños similares y velocidades de rotación un poco menores que las observadas en el Universo local. Además, encontramos que la intensidad de la barra de las galaxias disco anti-correlaciona con varias de sus propiedades intrínsecas tales como la formación estelar actual, el tiempo característico de formación estelar, el radio a mitad de masa, la masa de la componente gaseosa y el grado de soporte rotacional. Analizamos la habilidad del criterio de inestabilidad de [Efstathiou et al. \(1982\)](#) aplicado a la muestra de galaxias discos, con el fin de predecir la formación de una barra, y encontramos una forma de mejorar este criterio definiendo un parámetro adicional basado en el crecimiento o decrecimiento de las curvas de la velocidad circular. Los discos destinados a formar barras tienden a poseer curvas de velocidad circular decrecientes, en tanto que los discos que nunca forman barras tienden a curvas de velocidad circular crecientes. Las galaxias con disco inestable en un corrimiento al rojo alto, evolucionan transfiriendo

---

<sup>1</sup>Basado en Algorry et al. (2016), en preparación

su energía cinética rotacional al halo de materia oscura que las rodea, mientras que gradualmente se forma la barra central. Una vez formada la barra su velocidad de rotación decrece mientras su intensidad crece. Finalmente la transferencia de energía rotacional al halo, produce una disminución en su densidad de masa interna.

### 3.1. Introducción

Las barras son una de las componentes estelares más notables de las galaxias disco. Un número importante de estudios observacionales muestran que más de la mitad de las galaxias disco en el Universo local poseen una barra (Eskridge et al., 2000; Whyte et al., 2002; Marinova & Jogee, 2007; Sheth et al., 2008). Los relevamientos observacionales muestran que la fracción de galaxias barradas depende de la banda fotométrica utilizada, siendo máxima en el infrarrojo y decayendo levemente en el óptico (Eskridge et al., 2000). Sin embargo, en corrimientos al rojo altos, esta fracción parece decrecer a valores cercanos al 20% (Sheth et al., 2008).

Diversos trabajos sugieren que las barras juegan un papel fundamental en la evolución secular de la galaxia a la que pertenecen (Combes & Sanders, 1981; Pfenniger & Norman, 1990; Debattista & Sellwood, 2000; Athanassoula, 2005). En consecuencia, diversos autores han estudiado la formación de barras desde el punto de vista teórico. Numerosas simulaciones dinámicas de evolución de discos estelares han sido desarrolladas con el fin de entender los mecanismos más relevantes que interactúan durante la formación de la misma (Combes et al., 1990; Debattista & Sellwood, 2000; Athanassoula & Misiriotis, 2002; Martínez-Valpuesta et al., 2006). Uno de los resultados principales es el papel que juega el halo de materia oscura en la redistribución del momento angular dentro de una galaxia. La idea fundamental detrás de este escenario es que una barra se forma debido a inestabilidades gravitacionales presentes en el disco y que va creciendo en intensidad hasta formarse completamente. Una vez formada, disminuye gradualmente su velocidad de rotación a medida que transfiere su momento angular al halo de materia oscura que la rodea (Combes & Elmegreen, 1993; Athanassoula, 2003).

Los primeros intentos de estudiar la formación y evolución de barras en simulaciones cosmológicas han sido desarrollados partiendo de expresiones simples para las perturbaciones de la densidad inicial del disco (Heller et al., 2007; Romano-Díaz et al., 2008), o mediante un modelo de disco exponencial embebido en un halo de materia oscura extraído de una simulación cosmológica. Trabajos más recientes como los de Scannapieco & Athanassoula (2012); Kraljic et al. (2012); Guedes et al. (2013); Goz et al. (2014); Okamoto et al.

(2014), utilizan simulaciones cosmológicas auto-consistentes de formación de galaxias para estudiar barras en un modelo cosmológico de materia oscura fría con constante cosmológica ( $\Lambda$ CDM). La ventaja de este tipo de simulaciones, es la representación más realista del campo gravitatorio producido por la distribución de la materia oscura. Scannapieco & Athanassoula (2012) utilizando el código hidrodinámico GADGET 2 (Springel et al., 2001), encuentran barras bien definidas en dos galaxias disco simuladas comparables a la Vía Láctea con propiedades similares a galaxias barradas observadas en el Universo local. Okamoto et al. (2014) estudian la evolución de dos galaxias barradas en halos de materia oscura con masa similar a la de la Vía Láctea. La velocidad de rotación de la barra más intensa decrece con el tiempo transfiriendo su momento angular al halo de materia oscura, mientras su amplitud aumenta. La barra más débil, en cambio, disminuye su velocidad mientras que su amplitud permanece constante. Estos autores señalan que la inclusión de procesos de realimentación tales como la energía y masa liberada por la formación estelar llevan a estructuras con diferentes densidades centrales en donde la barra se forma. Goz et al. (2014) estudian los criterios de inestabilidades definidos por Efstathiou et al. (1982) y Toomre (1964) en dos galaxias discos barradas. Ambas galaxias resultan ser estables según el primer criterio y están cerca del límite de acuerdo con el segundo de ellos.

En este capítulo exploramos el proceso de formación y evolución de galaxias barradas utilizando la serie de simulaciones cosmológicas hidrodinámicas EAGLE (*Evolution and Assembly of GaLaxies and their Environments*, <http://icc.dur.ac.uk/Eagle/>, Schaye et al., 2015). En la sección 3.2 presentamos las características principales de estas simulaciones. En la secciones 3.3 y 3.4 presentamos los criterios utilizados para seleccionar la muestra de galaxias simuladas con que trabajaremos. Las propiedades de estas galaxias barradas en un corrimiento al rojo  $z = 0$  se analizan en la sección 3.5. En la sección 3.6 analizamos los criterios de inestabilidad y la evolución de las mismas. En la sección 3.8, realizamos una comparación de las propiedades características de las barras en las simulaciones con las observadas en el Universo local. Finalmente, resumimos nuestras conclusiones principales en la sección 3.9.

## 3.2. Simulaciones cosmológicas

El proyecto EAGLE es una serie de simulaciones hidrodinámicas de formación de galaxias realizadas en un Universo  $\Lambda$ CDM. Las mismas simulan un volumen cúbico típico del Universo de 25, 50 y 100 Mpc en coordenadas comóviles (cMpc) de lado incluyendo partículas de materia oscura y barióni-

Parámetros cosmológicos	Valores
$h \equiv H_0 / (\text{km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})$	0.6777
$\Omega_b$	0.04825
$\Omega_m$	0.307
$\Omega_\lambda$	0.693
$n_s$	0.9611
$\sigma_8$	0.8288

Tabla 3.1: Parámetros cosmológicos implementados en las simulaciones EAGLE.

cas.

EAGLE se realizó utilizando una versión modificada del código hidrodinámico de partículas suavizadas (SPH, por sus sigla en inglés) denominado GADGET 3, versión actualizada de GADGET 2 descrito por [Springel et al. \(2001\)](#). En la sección 2.2 resumimos las principales características del mismo. Las principales modificaciones de GADGET 3 respecto a GADGET 2 son: la formulación del esquema SPH, los pasos de integración temporal y principalmente la física de la subgrilla. Esta última está basada en la versión desarrollada por el proyecto OWLS ([Schaye et al., 2010](#)) y utilizada en las simulaciones GIMIC ([Crain et al., 2009](#)) y cosmo-OWLS ([Le Brun et al., 2014](#)). Incluye enfriamiento radiativo dependiente de la metalicidad, formación estelar, pérdida de masa estelar, energía proveniente de procesos de realimentación como la formación estelar, acreción de gas y las fusiones entre agujeros negros supermasivos y realimentación de los AGN.

La tabla 3.1 muestra los valores de los parámetros cosmológicos utilizados en las simulaciones EAGLE y elegidos en base a los resultados más recientes del satélite Planck ([Planck Collaboration et al., 2015](#)). La Tabla 3.2 lista los tamaños de las simulaciones, el número de partículas contenidas dentro del volumen, los valores de las masas de una partícula de gas inicial y de materia oscura y la longitud de ablandamiento gravitacional.

Todas las propiedades computadas por el código para cada una de las partículas fueron grabadas para 29 tiempos o *snapshots* distintos entre un corrimiento al rojo de  $z=20$  hasta el presente  $z=0$ . Además, una fracción reducida de propiedades tales como las posiciones, velocidades y masas, fueron grabadas en 400 tiempos distintos (*snipshots*) también entre un corrimiento al rojo de 20 a 0. La simulación de volumen más grande, Ref-L100N1504, tomó alrededor de un mes y medio utilizando 4000 núcleos de la supercomputadora DIRAC-2 en la Universidad de Durham.

La Figura 3.1 ilustra el gran rango dinámico de las simulaciones EAGLE

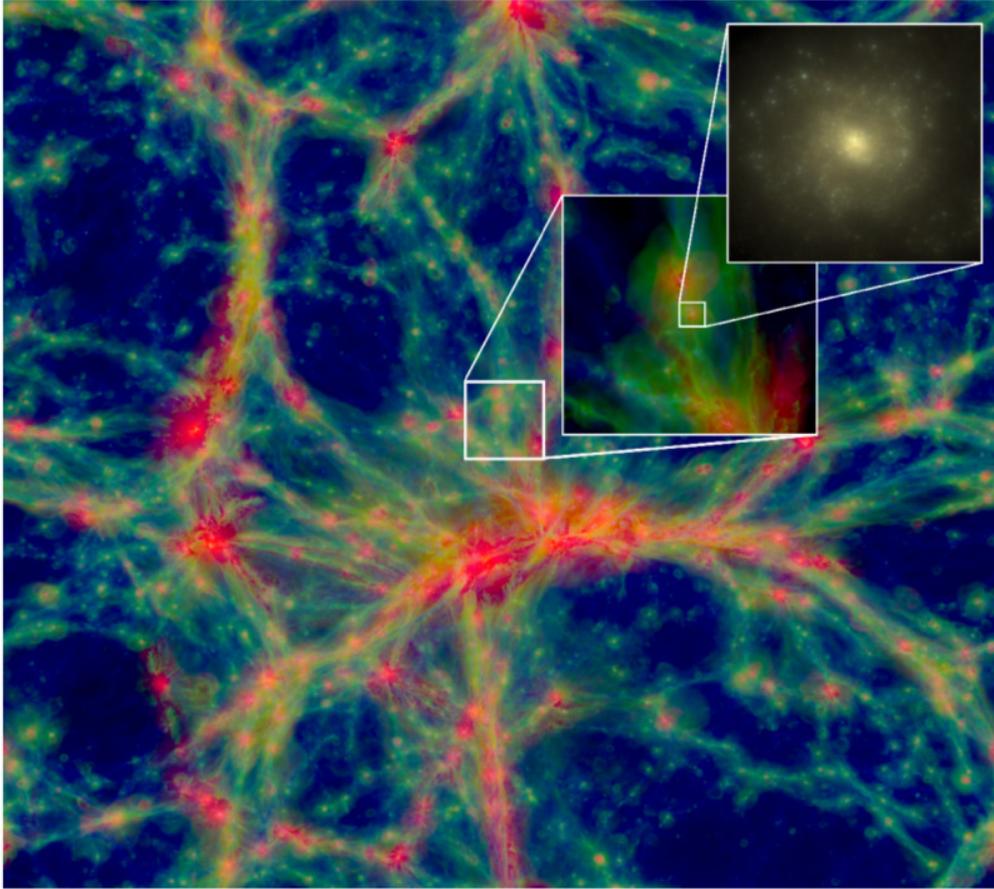


Figura 3.1: Imagen del volumen cosmológico Ref-L100N1504 de las simulaciones EAGLE en  $z = 0$ . Este volumen posee un tamaño  $(100 \text{ Mpc})^3$  y contiene un total de  $1504^3$  partículas. La intensidad del color representa la densidad del gas mientras que la escala de colores su temperatura  $T$ . El color azul representa el gas con  $T < 10^{4.5} K$ , el color verde con  $10^{4.5} < T < 10^{5.5} K$  y el color rojo con  $T > 10^{5.5} K$ . Los paneles internos muestran regiones más específicas de la simulación de un volumen de  $(10 \text{ Mpc})^3$  y  $(60 \text{ kpc})^3$ . La imagen de  $(60 \text{ kpc})^3$  muestra las partículas estelares con un método que utiliza técnicas de transferencia radiativa creado por [Baes et al. \(2011\)](#) y que emulan con gran precisión las observaciones de las galaxias. Esta imagen fue extraída de [Schaye et al. \(2015\)](#).

mostrando la distribución de gas en gran escala en un corrimiento al rojo  $z = 0$  para la realización Ref-L100N1504 coloreada según la temperatura del gas.

Nombre	L [cMpc]	$N$	$m_g$ [ $M_\odot$ ]	$m_{dm}$ [ $M_\odot$ ]	$\epsilon$ [kpc]
Ref-L025N0376	25	$376^3$	$1.81 \times 10^6$	$9.70 \times 10^6$	0.70
Ref-L025N0752	25	$752^3$	$2.26 \times 10^5$	$1.21 \times 10^6$	0.35
Ref-L050N0752	50	$752^3$	$1.81 \times 10^6$	$9.70 \times 10^6$	0.70
Ref-L100N1504	100	$1504^3$	$1.81 \times 10^6$	$9.70 \times 10^6$	0.70

Tabla 3.2: Los parámetros que caracterizan a los diferentes volúmenes de las simulaciones EAGLE. La primera columna es el nombre original asignado por los autores (Schaye et al., 2015). L es el tamaño del lado de cada volumen cúbico simulado.  $m_g$  y  $m_{dm}$  son las masas de una partícula de gas inicial y de materia oscura, respectivamente, y  $\epsilon$  es la longitud de ablandamiento gravitacional.

En esta escala, es posible apreciar la estructura filamentaria observada en el Universo a gran escala. El primer zoom muestra el gas en un cubo de 10 Mpc de lado y el segundo muestra la luz estelar luego de descontar la extinción por polvo dentro de un cubo de 60 kpc de lado. Esta figura fue realizada mediante el código de transferencia radiativa *SKIRT* (Baes et al., 2011) en las mismas longitudes de onda que los filtros del relevamiento *SLOAN DIGITAL SKY SURVEY* o SDSS (York et al., 2000).

La Fig. 3.2 muestra ejemplos de galaxias de diferentes morfologías del volumen cosmológico Ref-L100N1504 en un corrimiento al rojo de  $z = 0$ , de las simulaciones EAGLE. Esta figura, al igual que el zoom interno de la Fig. 3.1, fue realizada con el código de transferencia radiativa *SKIRT* e ilustra el gran rango de morfologías presentadas en EAGLE similares a las mostradas por Vogelsberger et al. (2014) en las simulaciones Illustris. Es notable la similitud de estas imágenes de galaxias simuladas con galaxias reales del Universo. Más imágenes y videos pueden encontrarse en los sitios de internet de EAGLE <http://eagle.strw.leidenuniv.nl> (Leiden) y <http://icc.dur.ac.uk/Eagle> (Durham).

La función de masa estelar es una de las herramientas estadísticas más básicas para analizar la habilidad de una simulación de reproducir la población de galaxias observadas en el Universo. La Fig. 3.3 muestra la comparación entre la función de masa de la simulación Ref-L100N1504 en un corrimiento al rojo de  $z = 0.1$  con observaciones de los relevamientos SDSS (Li & White, 2009) y GAMA (*Galaxy and Mass Assembly*, Baldry et al., 2012). Además, muestra una comparación con tres modelos semi-analíticos. Las simulaciones EAGLE parecen reproducir las características generales de las observaciones y de los modelos semi-analíticos. Aunque algunas diferencias

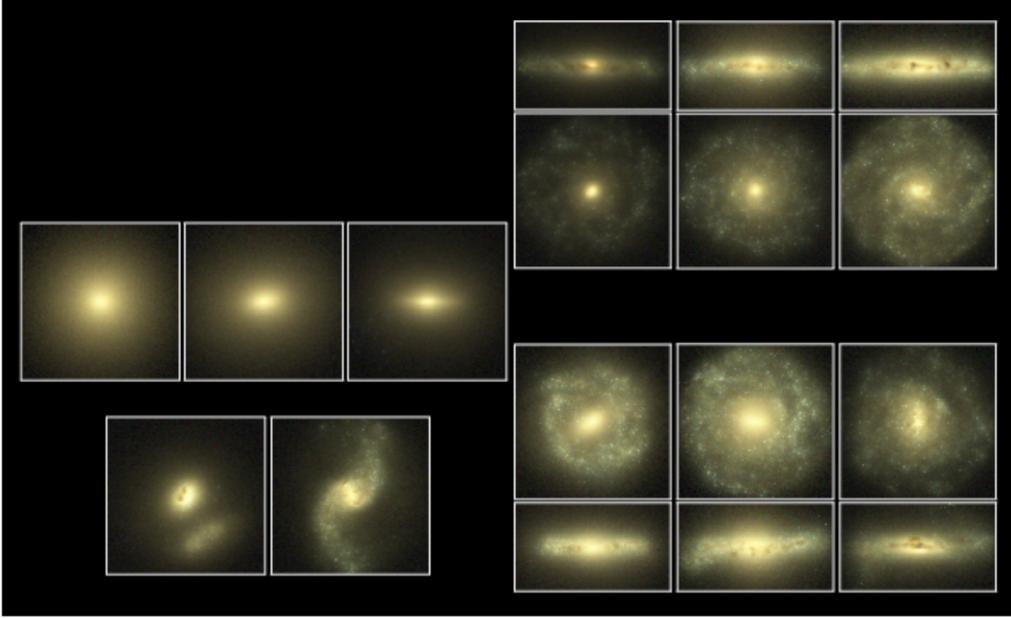


Figura 3.2: Ejemplos de galaxias tomadas del volumen cosmológico Ref-L100N1504 en un corrimiento al rojo de  $z = 0$ , de las simulaciones EAGLE. Estas imágenes fueron creadas mediante un código de transferencia radiativa llamado *SKIRT* (Baes et al., 2011) y muestran la luz estelar basado en filtros monocromáticos en las bandas u, g y r. Cada imagen tiene 60 kpc comóviles de lado. Los discos son mostrados de frente y de canto. Todas las galaxias poseen masas estelares de entre  $5$  a  $6 \times 10^{10} M_{\odot}$ , con las excepciones de la tercera galaxia elíptica observada desde la izquierda que posee un masa de  $1 \times 10^{11} M_{\odot}$  y del evento de función en curso en la imagen inferior izquierda con un masa de  $8 \times 10^{10} M_{\odot}$ . Esta imagen fue extraída de Schaye et al. (2015).

se pueden observar, particularmente en las regiones de baja masa ( $\log(M_*) < 9$ ). Esto puede deberse a diversos factores tales como la complejidad de los procesos de realimentación que regulan la formación estelar de las galaxias o a la dificultad de calcular las propiedades intrínsecas de las galaxias observadas a grandes distancias en el Universo. También debe tenerse en cuenta que es prácticamente imposible observar galaxias de muy baja masa fuera del grupo local debido a la falta de instrumentos capaces de observar objetos distantes y poco luminosos. No obstante, el avance de la tecnología, así como el desarrollo de nuevas técnicas para la implementación de procesos astrofísicos complejos ha permitido, en los últimos años, la realización de simulaciones cosmológicas hidrodinámicas de N-cuerpos de galaxias y otras estructuras,

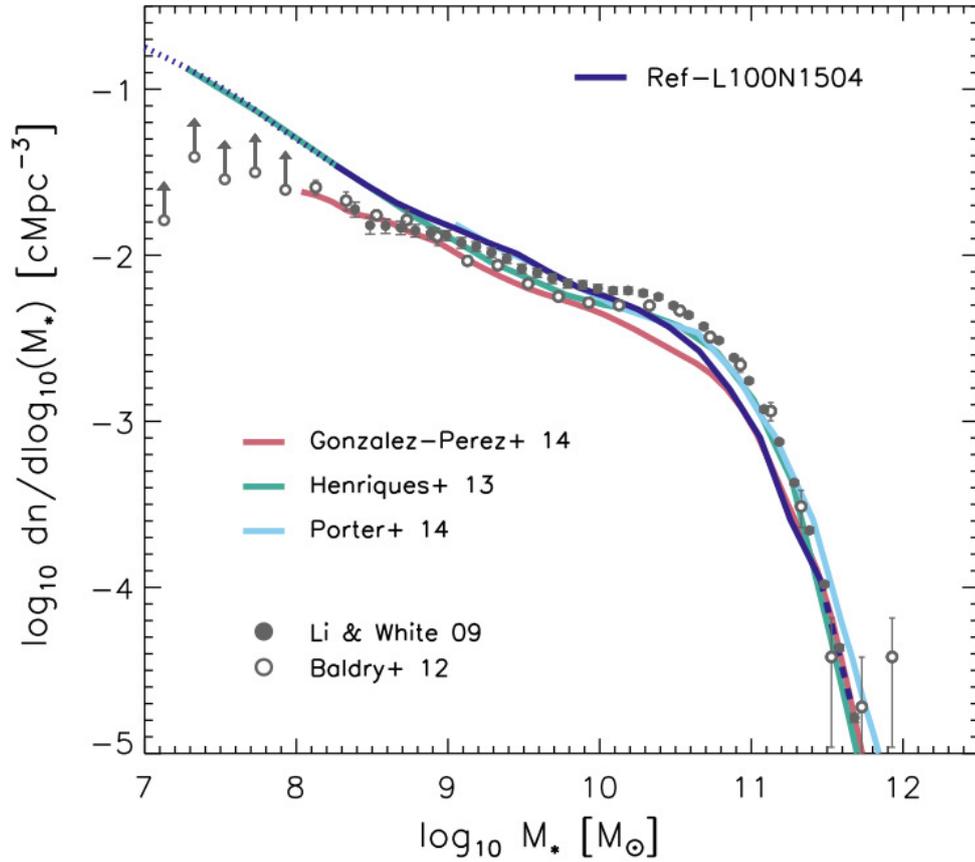


Figura 3.3: Comparación de la función de masa estelar del volumen Ref-L100N1504 en  $z = 0.1$ , con las observaciones del SDSS (círculos llenos) extraídas de [Li & White \(2009\)](#) y con las del GAMA (círculos vacíos) extraídas de [Baldry et al. \(2012\)](#), con los modelos semi-analíticos desarrollados por [Gonzalez-Perez et al. \(2014\)](#), [Henriques et al. \(2013\)](#) y [Porter et al. \(2014\)](#). La curva azul correspondiente a las simulaciones EAGLE es punteada cuando las galaxias contienen menos de 100 partículas estelares y de a trazos cuando hay más de diez galaxias por intervalos de masa estelar. Esta imagen fue extraída de [Schaye et al. \(2015\)](#).

muy similares a las observaciones.

### 3.3. Muestra seleccionada

La serie de simulaciones EAGLE comprende 4 volúmenes individuales cuyas propiedades están resumidas en la Tabla 3.1. Para estudiar la formación y evolución de galaxias barradas, utilizamos particularmente la simulación denominada Ref-L100N1504 que corresponde al volumen más grande simulado. Esto nos provee una muestra estadística de mayor número de galaxias. Para generar esta muestra, se comenzó por identificar los halos de materia oscura individuales que rodean a cada galaxia. Para ello se utilizó un algoritmo de percolación *Friends of Friends* o FoF (ver Apéndice B.1 para más detalle) descrito por Davis et al. (1985) con una longitud de enlace de 0.2 veces la separación media entre las partículas. Las subestructuras dentro de esos halos fueron luego identificadas utilizando el código SUBFIND (Springel et al., 2001; Dolag et al., 2009). Estas subestructuras contienen bariones y materia oscura gravitacionalmente ligadas. Las partículas del halo FOF que no están gravitacionalmente ligadas a una subestructura son removidas.

En nuestra muestra consideramos solo las galaxias centrales identificadas por el algoritmo SUBFIND (ver Apéndice B.2 para más detalle), ignorando las galaxias satélites con el fin de minimizar los efectos de perturbaciones por interacciones mutuas. Utilizando los centros de potencial gravitatorio de los subhalos dados por SUBFIND calculamos el radio de las galaxias  $r_{Gal}$  como el radio que encierra el 90% de la masa estelar  $M_{Gal}$  contenida dentro de una esfera de 30 kpc de radio. Para cada galaxia definimos su masa estelar como la suma total de la masa de las partículas estelares dentro de la esfera de 30 kpc. Con el objetivo de restringir nuestro análisis a galaxias con masas similares a la Vía Láctea, seleccionamos solo galaxias en el rango de masas  $10.6 \leq \log(M_{Gal}/M_{\odot}) \leq 11$ . En un corrimiento al rojo  $z = 0$ , este criterio identifica 495 galaxias con un mínimo de 22000 partículas estelares permitiendo resolver las componentes estelares básicas con una buena resolución numérica.

La Fig. 3.4 muestra la correlación que hay entre la masa estelar de la galaxia  $M_{Gal}$  como función de tres propiedades distintas: masa virial  $M_{Vir}$  del halo que la rodea (panel izquierdo), la razón entre el eje menor (c) y mayor de inercia (a) (panel del medio) y el cociente entre la dispersión de velocidad en la dirección de su momento angular ( $\sigma_z$ ) y la dispersión total ( $\sigma_{tot}$ ). Las masas viriales fueron tomadas de SUBFIND y corresponden a la masa total dentro del radio virial calculado como el radio en el cual la densidad de masa media encerrada dentro de ese radio es 200 veces la densidad crítica del Universo. Los diferentes símbolos representan diferentes tipos de galaxias, clasificadas como: discos (círculos llenos), esferoides (triángulos vacíos) y fusiones (cruces). Para más detalles acerca de esta clasificación morfológica véase más abajo. El código de colores utilizados para los discos es: discos sin

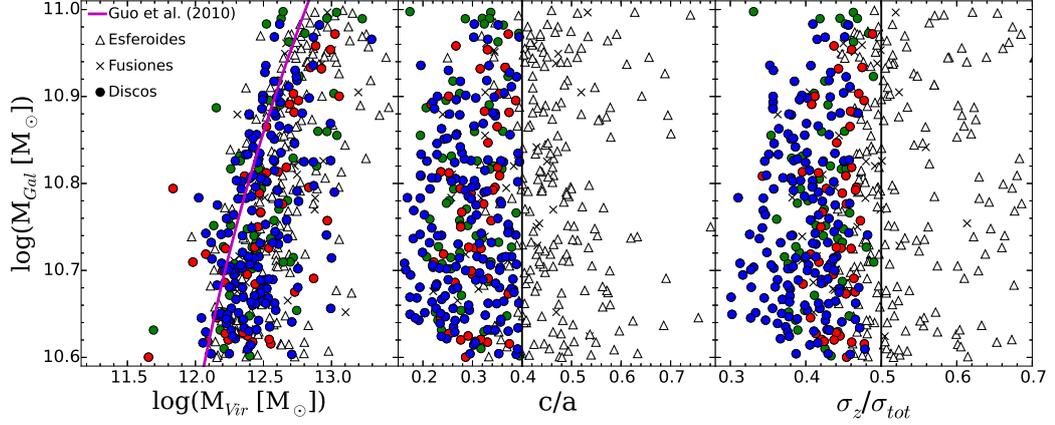


Figura 3.4: Masa estelar  $M_{Gal}$  como función de la masa virial  $M_{Vir}$  (panel izquierdo), del cociente entre los semiejes menor y mayor de inercia,  $c/a$  (panel central) y del cociente entre la dispersión de velocidades en la dirección Z respecto del total  $\sigma_z/\sigma_{tot}$ , (panel derecho) para muestra de galaxias. Las líneas verticales sobre  $c/a = 0.4$  y  $\sigma_z/\sigma_{tot} = 0.5$ , divide la muestra entre galaxias disco (círculos llenos), galaxias esferoidales (triángulos vacíos). Las cruces corresponden a eventos de fusión en curso y no los tendremos en cuenta para nuestros estudios. Los círculos rojos, verdes y azules llenos corresponden a galaxias disco con barra intensa, con barra débil y sin barra, respectivamente.

barra (color azul), discos con barra débil (color verde) y disco con barra intensa (color rojo). Para más detalle de esta selección véase la sección siguiente (sección 3.4). En el panel izquierdo, la línea continua magenta corresponde a la predicción del modelo de acuerdo de abundancias de Guo et al. (2010) que asigna a cada galaxia un halo de materia oscura teniendo en cuenta las respectivas funciones de masa estelar observada y de masa de halo del modelo cosmológico  $\Lambda$ CDM. Las galaxias simuladas siguen aproximadamente la línea magenta continua aunque para una  $M_{Gal}$  fija, los halos poseen, en general, una masa  $M_{Vir}$  ligeramente mayor a la esperada. En los paneles central y derecho mostramos nuestro criterio de selección de galaxias disco removiendo aquellas galaxias clasificadas como esferoidales y los eventos de fusión. Para poner en práctica este criterio, calculamos los ejes principales del tensor de formas (definido en la sección 2.5) de todas las partículas estelares contenidas dentro del radio  $r_{Gal}$ , y calculamos la razón entre el eje menor y mayor  $c/a$ . Luego, clasificamos como discos a los sistemas más aplanados imponiendo un corte en  $c/a < 0.4$  (panel central). Además, calculamos el momento angular de las partículas estelares localizadas dentro de  $r_{Gal}$  y rotamos cada galaxia

de tal forma que el eje Z vertical de un sistema de coordenadas cartesianas coincida con la dirección de dicho momento angular. De esta forma, el plano del disco de las galaxias seleccionadas estará aproximadamente contenido en el plano X - Y. Posteriormente, calculamos la dispersión de velocidad:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (v_i - \bar{v})^2}{N}}, \quad (3.1)$$

donde N es el número de partículas estelares,  $\bar{v}$  es la velocidad media de las estrellas de la galaxia y  $v_i$  es la velocidad de la partícula  $i$ . A partir de esta definición, estimamos la razón entre la dispersión de velocidad vertical (en la dirección Z) y la total seleccionando como discos aquellas galaxias que además cumplen con  $\sigma_Z/\sigma_{tot} < 0.5$ . La muestra final contiene 269 galaxias clasificadas como discos, 193 como esferoides y 33 galaxias clasificadas mediante inspección visual como eventos fusión en curso debido a la presencia de evidencias morfológicas de interacciones en las imágenes correspondientes.

### 3.4. Identificación de Barras

Siguiendo a [Athanasoula et al. \(2013\)](#) clasificamos las galaxias disco de nuestra muestra en base a la existencia de una estructura estelar barrada. Cuantificamos su intensidad, longitud y orientación utilizando las componentes de Fourier de la distribución bidimensional de la masa estelar:

$$M(R, \theta) = \frac{a_0(R)}{2} + \sum_{m=1}^{\infty} [a_m(R)\cos(m\theta) + b_m(R)\sin(m\theta)], \quad (3.2)$$

donde  $R$  es el radio cilíndrico y  $\theta$  es el ángulo acimutal en el plano X - Y. En esta ecuación las componentes de Fourier de orden  $m$ ,  $a_m$  y  $b_m$  se definen como

$$a_m(R) = \sum_{i=1}^{N_R} m_i \cos(m\theta), \quad m = 0, 1, 2, .. \quad (3.3)$$

$$b_m(R) = \sum_{i=1}^{N_R} m_i \sin(m\theta), \quad m = 0, 1, 2, .. \quad (3.4)$$

donde  $N_R$  es el número de partículas estelares dentro de un anillo de radio cilíndrico  $R$  y ancho  $\Delta R$  y  $m_i$  es la masa de la  $i$ -ésima partícula. A partir de estas dos funciones dependientes de  $R$  definimos la amplitud de Fourier de orden  $m$  en función del radio como

$$I_0(R) = a_0(R)/2, \quad m = 0 \quad (3.5)$$

e

$$I_m(R) = \sqrt{a_m^2 + b_m^2}, \quad m = 1, 2, \dots \quad (3.6)$$

Normalizando la amplitud de Fourier del segundo orden  $m = 2$  se obtiene el parámetro:

$$A_2(R) = \frac{I_2}{a_0}. \quad (3.7)$$

Ya que esta amplitud normalizada es una función del radio cilíndrico  $R$ , definimos la intensidad de la barra como la amplitud máxima alcanzada para algún radio  $R_{max}$ :

$$A_2^{max} = \max(A_2(R)). \quad (3.8)$$

Esto permite cuantificar el grado de elongación de una distribución de puntos ya que toma valores en el rango  $[0,1]$  siendo 0 para un círculo y 1 para un segmento de recta.

Calculamos la intensidad de la barra  $A_2^{max}$  para nuestra muestra de 269 galaxias disco en un corrimiento al rojo  $z = 0$ . En la Fig. 3.5 mostramos los mapas de densidad de masa estelar proyectada de 4 galaxias disco, seleccionadas de tal forma que 2 de ellas (Galaxias 1 y 2) poseen valores bajos de  $A_2^{max} \leq 0.1$  y las dos restantes (Galaxias 3 y 4) valores altos  $A_2^{max} \geq 0.6$ . La columna izquierda muestra la proyección frontal de la galaxia (plano X-Y), mientras que los dos paneles centrales muestran las proyecciones de canto (planos X-Z e Y-Z, respectivamente). Las imágenes de la columna de la izquierda (de frente) muestran que las galaxias 1 y 2 no poseen barra mientras que la 3 y 4 muestran una componente estelar barrada claramente visible. Las galaxias fueron seleccionadas de tal forma que tienen masas viriales ( $\log(M_{Vir}) \sim 12.6$ ) y masas estelares ( $\log(M_{Gal}) \sim 10.9$ ) similares pero valores diferentes de la intensidad de la barra  $A_2^{max}$ . Los círculos continuos, punteados y a trazos representan los valores del radio a mitad de masa ( $r_{50}$ ), del radio de la galaxia ( $r_{Gal}$ ) y del semieje mayor de la barra ( $R_{bar}$ ). Para determinar este último, utilizamos un método basado en [Aguerri et al. \(2000\)](#), definiendo dos parámetros dependientes de las amplitudes de Fourier ( $I_m$ ) de orden  $m = 0, 2, 4$  y 6, como

$$I_b(R) = I_0(R) + I_2(R) + I_4(R) + I_6(R), \quad (3.9)$$

$$I_{ib}(R) = I_0(R) - I_2(R) + I_4(R) - I_6(R). \quad (3.10)$$

El semieje mayor de la barra  $R_{bar}$  se define como el radio en el cual se cumple la siguiente igualdad:

$$I_b(R_{bar})/I_{ib}(R_{bar}) = \frac{(\max[I_b/I_{ib}] - \min[I_b/I_{ib}])}{2} + \min[I_b/I_{ib}]. \quad (3.11)$$

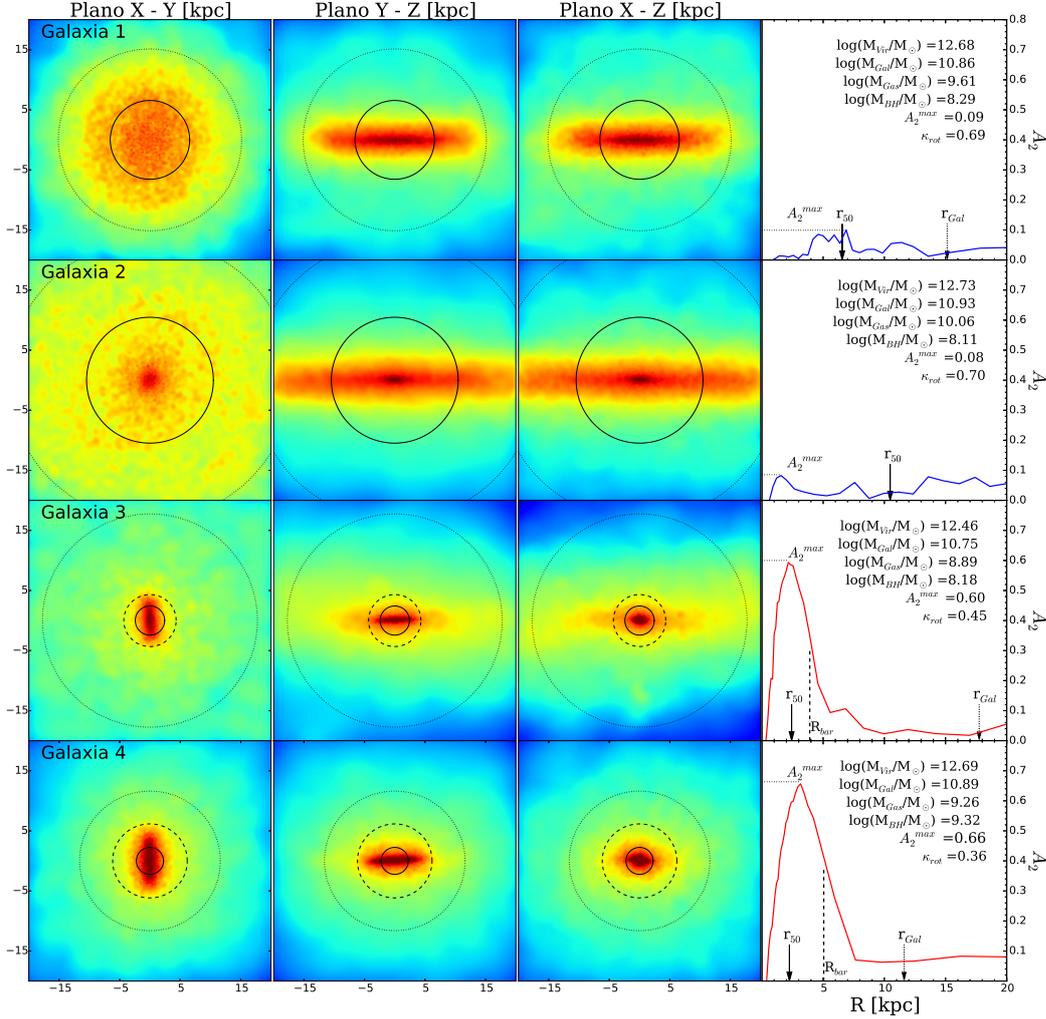


Figura 3.5: Las primeras tres columnas muestran los mapas de densidad estelar de 4 galaxias disco seleccionadas de la muestra. La primera columna corresponde al plano X-Y (observadas de frente) y segunda y tercera columnas corresponden a los planos X-Z e Y-Z (observadas de canto). Es posible notar con claridad la presencia de una estructura barrada en las regiones internas de las Galaxias 3 y 4. Los círculos continuos, punteados y de a trazos representan el radio a mitad de masa  $r_{50}$ , el radio galáctico  $r_{Gal}$  y la longitud del semieje mayor de la barra  $R_{bar}$  (para las galaxias barradas), respectivamente. La cuarta columna corresponde a la amplitud de Fourier de orden  $m = 2$  normalizada a  $m = 0$ . Las Galaxias 3 y 4 presentan un pico muy pronunciado en las regiones internas con valores muy altos de la intensidad de la barra  $A_2^{max} = 0.60$  y  $0.66$ , respectivamente. Por el contrario, las Galaxias 1 y 2 son galaxias disco sin barra y presentan valores de  $A_2^{max}$  menores a  $0.1$ .

En la columna derecha de la Fig. 3.5, mostramos la amplitud de Fourier de orden  $m = 2$  normalizada  $A_2(R)$  como función del radio cilíndrico  $R$ . Este gráfico muestra que las Galaxias 1 y 2 presentan un perfil radial plano con valores menores a  $A_2^{max} < 0.1$  mientras que las Galaxias 3 y 4 presentan valores muy altos en la regiones internas con un pico muy prominente siendo  $A_2^{max} > 0.6$ .

Por convención, llamaremos galaxias sin barra a las que poseen  $A_2^{max} < 0.2$ , galaxias con barra débil a aquellas con  $0.2 < A_2^{max} < 0.4$ , y galaxias con barra intensa a las que tienen  $A_2^{max} > 0.4$ . De acuerdo a esta definición las Galaxias 1 y 2 son clasificadas como galaxias disco sin barras, y las Galaxias 3 y 4 como galaxias disco con barra intensa. Adoptamos además el siguiente código de colores para las figuras que involucran  $A_2^{max}$ : azul para las galaxias sin barra, verde para las galaxias con barra débil y rojo para las galaxias con barra intensa.

Finalmente, estimamos el ángulo de posición de la barra como

$$\phi = 0.5 \tan^{-1} \left( \frac{a_2(R_{max})}{b_2(R_{max})} \right), \quad (3.12)$$

calculado en el radio  $R_{max}$  en el cual  $A_2(R_{max})$  llega a su máximo  $A_2^{max}$  (ver los paneles derechos de la Fig. 3.5). En las secciones siguientes utilizaremos este ángulo para calcular la velocidad de rotación de la barra.

Un tema de discusión actual es el número de galaxias disco que poseen barras. Como ya dijimos en la sección 3.1, diversos estudios sugieren que más de la mitad de las galaxias disco en el Universo local poseen barras (Eskridge et al., 2000; Whyte et al., 2002; Marinova & Jogee, 2007). La mayoría de estos estudios no consideran ninguna restricción en luminosidad (o masa estelar). Esto complica la comparación directa de la fracción de galaxias barradas observadas con la de esta muestra. Sin embargo, existen trabajos actuales que realizan estudios de la dependencia de la fracción de galaxias disco que poseen barras con la luminosidad o masa estelar. Algunos ejemplos de estos estudios se encuentran en los trabajos de Barazza et al. (2008), Sheth et al. (2008) y Nair & Abraham (2010). Específicamente, Barazza et al. (2008) utiliza una muestra de 1860 galaxias disco entre corrimientos al rojo de  $0.01 \leq z \leq 0.03$ , de tal forma que entre el 48% al 52% contienen una barra central. En el rango de masa estelar utilizado por nosotros, esta fracción decae a  $\sim 38\%$ . Sheth et al. (2008) realiza un análisis de 2157 galaxias disco entre corrimientos al rojo de  $0 < z < 0.84$  de tal forma que la fracción de barras en el Universo Local es de 65% y decae a 20% en  $z = 0.84$ . En el rango de masas que seleccionamos, y en el Universo local, esta fracción no presenta una variación significativa siendo del orden del 62%. Finalmente,

Nair & Abraham (2010), con una muestra de aproximadamente 7700 galaxias disco cercanas, encuentran una fracción de barras del 30%. Para el rango de masas que seleccionamos, la fracción sigue siendo aproximadamente del 30%.

La Fig. 3.6, muestra la fracción de galaxias disco con  $A_2^{max}$  mayor a un determinado valor para un corrimiento al rojo  $z = 0$ . Las líneas horizontales continuas muestran la fracción de galaxias disco barradas tomadas de los trabajos de Barazza et al. (2008), Sheth et al. (2008) y Nair & Abraham (2010), aproximadamente en los rangos de masa estelar elegido por nosotros. Es interesante notar, que los tres autores poseen fracciones de galaxias disco barradas bien distintas, lo cual hace difícil la comparación directa con la fracción de galaxias disco barradas de las simulaciones. Las líneas verticales a trazos separan los tres grupos de galaxias definidos como galaxias disco con barra intensa, con barra débil y sin barra central. Este gráfico muestra que aproximadamente un 19% de las galaxias disco poseen barras intensas, un 21% poseen barras débiles y un 60% no poseen barras. Es decir que del orden del 40% de las galaxias disco en nuestra muestra son barradas en acuerdo con los resultados observacionales de Barazza et al. (2008) y Nair & Abraham (2010).

### 3.5. Propiedades de las galaxias barradas

Con el objetivo de entender algunos de los procesos básicos que contribuyen a la formación y evolución de las galaxias barradas, buscamos correlaciones entre la intensidad de la barra  $A_2^{max}$  y algunas de las propiedades intrínsecas de las galaxias disco a las que pertenecen. Entre estas propiedades incluimos: fracción de estrellas formadas en el último Gyr ( $M_1/M_{Gal}$ ), tiempo en el cual el progenitor principal alcanza el 80% de la masa estelar en  $z = 0$  ( $t_{80\%}$ ), radio a mitad de masa estelar ( $r_{50}$ ), energía de rotación normalizada ( $\kappa_{rot}$ ), masa de gas ( $M_{Gas}$ ) y masa del agujero negro más masivo de cada galaxia o agujero negro supermasivo ( $M_{BH}$ ). En la Fig. 3.7 mostramos estas correlaciones donde cada punto corresponde a una galaxia disco simulada coloreada de acuerdo a la intensidad de la barra central: azul para las galaxias sin barra, verde para las galaxias con barra débil y rojo para las galaxias con barra intensa. Además incluimos las etiquetas G1, G2, G3 y G4 que señalan la ubicación de las galaxias 1 a 4 mostradas en la Fig. 3.5. La línea negra continua representa la mediana calculada en intervalos de igual tamaño en  $A_2^{max}$ . Salvo para la masa del agujero negro supermasivo en el que se observa que no existe una dependencia fuerte con la intensidad de la barra, todas estas propiedades intrínsecas restantes disminuyen a medida que aumenta la intensidad de la barra. Es necesario destacar también que aunque

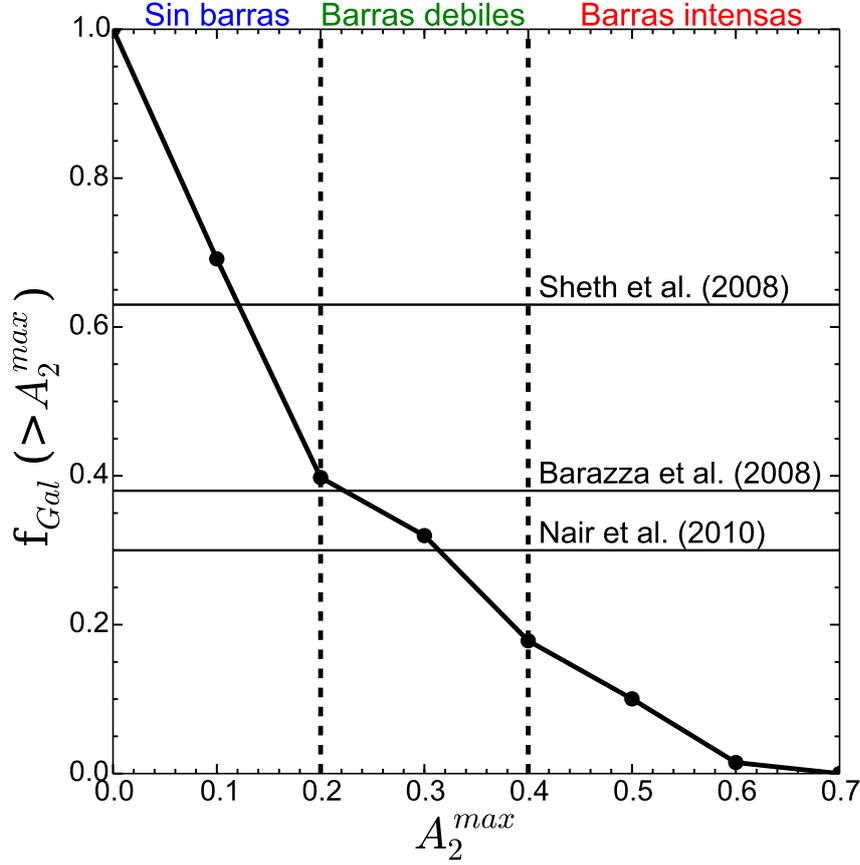


Figura 3.6: Fracción de galaxias disco mayor que un determinado valor  $A_2^{max}$  dividida en intervalos de igual tamaño  $A_2^{max}$ . Las líneas verticales de puntos dividen las poblaciones de galaxias disco sin barra, con barra débil y con barra intensa. Las líneas horizontales continuas representan la fracción de galaxias barradas observadas en el Universo local calculado por Barazza et al. (2008), Sheth et al. (2008) y Nair & Abraham (2010) aproximadamente en el rango de masas que utilizamos en nuestra muestra.

estas tendencias sistemáticas son claras, se observa una dispersión notable alrededor de estas medianas. Desde el punto de vista cuantitativo, este gráfico muestra que las galaxias con barra intensa poseen una baja formación estelar en la actualidad ( $\sim 0.1M_{\odot}/\text{Gyr}$ ) en comparación con las galaxias sin barra ( $\sim 2M_{\odot}/\text{Gyr}$ ), y que forman la mayoría (80%) de sus estrellas en un corrimiento al rojo alto ( $z_{80\%} = 1.5$  o  $t_{80\%} \sim 4 \text{ Gyr}$ ). Las galaxias sin barra

forman la mayoría de sus estrellas mucho más tardíamente ( $t_{80\%} \sim 8$  Gyr).

Otro aspecto importante a tener en cuenta, es que las galaxias barradas son más concentradas que las no barradas. El panel inferior izquierdo muestra que hay una buena correlación entre la intensidad de la barra y el radio a mitad de masa. Las galaxias con barra intensa poseen  $r_{50} \sim 3$  kpc mientras que las galaxias sin barra duplican este valor.

Con el objetivo de medir la dependencia de la intensidad de la barra con la rotación de la galaxia, utilizamos un parámetro que mide la fracción de energía cinética total de la componente estelar de la galaxia invertida en rotación. Este parámetro fue definido por [Sales et al. \(2012\)](#) como

$$\kappa_{rot} = \frac{K_{rot}}{K} = \frac{1}{K} \sum \frac{1}{2} m \left( \frac{J_z}{R} \right)^2, \quad (3.13)$$

donde  $K$  y  $K_{rot}$  son la energía cinética total y de rotación, respectivamente, y  $m$ ,  $J_z$  y  $R$  son la masa, el momento angular específico y el radio en coordenadas cilíndricas de una partícula específica. Galaxias con  $\kappa_{rot} \sim 1$  son discos con órbitas perfectamente circulares, en tanto que galaxias con  $\kappa_{rot} \sim 0$  son sistemas no rotantes. Debido a que las galaxias disco son sistemas soportados por rotación, uno esperaría que las galaxias disco tengan valores elevados de  $\kappa_{rot}$ . De hecho, [Sales et al. \(2012\)](#), utilizando las simulaciones GIMIC ([Crain et al., 2009](#)), definen galaxias dominadas por un disco soportado por rotación, a las que poseen  $\kappa_{rot} > 0.7$ , galaxias dominadas por un esferoide soportado por dispersión de velocidades, a las que poseen  $\kappa_{rot} < 0.5$  y galaxias intermedias a las que poseen  $0.5 < \kappa_{rot} < 0.7$ .

El panel superior derecho de la Fig. 3.7 muestra  $\kappa_{rot}$  como función de  $A_2^{max}$  de la muestra de galaxias disco seleccionada. Es interesante notar que las galaxias con barra intensa poseen energías cinéticas rotacionales bajas, tomando valores similares a  $\kappa_{rot} \sim 0.4$  mientras que las galaxias sin barras poseen energías rotacionales más altas  $\kappa_{rot} \sim 0.6$ , aunque con una dispersión más elevada. Según [Sales et al. \(2012\)](#), estas galaxias serían catalogadas como dominadas por esferoides y no entrarían en la muestra de galaxias disco. No obstante, una definición basada solo en la rotación de las partículas estelares es incompleta. Diversos estudios acerca de la formación de barras en las regiones centrales de las galaxias disco sugieren que los discos inestables transfieren su momento angular al halo de materia oscura (ver [Athanasoula, 2003](#); [Okamoto et al., 2014](#)). En consecuencia, los discos perderían energía cinética de rotación y formarían una barra central, dejando a la galaxia con un  $\kappa_{rot}$  bajo. Los paneles central e inferior derechos muestran la masa de la componente gaseosa  $M_{Gas}$  dentro del radio de la galaxia  $r_{Gal}$  y la masa del agujero negro supermasivo  $M_{BH}$  localizado en el centro de potencial del halo. Es claro que existe una correlación entre la cantidad de gas y la intensidad de

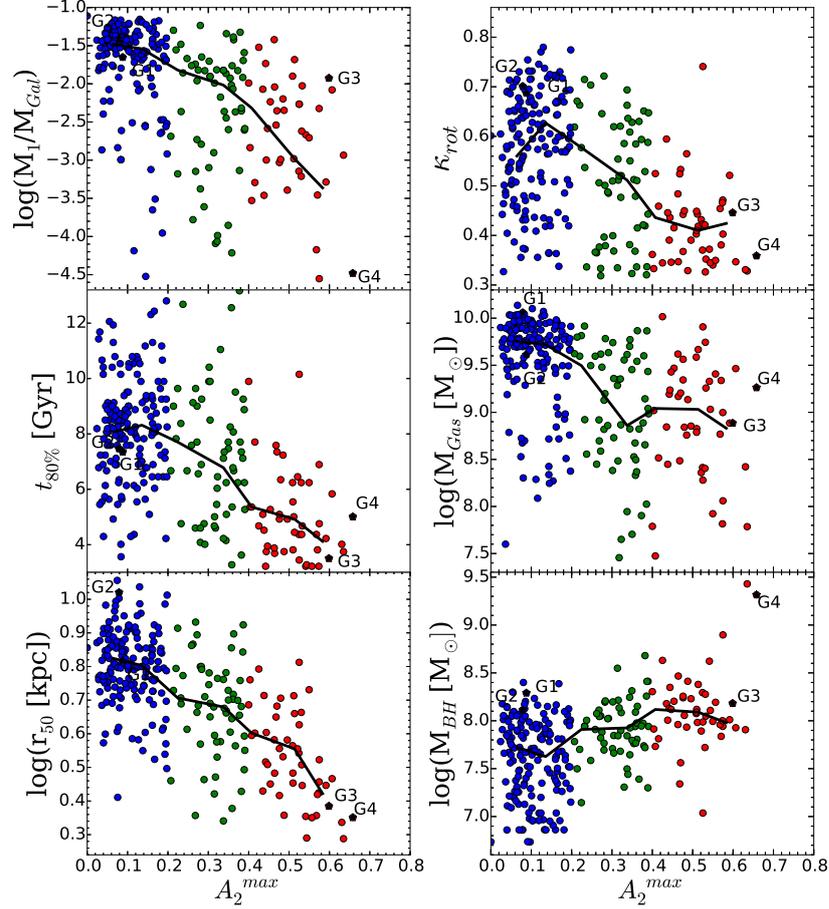


Figura 3.7: La intensidad de la barra  $A_2^{max}$ , contra varios parámetros que caracterizan las propiedades dinámicas e intrínsecas de cada galaxia en un corrimiento al rojo  $z = 0$ . En los paneles izquierdos, de arriba hacia abajo,  $\Delta M_1/M_{Gal}$  es el logaritmo del cociente entre la masa estelar formada en el último Gyr y la masa estelar total de la Galaxia  $M_{Gal}$ ,  $t_{80\%}$  es el tiempo en el cual la galaxia llegó al 80 % de su masa estelar final, siendo  $t = 0$  Gyr el momento del Big Bang y  $t = 13.82$  Gyr el presente ( $z = 0$ ), y  $\log(r_{50})$  es el radio a mitad de masa. En los paneles derechos y en el mismo orden,  $\kappa_{rot}$  es la energía cinética de rotación normalizada,  $\log(M_{Gas})$  es el logaritmo de la masa de la componente gaseosa, y  $\log(M_{BH})$  es el logaritmo de la masa del agujero negro supermasivo. La curva negra en cada panel indica la mediana de cada parámetro calculada en intervalos de igual tamaño en  $A_2^{max}$ . Las galaxias 1 a 4 están marcadas como G1, G2, G3 y G4.

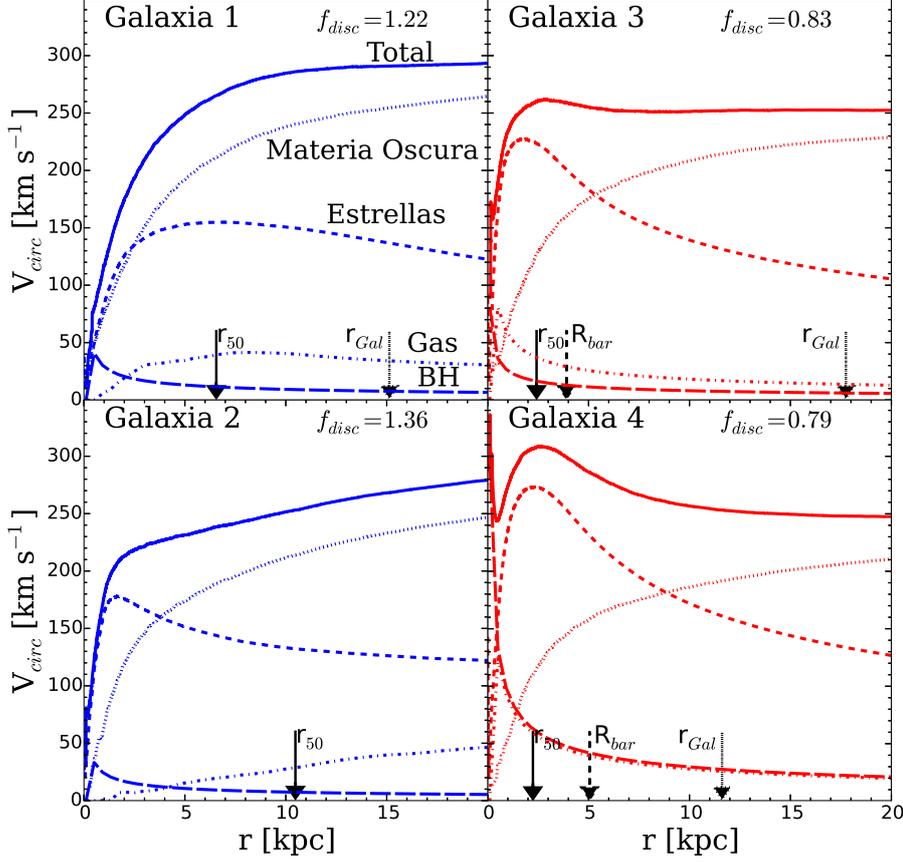


Figura 3.8: Contribución de los perfiles de velocidad circular de las diferentes componentes de las Galaxias 1 a 4 mostradas en la Fig. 3.5 en un corrimiento al rojo  $z = 0$ . Las flechas que apuntan hacia abajo representan los valores del radio a mitad de masa  $r_{50}$  (flechas continuas), del radio galáctico  $r_{Gal}$  (flechas punteadas) y del semieje mayor de la barra  $R_{bar}$  (flechas de a trazos).

la barra. Las galaxias con barra intensa tienden a tener menor masa de gas distribuida también en las regiones más internas de la galaxia. Además, la mayoría de los agujeros negros supermasivos de las galaxias con barra intensa parecen ser más masivos que los de las galaxias sin barra. Esto coincide con numerosos estudios previos que sugieren que una barra, probablemente

modifica la dinámica del gas (Sanders & Huntley, 1976; Athanassoula, 1992) generando un flujo de gas del disco, hacia las regiones centrales de la galaxia. El gas localizado en el plano del disco puede ser dirigido hacia el centro de la galaxia debido a su interacción con el potencial de la barra. Este flujo puede ser responsable de nuevos brotes de formación estelar nuclear y también de galaxias con núcleos activos o AGN cuando el gas es capaz de llegar al centro de potencial del halo (Berentzen et al., 1998; Fanali et al., 2015), donde el agujero negro supermasivo reside.

### 3.6. Criterios de inestabilidad de los discos

La correlación que existe entre el radio a mitad de masa  $r_{50}$  y la intensidad de la barra  $A_2^{max}$  es uno de las más significativos que encontramos (ver el panel inferior izquierdo de la Fig. 3.7). Esta correlación indica que en promedio las galaxias barradas intensas (círculos rojos) tienen típicamente menos de la mitad del tamaño estelar de las galaxias sin barras (círculos azules). Por lo tanto, estas diferencias deberían estar reflejadas en los perfiles de masa estelar y ser detectadas en las curvas de velocidad circular correspondientes. La Fig. 3.8 muestra los perfiles de velocidad circular de diferentes componentes de masa: agujero negro, gas, estrellas, materia oscura y total de las galaxias 1 a 4. Las flechas verticales continuas, punteadas y a trazos muestran el radio a mitad de masa estelar  $r_{50}$ , el radio de la galaxia  $r_{Gal}$  y el semieje mayor de la barra  $R_{bar}$  (solo para las galaxias barradas). Si nos enfocamos en el radio a mitad de masa, observamos que las galaxias con barra intensa mostradas en los paneles derechos (Galaxias 3 y 4, en color rojo) muestran valores significativamente menores ( $r_{50} \sim 2$  kpc) que las galaxias sin barras ( $r_{50} \sim 6$  kpc) mostradas en los paneles izquierdos (Galaxias 1 y 2, en color azul). En consecuencia, y observando estos ejemplos, la componente estelar domina en las regiones centrales para las galaxias con barra intensa pero no para las que no tienen barras. Con el fin de cuantificar la contribución de la componente estelar en las regiones centrales, utilizamos el parámetro descrito en Cole et al. (2000) y Bower et al. (2006), basado en el criterio de inestabilidad propuesto originalmente por Efstathiou et al. (1982)

$$f_{disc} = \frac{V_c(r_{50})}{\sqrt{GM_{disc}/r_{50}}}, \quad (3.14)$$

donde  $V_c(r_{50})$  es la velocidad circular total en  $r_{50}$ ,  $G$  es la constante de gravitación universal y  $M_{disc}$  es la masa del disco estelar. Según Efstathiou et al. (1982), las barras surgen en discos gravitacionalmente inestables para los cuales  $f_{disc} < 1.1$ , mientras que los discos estables con  $f_{disc} > 1.1$  no forman

barras. Analizando los ejemplos de la Fig. 3.8, las galaxias que poseen barras intensas (galaxias 3 y 4) tienen  $f_{disc} = 0.83$  y  $0.79$ , respectivamente; mientras que para las galaxias sin barra (galaxias 1 y 2)  $f_{disc} = 1.22$  y  $1.36$ , respectivamente. Según este criterio, las galaxias 1 y 2 son galaxias disco estables y las galaxias 3 y 4 son inestables, y por lo tanto, forman barra.

El panel izquierdo de la Fig. 3.9 muestra la correlación entre  $A_2^{max}$  y  $f_{disc}$  para toda la muestra de galaxias disco. Los círculos azules, verdes y rojos representan la población de galaxias disco sin barra, con barra débil y con barra intensa, respectivamente. La línea negra continua muestra el valor de la mediana de  $f_{disc}$ , tomada en intervalos iguales de  $A_2^{max}$ . El panel derecho muestra la fracción de galaxias con un determinado valor de  $f_{disc}$  que poseen una barra (curva negra) y que poseen una barra intensa (curva roja). Estos gráficos muestran que, en promedio, las galaxias con barra intensa poseen valores relativamente bajos de  $f_{disc}$  ( $\sim 0.9$ ). En cambio las galaxias con barra débil poseen en promedio  $f_{disc} \sim 1$  y las galaxias sin barra  $f_{disc} \sim 1.1$ . Esta última, posee una mayor dispersión que las restantes categorías ( $0.8 < f_{disc} < 1.4$ ).

Aunque la correlación existente entre  $A_2^{max}$  y  $f_{disc}$  es evidente, la gran dispersión observada muestra que este criterio de inestabilidad por sí solo no es suficiente para distinguir entre galaxias disco barradas y no barradas. De hecho, según Athanassoula (2008), no hay un criterio simple que pueda describir todos los ingredientes necesarios que expliquen los procesos de inestabilidad de disco y la formación de barras. Por lo tanto, es interesante explorar cómo las galaxias evolucionan a lo largo del tiempo para llegar en  $z = 0$  con valores de  $A_2^{max}$  muy diferentes, pero valores similares de  $f_{disc}$ .

La Fig. 3.10 muestra la evolución temporal de la intensidad de la barra  $A_2^{max}$  (panel superior) y de la energía de rotación normalizada  $\kappa_{rot}$  (panel inferior) para las galaxias 1 a 4. Es interesante notar que en un corrimiento al rojo alto  $z > 1$ , los cuatro ejemplos analizados poseen valores bajos de la intensidad de la barra ( $A_2^{max} \sim 0.1$ ) lo que implica la ausencia de una barra central. Más aún, poseen valores altos de  $\kappa_{rot}$  lo que significa que son sistemas soportado por rotación. Las galaxias 3 y 4, después de  $z = 1$  incrementan sus  $A_2^{max}$  mientras que disminuyen sus  $\kappa_{rot}$ . Además, encontramos que este comportamiento ocurre en prácticamente todas las galaxias con barra intensa de la muestra. En consecuencia, la formación de una barra intensa está asociada a la pérdida de soporte rotacional de las galaxias disco. Por el contrario, las galaxias 1 y 2 no sufren cambios apreciables después de  $z = 1$ , manteniendo valores bajos de  $A_2^{max}$  y valores altos de  $\kappa_{rot}$ .

En la Fig. 3.11 analizamos los perfiles de velocidad circular de las galaxias 1 a 4 en un corrimiento al rojo  $z = 1$ , debido a que este tiempo coincide con el comienzo de la formación de la barra. Se observa que las galaxias 3 y

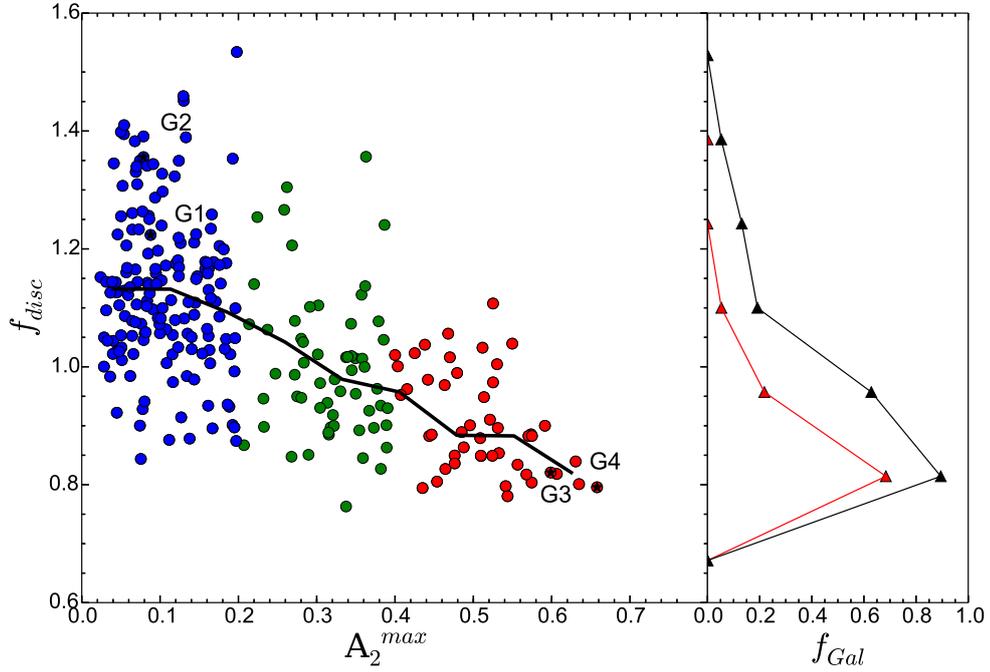


Figura 3.9: Panel izquierdo: La intensidad de la barra  $A_2^{max}$  contra el criterio de inestabilidad  $f_{disc}$  definido en la ecuación 3.14. Panel derecho: Fracción de galaxias  $f_{Gal}$  que poseen una barra (curva negra) y una barra intensa (curva roja), dividida en intervalos de  $f_{disc}$ . Todas las galaxias con barra intensa poseen valores bajos de  $f_{disc}$ , mientras que las galaxias sin barra tienden a tener valores más altos a pesar de la mayor dispersión.

4 presentan perfiles de velocidad circular total decrecientes con la distancia galactocéntrica. Esto se debe principalmente a que la contribución de las estrellas en las regiones internas es mucho mayor que la de la materia oscura en las regiones externas. Sin embargo, las galaxias 1 y 2 presentan un comportamiento diferente, mostrando perfiles de velocidad circular planos o incluso ligeramente crecientes.

Haciendo una comparación entre los paneles de la izquierda de las Fig. 3.8 y 3.11, notamos que los perfiles de las galaxias barradas parecen ser más decrecientes en  $z = 1$  que en  $z = 0$ . Una medida del grado de decrecimiento (o crecimiento) de la velocidad circular con el radio  $R$  puede tenerse a través del parámetro

$$f_{dec} = V_S^{tot}/V_{DM}^{tot}, \quad (3.15)$$

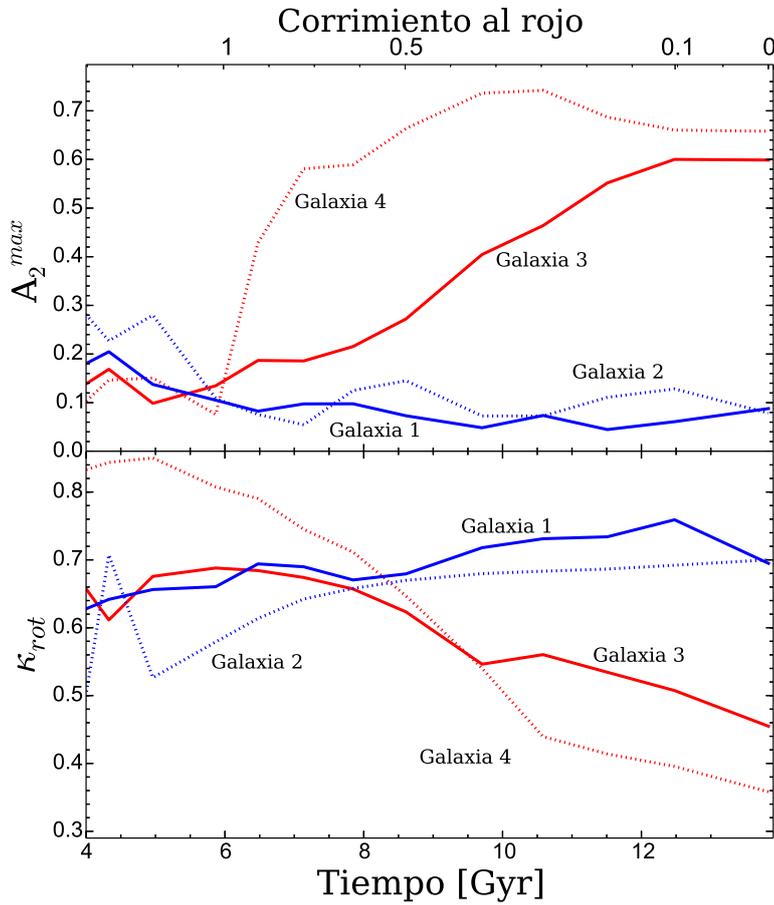


Figura 3.10: Evolución temporal de la intensidad de la barra  $A_2^{max}$  (panel superior) y de la energía cinética rotacional normalizada  $\kappa_{rot}$  (panel inferior) de los cuatro ejemplos mostrados en la Fig. 3.5. En  $z = 1$ , las cuatro galaxias presentan valores bajos de  $A_2^{max}$  y valores altos de  $\kappa_{rot}$ , las Galaxias 1 y 2, no presentan cambios significativos de estos dos parámetros a lo largo de su evolución y, por el contrario, las Galaxias 3 y 4 presentan cambios dramáticos en ambos parámetros, incrementando sus valores de  $A_2^{max}$  al mismo tiempo que disminuyen sus valores de  $\kappa_{rot}$ .

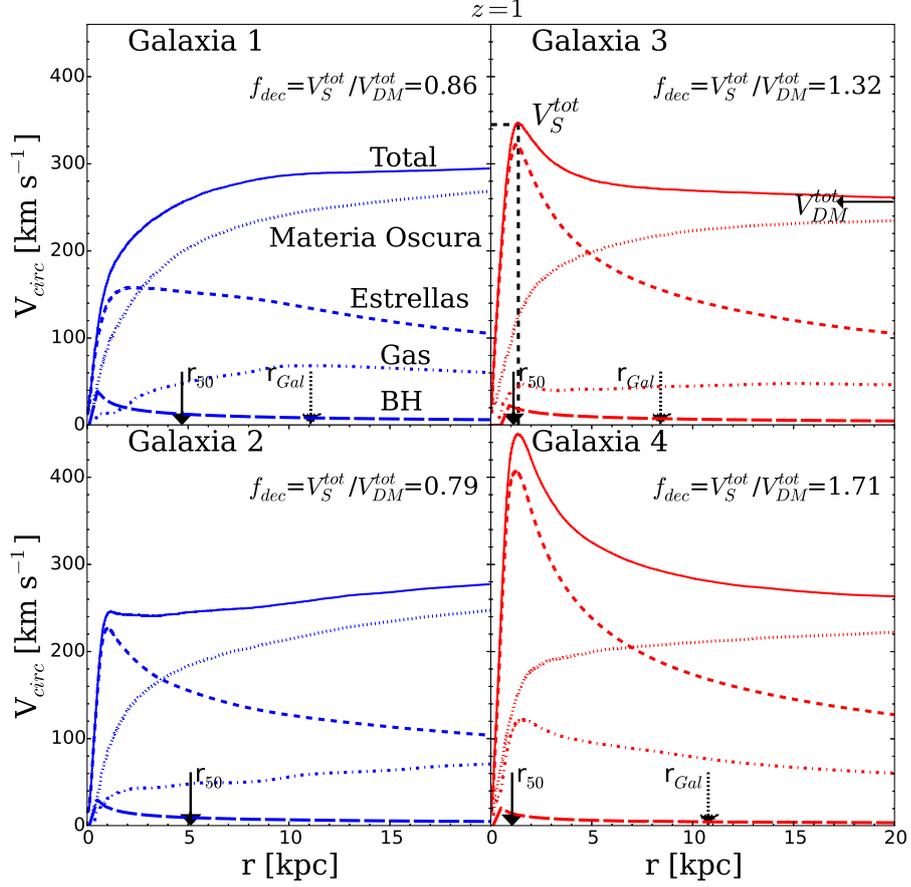


Figura 3.11: Lo mismo que la Fig. 3.8, pero en  $z = 1$ . Como observamos en la Fig. 3.10, en este tiempo ninguna de las galaxias presenta una componente barrada. Es interesante notar que los paneles izquierdos presentan perfiles de velocidad circular crecientes mientras que los paneles derechos presentan perfiles muy decrecientes. En base a esta apreciación, definimos un nuevo parámetro  $f_{dec} = V_S^{tot} / V_{DM}^{tot}$ , donde  $V_S^{tot}$  y  $V_{DM}^{tot}$  son los valores que toman los perfiles de velocidad circular total donde las contribuciones estelares y de la materia oscura son máximas.

donde  $V_S^{tot}$  y  $V_{DM}^{tot}$  son la velocidad circular medida en los radios donde las contribuciones de las estrellas (S) y de la materia oscura (DM) son máximas, respectivamente. Para las galaxias disco inestables (como las galaxias

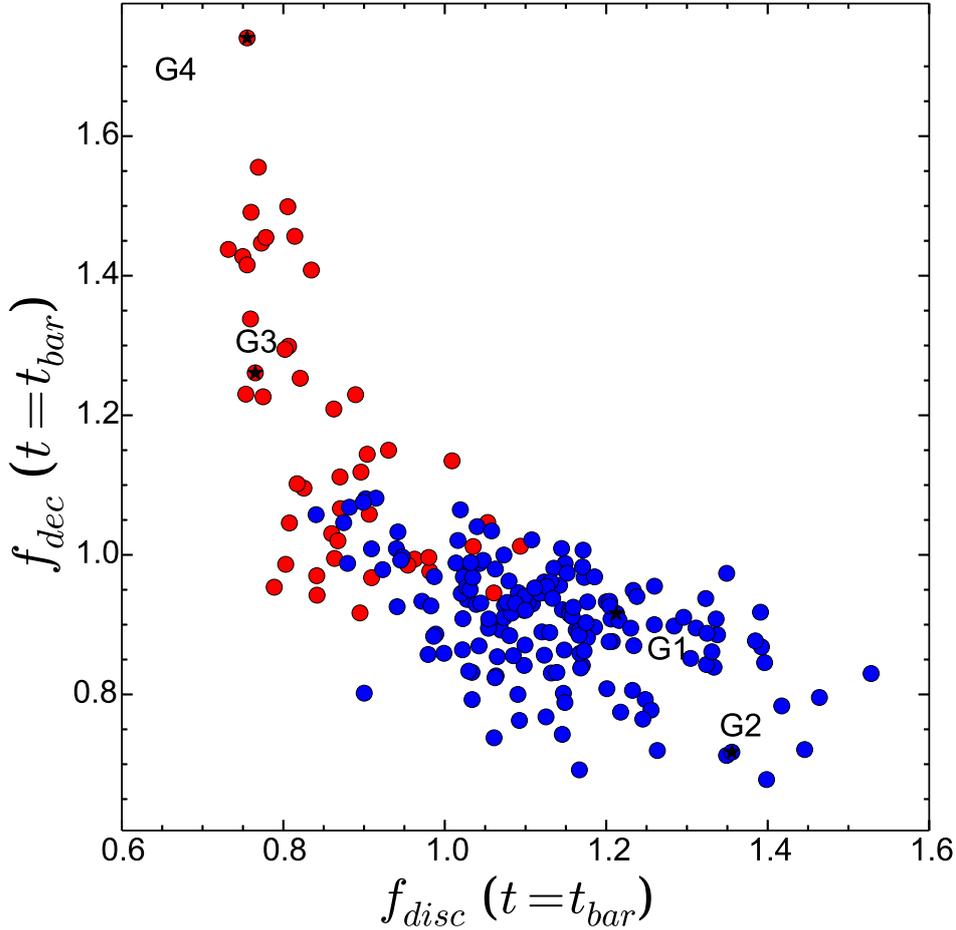


Figura 3.12: El criterio de inestabilidad  $f_{disc}$  contra el parámetro de decrecimiento de las curvas de velocidad circular  $f_{dec}$ . El tiempo  $t_{bar}$  seleccionado es  $z = 0$  para aquellos discos sin barra (círculos azules) y el máximo entre 5 Gyr o el último tiempo en el cual  $A_2^{max}$  decae a 0.25 (justo antes de que la barra se forme) para galaxias disco barradas (círculos rojos). Las galaxias disco con barra débil no han sido incluidas en el gráfico para observar con mayor nitidez la separación de ambas poblaciones.

3 y 4) que están destinadas a formar una barra central, el parámetro de decrecimiento  $f_{dec} > 1$  en  $z = 1$ , mientras que para discos estables (como las galaxias 1 y 2)  $f_{dec} < 1$ .

La correlación existente entre el parámetro de inestabilidad  $f_{disc}$  y el de decrecimiento  $f_{dec}$  está mostrada en la Fig. 3.12 computadas en un tiempo  $t_{bar}$  que caracteriza aproximadamente la aparición de la barra. Para galaxias barradas, elegimos el tiempo en el cual  $A_2^{max} = 0.25$  (recuérdese que adoptamos  $A_2^{max} = 0.2$  valor divisorio entre galaxias con y sin barra). Con esta definición se tiene, por ejemplo,  $t_{bar} \sim 7.94$  Gyr ( $z = 0.6$ ) y  $5.93$  Gyr ( $z = 1$ ) para las galaxias 3 y 4, respectivamente (Véase Fig. 3.10). En los casos ( $\sim 20\%$ ) de galaxias con barra en que  $A_2^{max}$  nunca decae a valores menores que 0.25 a lo largo de toda su evolución adoptamos arbitrariamente  $t_{bar} = 5$  Gyr. Para las galaxias no barradas adoptamos  $t_{bar} = 13.82$  Gyr es decir el tiempo correspondiente en  $z = 0$ . Encontramos que las galaxias disco destinadas a formar una barra central (círculos rojos) poseen valores altos de  $f_{dec}$  y bajos de  $f_{disc}$ . La tendencia opuesta se observa para las galaxias que nunca forman una barra (círculos azules). Esto quiere decir que las barras aparecen cuando las galaxias disco son inestables y además sus curvas de rotación son decrecientes. Por el contrario, las galaxias que no forman barra son discos estables con curvas de rotación planas o eventualmente ligeramente crecientes.

La introducción de este parámetro adicional que cuantifica el grado de decrecimiento (o crecimiento)  $f_{dec}$  de las curvas de velocidad circular, ayuda sensiblemente a la eficiencia del parámetro de inestabilidad de Efstathiou et al. (1982) para predecir la formación o no de una barra. La Fig. 3.13 muestra la fracción de galaxias disco que formarán una barra, independientemente que sea débil o intensa (curvas negras) y de barra intensa exclusivamente (curvas rojas). Las curvas finas muestran la fracción cuando se utiliza sólo el criterio de inestabilidad de Efstathiou et al. (1982), mientras que las curvas gruesas incluyen ambos criterios, es decir que se pide además que las curvas de rotación sean decrecientes (en realidad se asume  $f_{dec} > 1,1$ ). Es importante notar que, las curvas gruesas muestran pendientes más empinadas que las finas. Un criterio perfecto estaría representado por una función escalón en  $f_{disc} = 1,1$ . Esto implica que la transición entre la población que formaría una barra y la que no lo hará, es más eficiente con el uso del parámetro  $f_{dec}$  en conjunto con el criterio de inestabilidad  $f_{disc}$  que utilizando sólo  $f_{disc}$ .

### 3.7. Evolución de las galaxias disco

Con el fin de estudiar la evolución de la distribución espacial de ambas galaxias, en la Fig. 3.14 mostramos el mapa de densidad de masa estelar proyectada de las galaxias 1 a 4, en cuatro tiempos diferentes ( $z = 1, 0.5, 0.27$  y  $0$ ). En  $z = 1$ , las galaxias 3 y 4 poseen discos pequeños con  $r_{Gal} = 8$

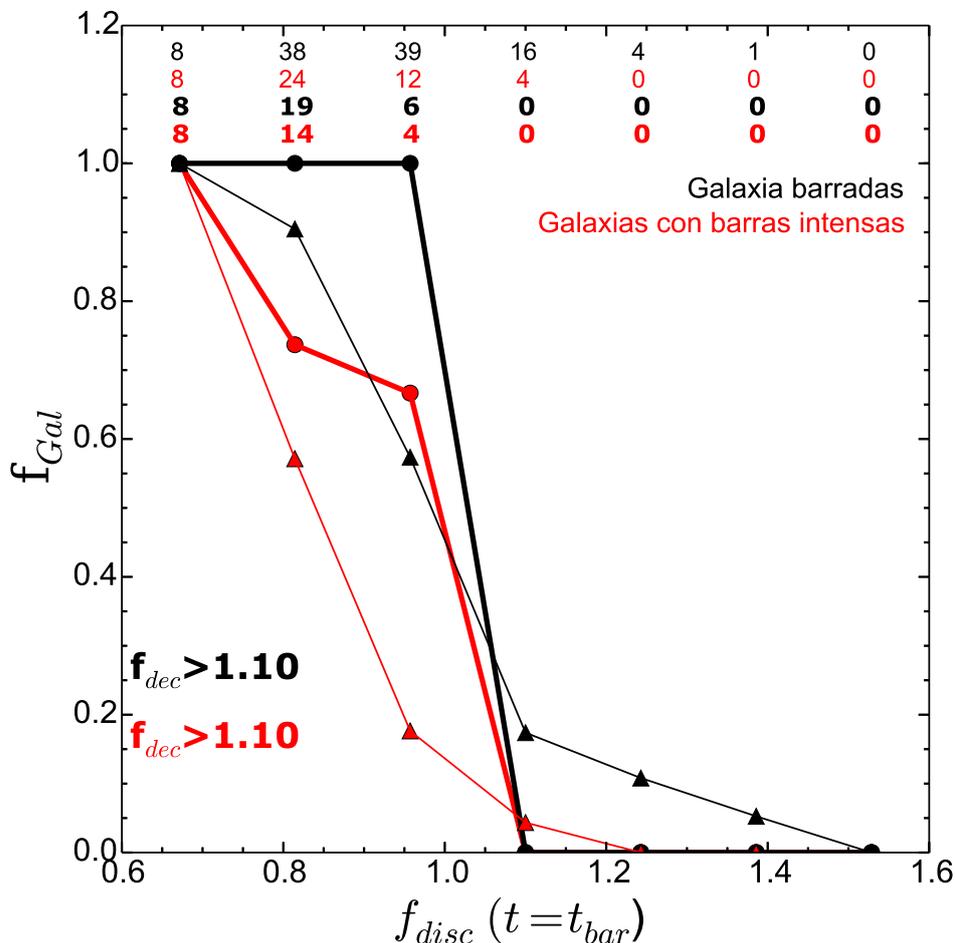


Figura 3.13: Fracción de galaxias disco (curvas finas) que poseen una barra (curvas negras) y que poseen una barra intensa (curvas rojas) dividida en intervalos de igual tamaño como función del parámetro de inestabilidad  $f_{disc}$ . Lo mismo para las curvas gruesas con la diferencia que sólo se incluyen las galaxias disco con  $f_{dec} > 1.1$ . Claramente, la pendiente de las curvas gruesas es más empinada que la de las curvas finas.

y 10 kpc, respectivamente. Sus radios a mitad de masa estelar son en ambos casos  $r_{50}=1$  kpc. Las dos galaxias, en  $z = 0.5$ , muestran la presencia de la barra estelar en su región central como una estructura pequeña rápidamente rotante con un semieje mayor de  $R_{bar} = 2.4$  y 3.2 kpc y una frecuencia angular

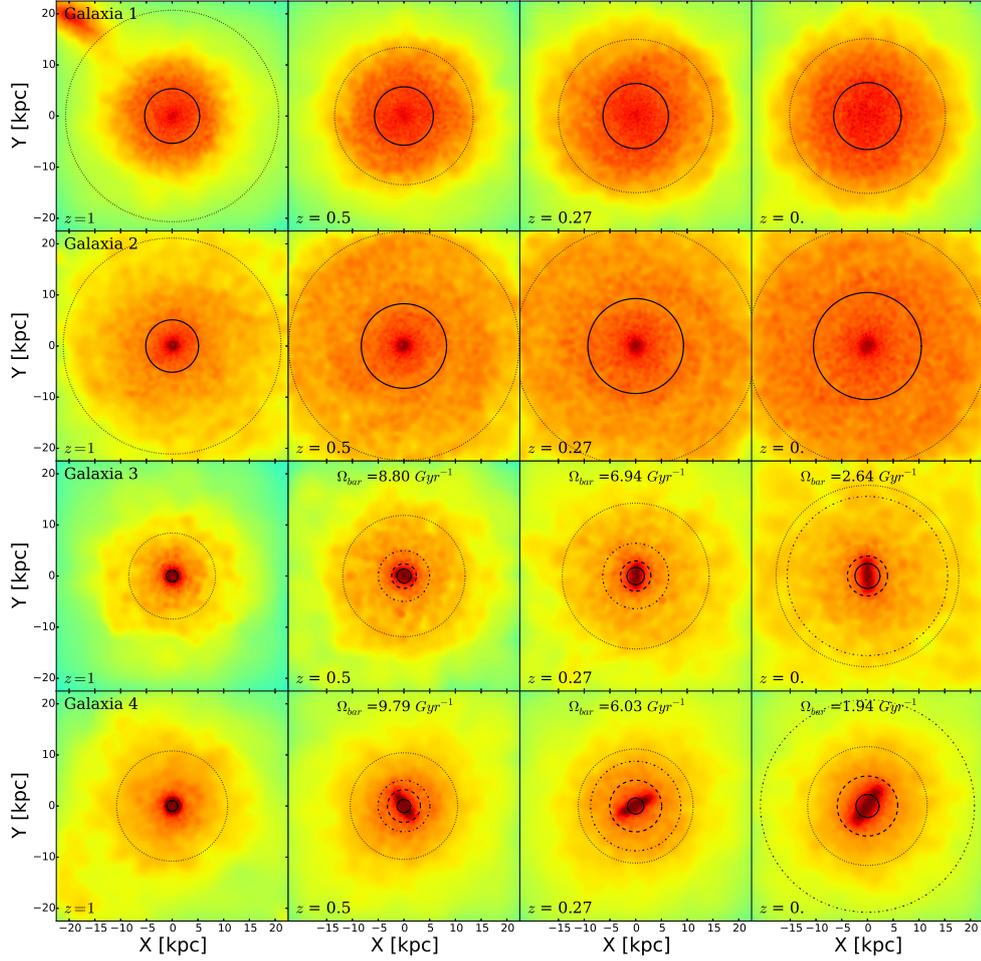


Figura 3.14: Evolución de los mapas de densidad de masa estelar de las Galaxias 1 a 4 ordenadas desde el panel de arriba en orden creciente hacia abajo, vistas de frente. Todas las galaxias son mostradas a  $z = 1, 0.5, 0.27$  y  $0$  ordenadas de izquierda a derecha. Los círculos continuos, punteados, de a trazos y mixtos corresponden al radio a mitad de masa  $r_{50}$ , al radio galáctico  $r_{Gal}$ , a la longitud del semieje mayor de la barra  $R_{bar}$  y al radio de corotación  $r_{cor}$ .  $\Omega_{bar}$  es la velocidad de rotación de la barra central.

de  $\Omega_{bar} = 8.8$  y  $9.79 \text{ Gyr}^{-1}$  para la Galaxia 3 y 4, respectivamente. Después de  $z = 0.5$ , ambas barras comienzan a crecer en tamaño y a disminuir su velocidad de rotación gradualmente con longitudes del semieje mayor final de  $R_{bar} = 4$  y  $6 \text{ kpc}$  y velocidades de rotación final de  $\Omega_{bar} = 2.64$  y  $1.94$

$\text{Gyr}^{-1}$ . Este decrecimiento en la velocidad de rotación de la barra coincide con la pérdida de energía cinética rotacional de toda la galaxia. Además, el crecimiento de la barra, coincide con el incremento del radio a mitad de masa de la componente estelar de las galaxias. Las galaxias 1 y 2 presentan un crecimiento gradual del disco a lo largo del tiempo sin la presencia de una estructura barrada central. Notar que la galaxia 1 se encuentra en plena interacción con un satélite en  $z = 1$ .

Con el objetivo de explorar en más detalle estas cuestiones analizamos en las Fig. 3.15 y Fig. 3.16 la evolución temporal de los perfiles de velocidad circular total y de la densidad de materia oscura, respectivamente. Ambos perfiles presentan cambios importantes a lo largo del tiempo en las dos galaxias barradas y permanecen similares en las galaxias no barradas. La velocidad circular total aparece decreciente a  $z = 1$  para las galaxias 3 y 4, y decae gradualmente hasta  $z = 0$ , quedando casi plana para el caso de la Galaxia 3. Por el contrario, las galaxias 1 y 2 no presentan cambios importantes en los perfiles de velocidad circular total, a excepción de un pequeño pico de la Galaxia 2 a  $z = 0$ . Ambas galaxias se mantienen con perfiles crecientes en las regiones internas de la galaxia. Los perfiles de densidad de materia oscura no presentan cambios significativos para las galaxias 1 y 2. En cambio, las galaxias 3 y 4 poseen una densidad alta en las regiones internas ( $r < 10$  kpc) en  $z = 1$  y decaen gradualmente en el tiempo hasta ser aproximadamente plano cerca del centro ( $r < 2$  kpc) en  $z = 0$ .

Estas diferencias evolutivas pueden explicarse analizando la evolución de los perfiles de densidad de masa de materia oscura.

La Fig. 3.17 muestra la evolución de la mediana de la cantidad de masa de materia oscura medida dentro de 2.5 kpc y 5 kpc para las diferentes poblaciones de galaxias disco: Galaxias sin barra (curvas azules), galaxias con barra débil (curvas verdes) y galaxias con barra intensa (curvas rojas). Es claro que, a  $t = 4.5$  Gyr, la población de galaxias con barra intensa posee una mayor cantidad de masa en las regiones internas que las otras dos poblaciones. Después de ese momento, la curva roja comienza a decaer mientras que la azul se mantiene aproximadamente constante. La curva verde posee un comportamiento intermedio de las otras. Por lo tanto, la masa de materia oscura en las regiones internas disminuye a lo largo de su evolución para las galaxias con barra intensa y se mantiene constante para las galaxias sin barra. Esto implica que los halos de materia oscura que hospedan las galaxias barradas ganan energía proveniente de los discos estelares que pierden gradualmente su energía rotacional. A su vez, debido a esta pérdida de masa en las regiones comparables a la longitud de la barra, el pozo de potencial del centro del halo decrece, provocando una expansión de la componente estelar. Los discos que eran muy dominantes en las regiones centrales de la galaxia

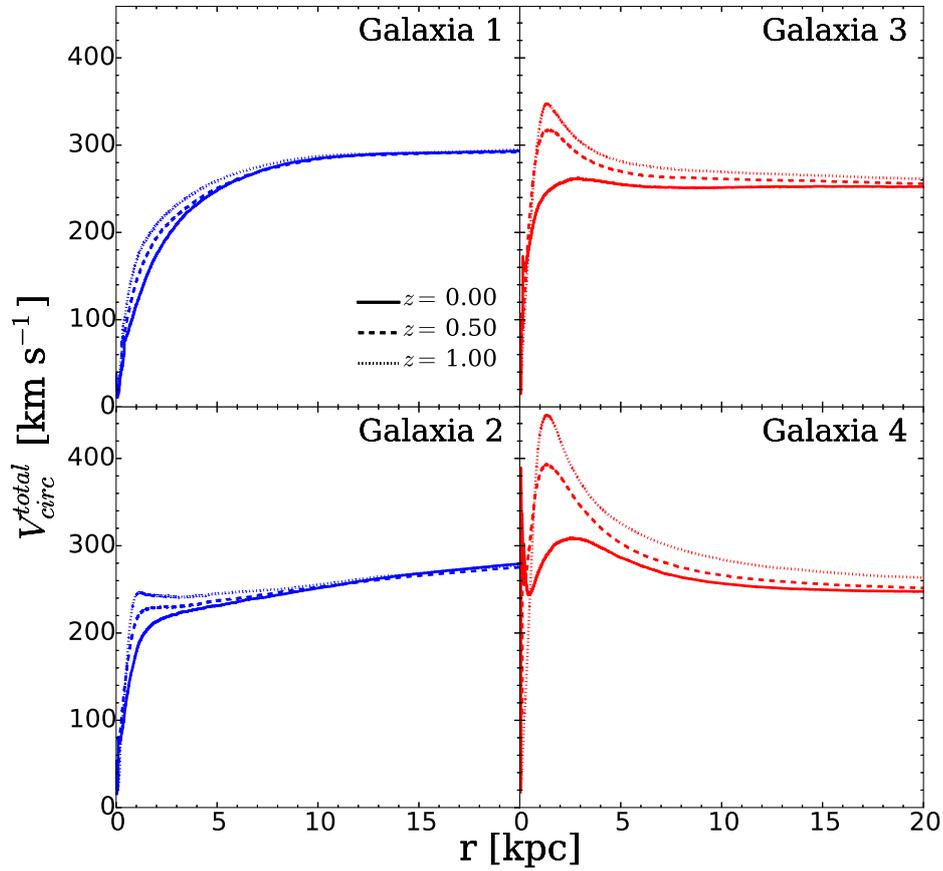


Figura 3.15: Perfiles de velocidad circular total para tres corrimientos al rojo distintos,  $z = 0, 0.5$  y  $1$ , de las Galaxias 1 a 4. Es notable el decrecimiento de los máximos en las regiones centrales de los perfiles de las galaxias 3 y 4 a lo largo de su evolución. Las galaxias 1 y 2, en cambio, mantienen su perfil aproximadamente de la misma forma.

en un corrimiento al rojo alto, se vuelven menos concentrados y, consecuentemente, los máximos de los perfiles de velocidad circular de las galaxias con barra intensa decaen gradualmente.

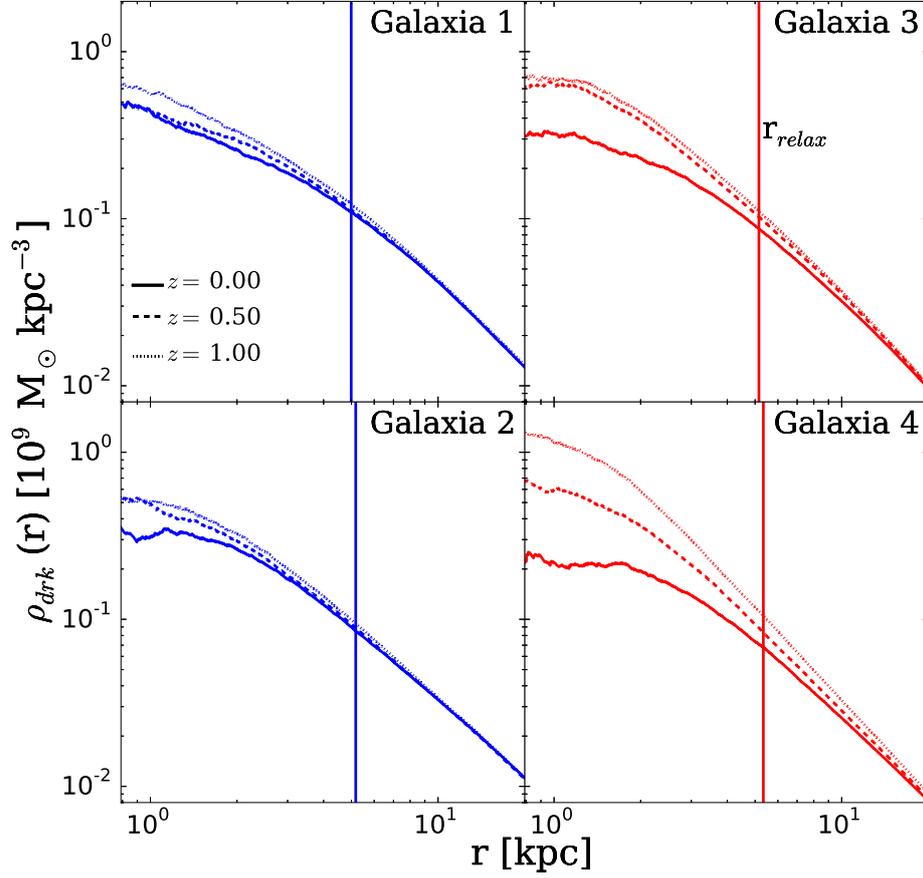


Figura 3.16: Perfiles de densidad de materia oscura para tres corrimientos al rojo distintos,  $z = 0, 0.5$  y  $1$ , de las Galaxias 1 a 4.

### 3.8. Comparación con observaciones

En esta sección hacemos una comparación directa de las propiedades de las galaxias barradas simuladas de nuestra muestra con las de galaxias barradas observadas en el Universo local; en particular, nos focalizaremos en el tamaño y frecuencia angular.

La velocidad de rotación de la barra está caracterizada por su frecuencia angular  $\Omega_{\text{bar}}$ , principal parámetro que describe la dinámica de una barra. A partir de este parámetro, se define el radio de corotación de una galaxia  $r_{\text{cor}}$

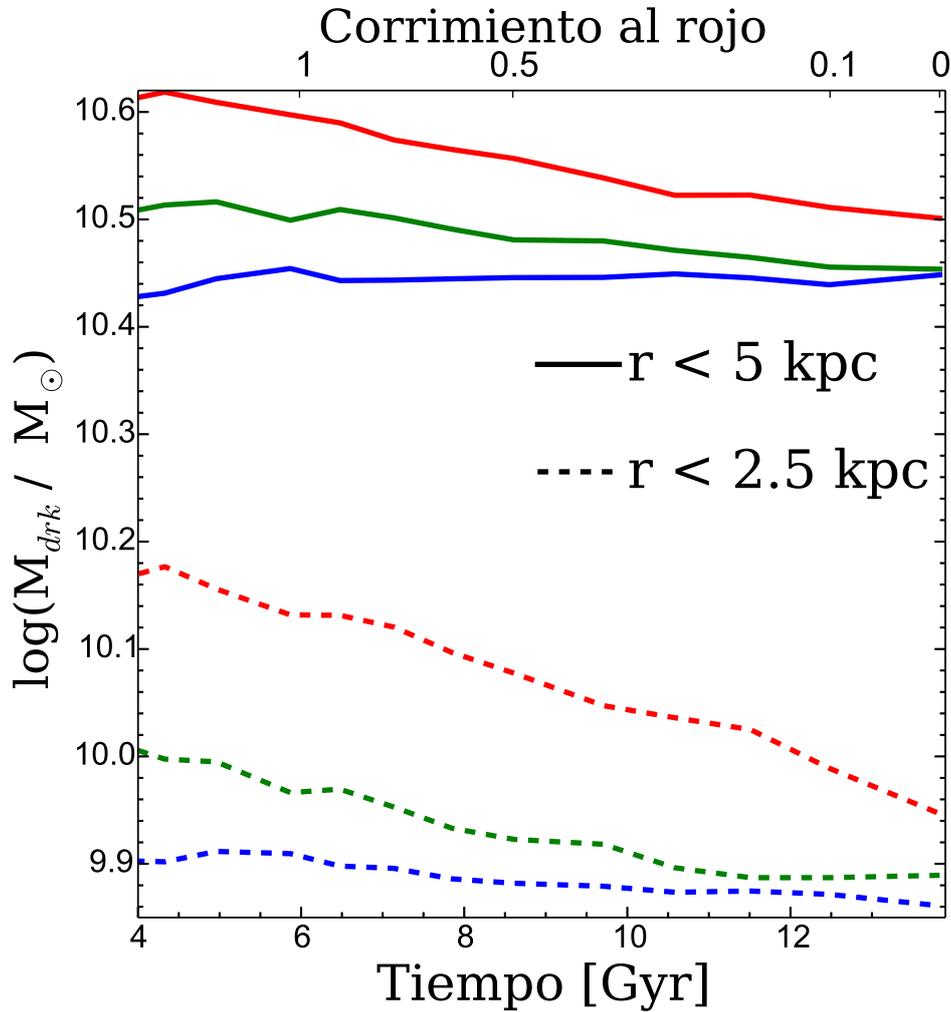


Figura 3.17: Evolución temporal de las medianas de la masa de materia oscura encerrada en una esfera de radio 2.5 kpc (líneas de a trazos) y 5 kpc (líneas continuas) de las tres poblaciones definidas con anterioridad: galaxias con barra intensa (curva roja), galaxias con barra débil (curva verde) y galaxias sin barra central (curva azul). Es notable la pérdida de masa gradual que sufre la población de galaxias barradas a lo largo de su evolución.

como el radio en el cual la velocidad de rotación (o la velocidad circular) iguala a la velocidad de rotación de la barra. Este radio de corotación es usualmente utilizado en la literatura para clasificar a las barras como rotadores rápidos o lentos. Una barra que rota como un cuerpo rígido posee una

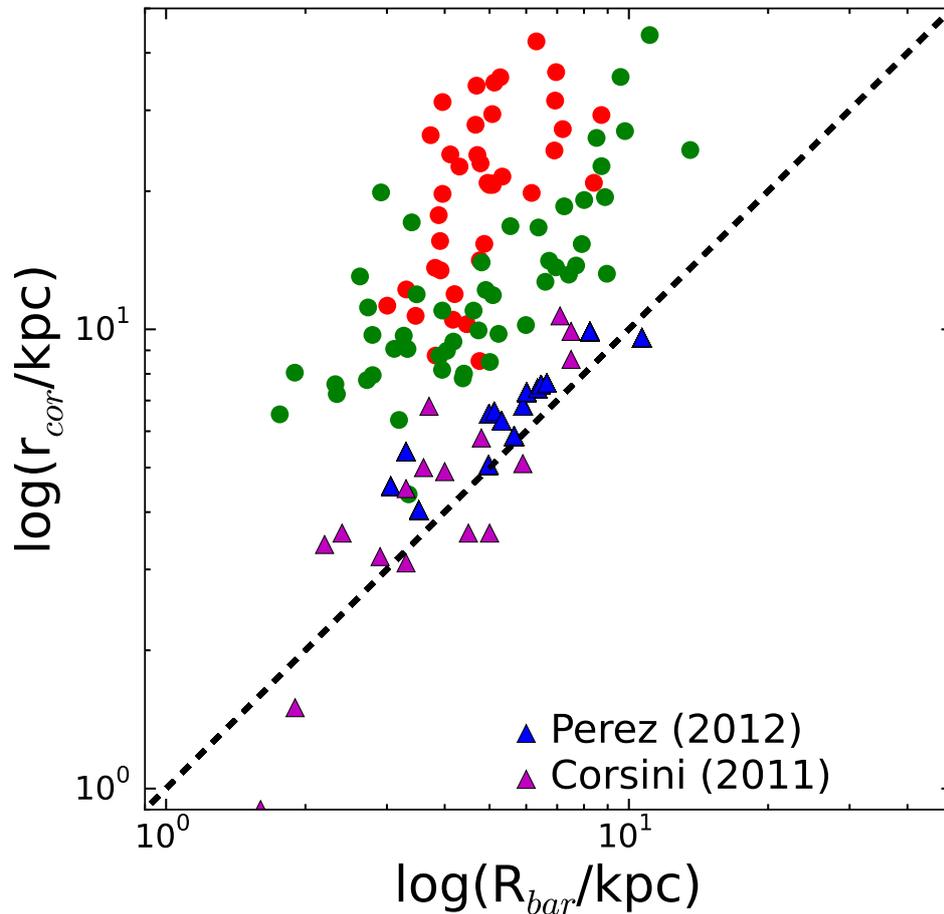


Figura 3.18: El radio de corotación ( $r_{cor}$ ) como función del semieje mayor de la barra ( $R_{bar}$ ) de las galaxias con barra intensa (círculos rojos) y débil (círculos verdes) en un corrimiento al rojo  $z = 0$ . Los triángulos magenta y azules son datos de galaxias barradas observadas en el Universo local, extraídos de Corsini (2011) y Pérez et al. (2012), respectivamente.

frecuencia angular constante lo que se traduce en una velocidad de rotación que crece linealmente con el radio. Por otro lado, ya que las galaxias tienen en general curvas de rotación planas, entonces la intersección de estas dos curvas da la posición de  $r_{cor}$ . Si este radio es grande, entonces la velocidad de rotación de la barra es baja y viceversa.

Más aún, la velocidad de rotación de la barra no suele expresarse en unidades absolutas del tamaño del radio de corotación (por ejemplo en kpc), sino que se lo compara respecto al tamaño de la barra  $R_{bar}$ . La Fig. 3.18 muestra el radio de corotación  $r_{cor}$  como función del tamaño de la barra  $R_{bar}$  para nuestra muestra de galaxias con barra intensa (círculos rojos), y débil (círculos verdes). Los triángulos magentas y azules representan datos observacionales de galaxias barradas extraídos de Corsini (2011) y Pérez et al. (2012) con masas estelares similares a las masas estelares de las galaxias simuladas. Corsini (2011) utiliza una muestra obtenida a partir de diversos estudios detallados (e.g. Aguerri et al., 2003; Corsini et al., 2003, 2007; Gerssen et al., 2003; Treuthardt et al., 2007) de las propiedades de cada galaxia barrada. Pérez et al. (2012) utiliza datos extraídos principalmente del SDSS. La velocidad de rotación de las barras se obtuvo, en la mayoría de los casos, a partir del método de Tremaine & Weinberg (1984). Se observa que ambas muestras tienen barras de tamaños similares que están en el rango  $3 \text{ kpc} \lesssim R_{bar} \lesssim 10 \text{ kpc}$ , siendo las barras observadas algo más pequeñas. Sin embargo, los radios de corotación muestran valores sistemáticamente más altos para las simulaciones que para las observaciones. Esto implica que las barras simuladas son más lentas que las observadas. Además se observa que para las galaxias simuladas las barras intensas (círculos rojos) están por arriba de las barras débiles (círculos verdes) lo que indica que las barras intensas rotan más lentas que las débiles. Esto podría deberse a que las barras crecen y transfieren momento angular al halo de materia oscura. Por lo tanto las que más crecen en intensidad transfieren más momento angular al halo y se vuelven más lentas.

### 3.9. Conclusiones

En este capítulo estudiamos la formación de barras estelares en galaxias disco utilizando simulaciones numéricas cosmológicas en el modelo  $\Lambda$ CDM. Encontramos que galaxias barradas surgen naturalmente en este modelo de concordancia constituyendo una herramienta fundamental para el estudio de la formación y evolución de barras y otras componentes dinámicas estelares. La serie de simulaciones cosmológicas utilizadas para este capítulo es la denominada EAGLE (Schaye et al., 2015). Estas simulaciones poseen un volumen suficientemente grande que permite identificar 269 galaxias disco con masas similares a la de la Vía Láctea con una buena resolución espacial.

Nuestros principales resultados son:

- De la muestra extraída, 110 de las 269 (40%) galaxias disco de tamaños similares al de la Vía Láctea poseen una barra central en un corrimiento

al rojo  $z = 0$ . Esta población de barras presenta una gran diversidad de tamaños, velocidades de rotación e intensidades. Por lo tanto, dividimos la muestra en tres poblaciones distintas: galaxias con barra intensa, con barra débil y sin barra.

- En un corrimiento al rojo  $z = 0$ , la intensidad de las barras parece correlacionar con numerosas propiedades intrínsecas de las galaxias a las que pertenecen. Entre ellas podemos nombrar las siguientes:

i) La población de galaxias con barra intensa tiende a tener poblaciones estelares más viejas, siendo el tiempo en el cual el progenitor principal alcanza el 80% de su masa estelar en  $t_{80\%} \sim 4$  Gyr, en comparación con  $t_{80\%} \sim 8$  Gyr para galaxias sin barra.

ii) La formación estelar actual es menor para las galaxias barradas siendo de sólo  $0.1 M_{\odot}/\text{Gyr}$  para las galaxias con barra intensa, y  $2 M_{\odot}/\text{Gyr}$  para las galaxias sin barra.

iii) El radio a mitad de masa es mayor para las galaxias sin barra con  $r_{50} \sim 6.5$  kpc y  $r_{50} \sim 3$  kpc para las galaxias con barra intensa.

iv) Las galaxias sin barra poseen una mayor energía de rotación con  $\kappa_{rot} \sim 0.6$  en comparación con las galaxias con barra intensa que poseen  $\kappa_{rot} \sim 0.4$ .

v) Las galaxias con barra intensa son más pobres en gas ( $M_{Gas} \sim 10^9 M_{\odot}$ ) que las galaxias sin barra ( $M_{Gas} \sim 5.5 \times 10^9 M_{\odot}$ ).

vi) Los agujeros negros supermasivos son levemente más masivos en galaxias con barra intensa ( $M_{BH} \sim 1.2 \times 10^8 M_{\odot}$ ) que en galaxias sin barra ( $M_{BH} \sim 5 \times 10^7 M_{\odot}$ ).

-Encontramos que las galaxias barradas poseen curvas de rotación que son sistemáticamente decrecientes. Utilizando este resultado, extendemos el criterio de inestabilidad gravitacional  $f_{disc}$  basado en [Efstathiou et al. \(1982\)](#) mediante la introducción de un nuevo parámetro  $f_{dec}$  que mide este grado de decrecimiento. Si bien estos resultados sistemáticos son claros, estos parámetros muestran una dispersión importante dentro de nuestra muestra.

- Las barras intensas son más rápidas y pequeñas en un corrimiento al rojo alto que a  $z = 0$ . Luego de formarse, van creciendo en tamaño y disminuyendo su velocidad de rotación gradualmente. Durante este proceso, la galaxia disco anfitriona transfiere su energía cinética rotacional hacia el halo de materia oscura anfitrión.

- Finalmente, las barras encontradas en las simulaciones EAGLE en un corrimiento al rojo  $z = 0$ , poseen tamaños similares a aquéllos encontrados en las barras observadas en el Universo local, con valores de los semiejes mayores en el rango  $3 \lesssim R_{bar} \lesssim 10$ , pero con un radio de corotación mayor, lo que implica una menor velocidad de rotación.



# Capítulo 4

## Conclusiones

En esta tesis estudiamos la formación y evolución de galaxias disco barradas simuladas en el modelo cosmológico de materia oscura fría con constante cosmológica ( $\Lambda$ CDM). Utilizamos simulaciones numéricas gravitacionales e hidrodinámicas ya que la cantidad y complejidad de procesos involucrados hace que las soluciones analíticas sean inviables. La barra es una de las componentes estelares más notables de las galaxias y están presentes en más de la mitad de las galaxias disco en el Universo local (Eskridge et al., 2000; Whyte et al., 2002; Marinova & Jogee, 2007; Marinova et al., 2009). Existe un consenso generalizado que las mismas juegan un papel fundamental en la evolución secular de las galaxias disco. Particularmente, se cree que son responsables de la redistribución de masa y momento angular de las otras componentes tanto bariónicas como no bariónicas. De allí que entender la formación de las barras sea uno de los puntos fundamentales para lograr una comprensión acabada del problema de la formación de galaxias en general.

En la primera parte de esta tesis (Capítulo 2), analizamos la formación y evolución de una galaxia disco individual con una barra contra-rotante central. Recientemente, numerosos estudios observacionales de galaxias individuales muestran la presencia de este tipo de componentes estelares contra-rotantes en galaxias disco (Rubin et al., 1992; Rix et al., 1992; Merrifield & Kuijken, 1994; Prada et al., 1996; Vergani et al., 2007; Coccato et al., 2011). Diversos escenarios han sido propuestos para explicar este tipo de componentes siendo aún tema de debate en la literatura (Balcells & Quinn, 1990; Bender & Surma, 1992; Quinn et al., 1993; Carter et al., 1998; Emselem et al., 2007; van den Bosch et al., 2008; Kuntschner et al., 2010). Los escenarios más populares son la acreción de gas externo y las fusiones con satélites.

La galaxia simulada posee una masa estelar de aproximadamente  $3.65 \times 10^{10} M_{\odot}$  en un corrimiento al rojo  $z = 0$ . Esta galaxia simulada muestra

dos componentes estelares bien diferenciadas: un disco estelar co-rotante que rodea a una barra estelar contra-rotante. Estas dos componentes poseen masas similares de ( $\sim 1.8 \times 10^{10} M_{\odot}$ ), están separadas espacialmente ocupando la barra la región interna y el disco estelar la externa, y poseen edades sistemáticamente diferentes siendo la barra contra-rotante más vieja ( $3 \text{ Gyr} < t_{form} < 6 \text{ Gyr}$ ) que el disco co-rotante ( $t_{form} > 6 \text{ Gyr}$ ). Además, encontramos que la mayoría de las estrellas que forman la galaxia principal se formaron localmente (91 %) y tan sólo un 9 % se formaron en otras galaxias que fueron posteriormente acretadas por la galaxia central. Esto muestra que los eventos de fusión no juegan un papel importante en la formación de esta galaxia y, en particular, de la componente contra-rotante, favoreciendo el escenario de acreción.

Mostramos, por primera vez, que la componente co- y contra-rotante surgen de dos episodios de acreción de gas diferentes con momentos angulares opuestos y separados temporalmente. Este desalineamiento en el momento angular del gas resulta del hecho de que la galaxia se forma a partir del material proveniente de dos filamentos distintos. Un filamento provee principalmente el material que colapsa en primer lugar y finaliza en las regiones internas de la galaxia, y el otro filamento colapsa en segundo lugar y suministra el material destinado a formar las regiones externas.

Utilizando la teoría de torques de marea mostramos que cada filamento produce un torque de marea opuesto sobre el material localizado en el otro filamento. En consecuencia, la adquisición de gas en estos dos episodios de acreción diferentes generan momentos angulares opuestos. El material estelar que colapsa primero logra formar un disco estelar antes del segundo episodio de acreción. La barra se forma luego del segundo episodio debido a inestabilidades generadas por las rotaciones opuestas de cada componente. El desalineamiento de las rotaciones de las componentes estelares puede surgir naturalmente en un escenario jerárquico de formación de estructuras donde el momento angular resulta de los torques de marea producido por el material externo sobre el material destinado a formar una galaxia. Más aún, este desalineamiento puede explicar la formación de otras estructuras tales como anillos o incluso esferoides sin tener que recurrir al escenario de eventos de fusión mayores entre dos galaxias disco.

Además describimos las características principales de una galaxia disco con un anillo contra-rotante central. Este anillo posee una masa de un orden de magnitud menor que el disco co-rotante de la galaxia, está constituido por estrellas viejas con gran soporte rotacional y dispersión de velocidad baja. El origen de esta componente no es del todo claro. No obstante, la acreción de un satélite masivo en un corrimiento al rojo alto parece ser el escenario más probable.

En la segunda parte de esta tesis (Capítulo 3) realizamos un estudio de la formación y evolución de barras estelares utilizando el juego de simulaciones cosmológicas EAGLE. Estas simulaciones poseen un volumen lo suficientemente grande como para permitir un estudio estadístico de las galaxias barradas y una resolución lo suficientemente buena como para estudiar las propiedades intrínsecas y dinámicas de las mismas. La muestra final de galaxias extraídas de estas simulaciones en un corrimiento al rojo de  $z = 0$ , posee un número de 495 galaxias de masa similar a la de la Vía Láctea. De esta muestra sólo analizamos las 269 que fueron clasificadas como discos y descartadas los 133 esferoides y los 33 eventos de fusión en curso. De la muestra de galaxias disco, una fracción del 40 % poseen barras (110 galaxias) de distintas intensidades y velocidades de rotación.

Encontramos que un número importante de propiedades intrínsecas y dinámicas correlacionan con la intensidad de la barra central de las galaxias en un corrimiento al rojo  $z = 0$ . Específicamente, las galaxias con barra más intensa poseen poblaciones estelares más viejas, una menor tasa de formación estelar actual, son más concentradas, poseen menor energía rotacional, una menor cantidad de gas y agujeros negros más masivos que las galaxias sin barra. Analizamos la habilidad del criterio de inestabilidad propuesto por [Efstathiou et al. \(1982\)](#) y observamos que los discos estelares que forman barras son más concentrados en las regiones internas que los discos que no forman. A su vez, encontramos que las curvas de velocidad circular son decrecientes para discos formadores de barras y crecientes para los que no forman. Esto nos llevó a extender el criterio de [Efstathiou et al. \(1982\)](#) mediante la definición de un nuevo parámetro que cuantifica este grado de crecimiento o decrecimiento de los perfiles de velocidad circular. Mostramos que este nuevo criterio propuesto mejora la probabilidad de predecir la formación de una barra futura que el original. La evolución temporal de las barras más intensas muestran que, una vez formadas a partir de discos inestables, crecen en tamaño y disminuyen su velocidad de rotación de forma gradual. Durante este proceso, la galaxia disco que hospeda a la barra transfiere su momento angular al halo de materia oscura en las regiones internas de la galaxia. Además comparamos algunas de las propiedades de las barras encontradas en las simulaciones con las observadas en el Universo local. Ambas poseen tamaños similares entre 3 kpc y 10 kpc y velocidades de rotación distintas, siendo las barras simuladas más lentas que las observadas.



# Apéndice A

## Teoría de torques de marea

En este apéndice describimos los lineamientos generales de la teoría de torques de marea siguiendo la formulación de [White \(1984\)](#) y [Porciani et al. \(2002\)](#).

La teoría de torques de marea (TTT, por su siglas en inglés), sugerida por Hoyle (1949), dice que el momento angular intrínseco de una protogalaxia puede surgir de los campos de marea producidos por las estructuras vecinas. Esto ha llevado a estudios detallados del crecimiento del momento angular a partir de la inestabilidad gravitacional ([Peebles, 1969](#); [Doroshkevich, 1970](#); [White, 1984](#)).

Dado un protohalo, una cantidad de materia que ocupa un volumen Euleriano  $\gamma$  que está destinado a ser ocupado por un halo, el objetivo es calcular el momento angular del halo respecto de su centro de masa, en el orden más bajo no nulo de la teoría de perturbaciones. El momento angular en un tiempo  $t$  en unidades físicas está definido por

$$\mathbf{L}(t) = \int_{\gamma} \rho(\mathbf{r}, t) [\mathbf{r}(t) - \mathbf{r}_{cm}(t)] \times [\mathbf{v}(t) - \mathbf{v}_{cm}(t)] d^3r, \quad (\text{A.1})$$

donde  $\mathbf{r}$  y  $\mathbf{v}$  son los vectores posición y velocidad peculiar de una porción de material dentro del volumen  $\gamma$ ,  $\mathbf{r}_{cm}$  y  $\mathbf{v}_{cm}$  son los vectores posición y velocidad del centro de masa y  $\rho(\mathbf{r}, t)$  es la densidad de esa porción. El término proporcional a  $\mathbf{v}_{cm}$  no contribuye al momento angular intrínseco y por lo tanto no se considera

$$\mathbf{L}(t) = \int_{\gamma} \rho(\mathbf{r}, t) [\mathbf{r}(t) - \mathbf{r}_{cm}(t)] \times \mathbf{v}(t) d^3r. \quad (\text{A.2})$$

Reescribiendo la ecuación [A.1](#) en unidades comóviles,  $\mathbf{x} = \mathbf{r}/a(t)$  y  $\mathbf{v} = a d\mathbf{x}/dt$ , donde  $a(t)$  es el factor de expansión universal, y reemplazando  $\rho(\mathbf{x}, t)$

por el contraste de la densidad ( $\delta(\mathbf{x}, t) = \rho(\mathbf{x}, t)/\bar{\rho}(t) - 1$ ) con respecto a la densidad media del Universo  $\bar{\rho}(t)$ , se obtiene

$$\mathbf{L}(t) = \int_{\gamma} \bar{\rho}(t)[1 + \delta(\mathbf{x}, t)]a(t)[\mathbf{x} - \mathbf{x}_{cm}] \times a(t)\dot{\mathbf{x}}(t)a^3 d^3x. \quad (\text{A.3})$$

En la era dominada por la materia,  $\bar{\rho}(t)a^3(t) = \bar{\rho}_0(t)a_0^3(t) = \text{constante}$ , donde el subíndice 0 denota cantidades evaluadas en el presente.

$$\mathbf{L}(t) = a^2(t)a_0^3\bar{\rho}_0(t) \int_{\gamma} [1 + \delta(\mathbf{x}, t)][\mathbf{x}(t) - \mathbf{x}_{cm}(t)] \times \dot{\mathbf{x}}(t)d^3x. \quad (\text{A.4})$$

Las posiciones Eulerianas comóviles de cada elemento del fluido están dadas por la posición Lagrangiana inicial  $\mathbf{q}$  del fluido, más un pequeño desplazamiento:  $\mathbf{x}(\mathbf{q}, t) = \mathbf{q} + \mathbf{S}(\mathbf{q}, t)$ . Cuando las fluctuaciones son lo suficientemente pequeñas o el fluido es adecuadamente suave, el mapeo  $\mathbf{q} \rightarrow \mathbf{x}$  es reversible y el fluido es laminar. Esto implica que el determinante del Jacobiano  $J = \|\delta\mathbf{x}/\delta\mathbf{q}\| \neq 0$ , y a partir de la ecuación de continuidad:  $1 + \delta[\mathbf{x}(\mathbf{q}, t)] = J^{-1}(\mathbf{q}, t)$ . Sustituyendo este término en la ecuación A.4, se obtiene

$$\mathbf{L}(t) = a^2(t)a_0^3\bar{\rho}_0 \int_{\Gamma} [\mathbf{q} - \bar{\mathbf{q}} + \mathbf{S}(\mathbf{q}, t) - \bar{\mathbf{S}}] \times \dot{\mathbf{S}}(\mathbf{q}, t)d^3q, \quad (\text{A.5})$$

donde  $\Gamma$  es la región Lagrangiana correspondiente a  $\gamma$ . Teniendo en cuenta que  $\mathbf{S}(\mathbf{q}, t)$  es un pequeño desplazamiento en un corrimiento al rojo alto, se puede utilizar la aproximación de Zel'dovich (1970), con el fin de simplificar su expresión a

$$\mathbf{S}(\mathbf{q}, t) = -D(t)\nabla\Phi(\mathbf{q}), \quad (\text{A.6})$$

donde  $\Phi = \Phi(\mathbf{q}, t)/(4\pi G\rho(t)a^2(t)D(t))$ , siendo  $G$  la constante de gravitación universal,  $\Phi$  es el potencial gravitacional y  $D(t)$  es la tasa de crecimiento lineal del desplazamiento. Esto también implica que la velocidad peculiar y el campo de aceleración son paralelos. Sustituyendo la ecuación A.6 en la ecuación A.5 se obtiene

$$\mathbf{L}(t) = -a^2(t)\dot{D}(t)\bar{\rho}_0a_0^3 \int_{\Gamma} (\mathbf{q} - \bar{\mathbf{q}}) \times \nabla\Phi(\mathbf{q})d^3q. \quad (\text{A.7})$$

En base a esta fórmula observamos que la tasa de crecimiento del momento angular es de  $L \propto a^2(t)\dot{D}(t)$ . En un Universo plano como el de Einstein-de Sitter,  $a \propto t^{2/3}$  y  $D(a) \propto a$ , por lo tanto  $L \propto t$ .

Con el fin de lograr una expresión más simple para la ecuación A.7, se supone que el potencial varía suavemente en función de  $\mathbf{q}$  en el volumen  $\Gamma$ .

Por lo tanto, se puede aproximar mediante el segundo orden de la expansión de Taylor alrededor del centro de masas  $\bar{\mathbf{q}}$ . Definiendo  $\mathbf{q}' = \mathbf{q} - \bar{\mathbf{q}}$  se obtiene

$$\Phi(\mathbf{q}') \approx \Phi(0) + \left. \frac{\partial \Phi}{\partial q'_i} \right|_{\mathbf{q}'=0} q'_i + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \Phi}{\partial q'_i \partial q'_j} \right|_{\mathbf{q}'=0} q'_i q'_j. \quad (\text{A.8})$$

Sustituyendo esta ecuación en la ecuación A.7 se obtiene la expresión básica de la teoría de torques de marea en sistema de coordenadas cartesiano:

$$L_i(t) = a^2(t) \dot{D}(t) \epsilon_{ijk} T_{jl} I_{lk}, \quad (\text{A.9})$$

donde  $\epsilon_{ijk}$  es el tensor de antisimetría o de Levi-Civita definido como:

$$\epsilon_{ijk} = \begin{cases} 1 & \text{si } (i, j, k) = (1, 2, 3), (2, 3, 1) \text{ o } (3, 1, 2) \\ -1 & \text{si } (i, j, k) = (3, 2, 1), (1, 3, 2) \text{ o } (2, 1, 3) \\ 0 & \text{si } i = j, j = k \text{ o } i = k. \end{cases}$$

Las dos cantidades fundamentales son: en primer lugar el tensor de marea centrado en el centro de masas ( $\mathbf{q}' = 0$ ) definido como

$$T_{ij} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial q'_i \partial q'_j}, \quad (\text{A.10})$$

y el tensor de formas en el volumen  $\Gamma$  definido como

$$I_{ij} \bar{\rho} a_0^3 \int_{\gamma} q'_i q'_j d^3 q'. \quad (\text{A.11})$$

Analizando en más detalle la ecuación A.9, observamos que el momento angular de una protogalaxia surge del desalineamiento entre los ejes principales del tensor de formas del material en el que se ejerce el torque (por ejemplo, la protogalaxia), y los ejes principales del tensor de marea generado por el material externo. En un sistema de coordenadas cartesiano en el cual los ejes principales de  $I_{ij}$  de la protogalaxia coincidan con los eje cartesianos, se obtiene una expresión sencilla para el torque definido como

$$\tau_i = \frac{dL_i}{dt} \approx T_{jk} (I_{jj} - I_{kk}). \quad (\text{A.12})$$

En este caso  $(i, j, k)$  son permutaciones cíclicas entre 1 y 3. Las componentes del tensor de formas  $I_{ij} = 0$  para  $i \neq j$  simplificando en gran medida la expresión para el torque de marea. Analizando la ecuación A.12, uno puede notar que la resta de las componentes del tensor de formas se maximiza en la dirección del eje intermedio de  $\mathbf{I}$ . Como ya se mencionó, el crecimiento del momento angular es lineal en tiempos tempranos (para un Universo

plano) hasta el momento del *turnaround* (o momento en el que adquiere todo el momento angular). En consecuencia, la dirección del momento angular estará determinada por la forma de la protogalaxia en el momento del *turnaround*, y, debido a que la resta de las componentes del tensor de formas en la ecuación [A.11](#) maximiza el torque en la dirección del eje intermedio, se espera que esté alineado a lo largo de este último eje ([Navarro et al., 2004](#)).

# Apéndice B

## Algoritmos de identificación de estructuras y subestructuras

Las simulaciones numéricas producen, a intervalos discretos de tiempo, información sobre masas, posiciones, velocidades y otras propiedades intrínsecas de las partículas que ocupan el volumen simulado de forma tal que al final de la misma sea posible seguir la evolución temporal de todo el sistema. Estos archivos pueden llegar a ocupar cuantiosas cantidades de espacio de almacenamiento que van de los Tera a los Peta bytes y se conocen comúnmente como salidas. Estas salidas dan las posiciones de millones de partículas de gas, estrellas y materia oscura generando un campo de densidad de masa tridimensional a partir del cual es necesario identificar qué partícula pertenece a qué galaxia. En las últimas décadas, diversos algoritmos de identificación de estas estructuras han sido desarrollados para poder asignar de una manera unívoca cuales son las partículas que pertenecen a cada galaxia. En este apéndice describiremos el algoritmo utilizado en esta tesis para tal fin. El mismo consta de dos partes secuenciales bien diferenciadas: el algoritmo denominado *Friends of Friends* o FoF (Davis et al., 1985) y SUBFIND Springel et al. (2001). En las siguientes subsecciones describiremos por separado a cada uno de ellos.

### B.1. Friends of Friends (FoF)

El algoritmo FoF (Davis et al., 1985) es una técnica de percolación básica utilizada en la astronomía para identificar estructuras tales como halos, cúmulo o supercúmulos de galaxias. Específicamente, realiza una búsqueda de sobredensidades buscando todos los pares de partículas separados por una distancia menor que  $bl$ , donde  $l$  es la distancia media entre las partículas de

la simulación y  $b$  es un parámetro libre que representa la fracción de la separación media entre partículas o llamada longitud de enlace (*linking length*). Una de las ventajas del FoF es que sólo depende de la elección del valor de  $b$  y, en consecuencia, su implementación es relativamente sencilla. Además, no supone ninguna forma o simetría particular para la estructura y por lo tanto puede detectar distribuciones con formas arbitrarias. Una vez detectadas todas las partículas a distancias menores que  $bl$  sin poder ligar más vecinos, todo el subconjunto de partículas enlazadas se definen como una estructura. En el caso de una simulación de materia oscura, estas estructuras se denominan halos de materia oscura.

Los halos de materia oscura encontrados para un dado valor de  $b$ , definen conjuntos de partículas ligados dentro de una superficie con una sobredensidad superficial local constante. [Frenk et al. \(1988\)](#) sugieren que la sobredensidad (definida con respecto a la densidad media del Universo,  $\delta = \rho/\bar{\rho} - 1$ ) toma la forma de  $\delta_{FoF} \sim 2b^{-3}$ . [Lacey & Cole \(1994\)](#) proponen un valor aproximadamente 4 veces menor,  $\delta_{FoF} \sim 3/(2\pi b^3)$ , correspondiente a la sobredensidad local de dos partículas dentro de una esfera de radio  $b$ . El valor más comúnmente utilizado es de  $b = 0.2$  que corresponde a una sobredensidad local de  $\delta \approx 60$ . Para un perfil de densidad esférico,  $\rho \propto r^{-2}$ , la sobredensidad de  $3\delta_{FoF} \approx 180$ , cuyo valor es próximo al valor  $18\pi^2 \approx 178$  predicho por el modelo de colapso esférico ([Gunn & Gott, 1972](#)) para un objeto en equilibrio virial.

## B.2. SUBFIND

El algoritmo SUBFIND desarrollado por [Springel et al. \(2001\)](#) extrae subestructuras definidas como regiones sobredensas localmente, autoligadas dentro de un grupo mayor. Este grupo mayor es un grupo de partículas preseleccionadas por el algoritmo FoF clásico, aunque SUBFIND puede operar en cualquier grupo de partículas seleccionado arbitrariamente. El primer paso consiste en la estimación local de la densidad en las posiciones de todas las partículas en un grupo específico. Esto se realiza mediante la técnica de suavizado de las partículas hidrodinámicas o SPH, es decir, mediante el cálculo de la longitud de suavizado definida como la distancia al  $N_{dens}$  vecino más cercano y la densidad estimada interpolando entre estos vecinos. Toda región sobredensa localmente se considera como candidato a subestructura.

Una vez calculada la densidad SPH, todas las partículas son ordenadas de acuerdo a su densidad, siendo primera la partícula localizada en la región más densa para luego reconstruir la distribución de partículas en orden decreciente en densidad. Para cada partícula  $i$  con densidad  $\rho_i$  considerada, se encuentra

el conjunto  $A_i$  conformado por las  $N_{ngb}$  partículas vecinas más próximas. Dentro de este conjunto  $A_i$  se determina un subconjunto de partículas con densidades mayores a  $\rho_i$ , y a partir de ellas se selecciona un conjunto  $B_i$  que contiene las dos partículas más cercanas. Notar que este conjunto puede contener solo una partícula o puede ser un conjunto vacío. A continuación consideramos tres casos posibles:

(a) El conjunto  $B_i$  está vacío: Esto significa que entre los  $N_{ngb}$  vecinos dentro del conjunto  $A_i$  no existe partícula cuya densidad sea mayor que la de la partícula  $i$ . En este caso, se considera a la partícula  $i$  como un máximo de densidad local en el cual comienza a crecer un nuevo subgrupo alrededor de ella.

(b) Si el conjunto  $B_i$  contiene una o dos partículas pertenecientes al mismo subgrupo, entonces la partícula  $i$  también pertenecerá a este subgrupo.

(c)  $B_i$  contiene dos partículas que son parte de dos subgrupos diferentes. En este caso, la partícula  $i$  es marcada como *puntos de ensilladura* y los dos subgrupos etiquetados por las partículas en  $B_i$  serán candidatos a subhalos. Luego, la partícula  $i$  es agregada uniendo los dos subgrupos para formar un solo subgrupo. Todos los candidatos a subhalos serán examinados en el algoritmo.

Hasta el momento la construcción de la lista de candidatos se ha basado solamente en la distribución espacial de las partículas. Una definición más acorde a una estructura se obtiene suponiendo que las partículas estén ligadas gravitacionalmente. Por lo tanto, cada subhalo es sometido a un procedimiento de refinamiento mediante el cálculo de la energía gravitacional de cada partícula eliminando aquéllas con energías positivas.

En resumen, SUBFIND descompone un grupo de partículas en un conjunto de subhalos autoligados gravitacionalmente, cada uno identificado como regiones localmente sobredensas dentro del campo de densidad de la estructura original. Este algoritmo posee solamente dos parámetros libre,  $N_{dens}$  y  $N_{bgb}$ . Este último define la masa mínima deseada para la identificación de estructuras y usualmente se emplea  $N_{bgb} = 10$ . Los resultados del algoritmo muestran que son poco sensibles a la elección del otro parámetro libre, el número  $N_{dens}$ , pero típicamente se utiliza un valor un poco mayor que  $N_{ngb}$ .



# Bibliografía

- Abadi M. G., et al., 2010, MNRAS, 407, 435
- Abadi M. G., et al., 2003, ApJ, 597, 21
- Aguerri J. A. L., Debattista V. P., Corsini E. M., 2003, MNRAS, 338, 465
- Aguerri J. A. L., et al., 2000, A&A, 361, 841
- Algorry D. G., Abadi M. G., 2011, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina, 54, 393
- Algorry D. G., et al., 2014, MNRAS, 437, 3596
- Athanassoula E., 1992, MNRAS, 259, 345
- Athanassoula E., 2003, MNRAS, 341, 1179
- Athanassoula E., 2005, MNRAS, 358, 1477
- Athanassoula E., 2008, MNRAS, 390, L69
- Athanassoula E., 2012, in European Physical Journal Web of Conferences Vol. 19 of European Physical Journal Web of Conferences, Towards understanding the dynamics of the bar/bulge region in our Galaxy. p. 06004
- Athanassoula E., Machado R. E. G., Rodionov S. A., 2013, MNRAS, 429, 1949
- Athanassoula E., Martinet L., 1980, A&A, 87, L10
- Athanassoula E., Misiriotis A., 2002, MNRAS, 330, 35
- Athanassoula E., Sellwood J. A., 1986, MNRAS, 221, 213
- Baes M., et al., 2011, ApJS, 196, 22
- Balcells M., Quinn P. J., 1990, ApJ, 361, 381
- Baldry I. K., et al., 2012, MNRAS, 421, 621

- Barazza F. D., Jogee S., Marinova I., 2008, *ApJ*, 675, 1194
- Bender R., Surma P., 1992, *A&A*, 258, 250
- Berentzen I., et al., 1998, *MNRAS*, 300, 49
- Bertola F., et al., 1996, *ApJL*, 458, L67
- Binney J., Tremaine S., 1987, *Galactic dynamics*
- Binney J., Tremaine S., 2008, *Galactic Dynamics: Second Edition*. Princeton University Press
- Bissantz N., Gerhard O., 2002, *MNRAS*, 330, 591
- Bournaud F., Combes F., 2002, *A&A*, 392, 83
- Bower R. G., et al., 2006, *MNRAS*, p. 659
- Carter D., Thomson R. C., Hau G. K. T., 1998, *MNRAS*, 294, 182
- Christodoulou D. M., Shlosman I., Tohline J. E., 1995, *ApJ*, 443, 563
- Coccatto L., et al., 2011, *MNRAS*, 412, L113
- Cole S., et al., 2000, *MNRAS*, 319, 168
- Colless M., et al., 2001, *MNRAS*, 328, 1039
- Combes F., et al., 1990, *A&A*, 233, 82
- Combes F., Elmegreen B. G., 1993, *A&A*, 271, 391
- Combes F., Sanders R. H., 1981, *A&A*, 96, 164
- Corsini E. M., 2011, *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, 18, 23
- Corsini E. M., et al., 2007, *ApJL*, 659, L121
- Corsini E. M., Debattista V. P., Aguerri J. A. L., 2003, *ApJL*, 599, L29
- Crain R. A., et al., 2009, *MNRAS*, 399, 1773
- Davis M., et al., 1985, *ApJ*, 292, 371
- de Vaucouleurs G., 1959, *Handbuch der Physik*, 53, 275
- de Vaucouleurs G., 1963, *ApJS*, 8, 31

- Debattista V. P., et al., 2006, *ApJ*, 645, 209
- Debattista V. P., Sellwood J. A., 2000, *ApJ*, 543, 704
- Dicke R. H., et al., 1965, *ApJ*, 142, 414
- Dolag K., et al., 2009, *MNRAS*, 399, 497
- Doroshkevich A. G., 1970, *Astrophysics*, 6, 320
- Duerr R., Imhoff C. L., Lada C. J., 1982, *ApJ*, 261, 135
- Efstathiou G., Lake G., Negroponte J., 1982, *MNRAS*, 199, 1069
- Elmegreen B. G., Elmegreen D. M., 1983, *MNRAS*, 203, 31
- Elmegreen B. G., Elmegreen D. M., 1985, *ApJ*, 288, 438
- Elmegreen D. M., Elmegreen B. G., Bellin A. D., 1990, *ApJ*, 364, 415
- Emsellem E., et al., 2007, *MNRAS*, 379, 401
- Eskridge P. B., et al., 2000, *AJ*, 119, 536
- Fanali R., et al., 2015, *MNRAS*, 454, 3641
- Frenk C. S., et al., 1988, *ApJ*, 327, 507
- Friedli D., Pfenniger D., 1991, in Combes F., Casoli F., eds, *Dynamics of Galaxies and Their Molecular Cloud Distributions Vol. 146 of IAU Symposium, Destruction of Bars by Dissipative Processes*. p. 362
- Fux R., 1999, *A&A*, 345, 787
- Gamow G., 1948, *nature*, 162, 680
- Gerritsen J. P. E., 1997, PhD thesis, , Groningen University, the Netherlands, (1997)
- Gerssen J., Kuijken K., Merrifield M. R., 2003, *MNRAS*, 345, 261
- Gingold R. A., Monaghan J. J., 1977, *MNRAS*, 181, 375
- Gonzalez-Perez V., et al., 2014, *MNRAS*, 439, 264
- Goz D., et al., 2014, *ArXiv e-prints*
- Guedes J., et al., 2013, *ApJ*, 772, 36
- Gunn J. E., 1977, *ApJ*, 218, 592

- Gunn J. E., Gott III J. R., 1972, *ApJ*, 176, 1
- Guo Q., et al., 2010, *MNRAS*, pp 367–376
- Hasan H., Norman C., 1990, *ApJ*, 361, 69
- Heller C. H., Shlosman I., Athanassoula E., 2007, *ApJ*, 671, 226
- Henriques B. M. B., et al., 2013, *MNRAS*, 431, 3373
- Hockney R. W., Hohl F., 1969, *AJ*, 74, 1102
- Hohl F., 1971, *ApJ*, 168, 343
- Hoyle F., 1949, *MNRAS*, 109, 365
- Huchra J. P., et al., 2012, *ApJS*, 199, 26
- Jalali M. A., 2007, *ApJ*, 669, 218
- Kalnajs A. J., 1972, *ApJ*, 175, 63
- Kalnajs A. J., 1977, *ApJ*, 212, 637
- Katz N., 1992, *ApJ*, 391, 502
- Katz N., Weinberg D. H., Hernquist L., 1996, *ApJS*, 105, 19
- Kazantzidis S., et al., 2008, *ApJ*, 688, 254
- Kormendy J., Kennicutt Jr. R. C., 2004, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 42, 603
- Kraljic K., Bournaud F., Martig M., 2012, *ApJ*, 757, 60
- Kuntschner H., et al., 2010, *MNRAS*, 408, 97
- Lacey C., Cole S., 1993, *MNRAS*, 262, 627
- Lacey C., Cole S., 1994, *MNRAS*, 271, 676
- Le Brun A. M. C., et al., 2014, *MNRAS*, 441, 1270
- Li C., White S. D. M., 2009, *MNRAS*, 398, 2177
- Lucy L. B., 1977, *AJ*, 82, 1013
- Macciò A. V., Moore B., Stadel J., 2006, *ApJL*, 636, L25
- Mantz A. B., et al., 2015, *MNRAS*, 449, 199

- Marinova I., et al., 2009, in Jogee S., Marinova I., Hao L., Blanc G. A., eds, *Galaxy Evolution: Emerging Insights and Future Challenges* Vol. 419 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, *The Properties of Local Barred Disks in the Field and Dense Environments: Implications for Galaxy Evolution*. p. 138
- Marinova I., Jogee S., 2007, *ApJ*, 659, 1176
- Martinez-Valpuesta I., Shlosman I., Heller C., 2006, *ApJ*, 637, 214
- Merrifield M. R., Kuijken K., 1994, in Sato K., ed., *Evolution of the Universe and its Observational Quest* Counter-rotation in the disk galaxy NGC 7217: a clue to galaxy formation and the Hubble sequence?. pp 491–492
- Miller G. E., Scalo J. M., 1979, *ApJS*, 41, 513
- Miller R. H., Prendergast K. H., 1968, *ApJ*, 151, 699
- Miller R. H., Prendergast K. H., Quirk W. J., 1970, *ApJ*, 161, 903
- Mo H., van den Bosch F. C., White S., 2010, *Galaxy Formation and Evolution*
- Mo H. J., Mao S., White S. D. M., 1998, *MNRAS*, 295, 319
- Nair P. B., Abraham R. G., 2010, *ApJL*, 714, L260
- Navarro J. F., Abadi M. G., Steinmetz M., 2004, *ApJL*, 613, L41
- Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., 1997, *ApJ*, 490, 493
- Navarro J. F., et al., 2004, *MNRAS*, 349, 1039
- Noguchi M., 1987, *MNRAS*, 228, 635
- Noguchi M., 1988, *A&A*, 203, 259
- Noguchi M., 1996, *ApJ*, 469, 605
- Okamoto T., Isoe M., Habe A., 2014, *ArXiv e-prints*
- Ostriker J. P., Peebles P. J. E., 1973, *ApJ*, 186, 467
- Palmer P. L., Papaloizou J., 1990, *MNRAS*, 243, 263
- Peebles P. J. E., 1969, *ApJ*, 155, 393
- Penzias A. A., Wilson R. W., 1965, *ApJ*, 142, 419
- Pérez I., Aguerri J. A. L., Méndez-Abreu J., 2012, *A&A*, 540, A103
- Pfenniger D., Friedli D., 1991, *A&A*, 252, 75

- Pfenniger D., Norman C., 1990, *ApJ*, 363, 391
- Piontek F., Steinmetz M., 2011, *MNRAS*, 410, 2625
- Planck Collaboration et al., 2015, *ArXiv e-prints*
- Porciani C., Dekel A., Hoffman Y., 2002, *MNRAS*, 332, 325
- Porter L. A., et al., 2014, *MNRAS*, 444, 942
- Prada F., Gutiérrez C. M., 1999, *ApJ*, 517, 123
- Prada F., et al., 1996, *ApJL*, 463, L9
- Quinn P. J., Hernquist L., Fullagar D. P., 1993, *ApJ*, 403, 74
- Riess A. G., et al., 1998, *AJ*, 116, 1009
- Rix H.-W., et al., 1992, *ApJL*, 400, L5
- Romano-Díaz E., et al., 2008, *ApJL*, 687, L13
- Ross A. J. Thomas D., et al., 2014, *MNRAS*, 437, 1109
- Rubin V. C., Graham J. A., Kenney J. D. P., 1992, *ApJL*, 394, L9
- Sakamoto K., et al., 1999, *ApJ*, 525, 691
- Sales L. V., et al., 2012, *MNRAS*, 423, 1544
- Sanders R. H., Huntley J. M., 1976, *ApJ*, 209, 53
- Sanders R. H., Tubbs A. D., 1980, *ApJ*, 235, 803
- Scannapieco C., Athanassoula E., 2012, *MNRAS*, 425, L10
- Scannapieco C., et al., 2009, *MNRAS*, 396, 696
- Schaye J., et al., 2010, *MNRAS*, 402, 1536
- Schaye J., et al., 2015, *MNRAS*, 446, 521
- Schmidt M., 1959, *ApJ*, 129, 243
- Sellwood J., 1980, *The Messenger*, 21, 27
- Sellwood J. A., 1981, *A&A*, 99, 362
- Sellwood J. A., Athanassoula E., 1986, *MNRAS*, 221, 195

- Sellwood J. A., Merritt D., 1994, *ApJ*, 425, 530
- Sellwood J. A., Wilkinson A., 1993, *Reports on Progress in Physics*, 56, 173
- Sheth K., et al., 2008, *ApJ*, 675, 1141
- Simkin S. M., Su H. J., Schwarz M. P., 1980, *ApJ*, 237, 404
- Smoot G. F., et al., 1992, *ApJL*, 396, L1
- Spergel D. N., et al., 2007, *ApJS*, 170, 377
- Springel V., 2005, *MNRAS*, 364, 1105
- Springel V., et al., 2001, *MNRAS*, 328, 726
- Springel V., Yoshida N., White S. D. M., 2001, *New Astronomy*, 6, 79
- Thompson L. A., 1981, *ApJL*, 244, L43
- Toomre A., 1964, *ApJ*, 139, 1217
- Tremaine S., Weinberg M. D., 1984, *ApJL*, 282, L5
- Treuthardt P., et al., 2007, *AJ*, 134, 1195
- van den Bosch R. C. E., et al., 2008, *MNRAS*, 385, 647
- Vergani D., et al., 2007, *A&A*, 463, 883
- Vogelsberger M., et al., 2014, *nature*, 509, 177
- Weinberg M. D., 1992, *ApJ*, 384, 81
- Weiner B. J., Sellwood J. A., 1999, *ApJ*, 524, 112
- White S. D. M., 1984, *ApJ*, 286, 38
- White S. D. M., Rees M. J., 1978, *MNRAS*, 183, 341
- Whyte L. F., et al., 2002, *MNRAS*, 336, 1281
- Wozniak H., Pfenniger D., 1997, *A&A*, 317, 14
- York D. G., et al., 2000, *AJ*, 120, 1579
- Zel'dovich Y. B., 1970, *A&A*, 5, 84
- Zhao H., 1996, *MNRAS*, 283, 149