

UNIVERSIDAD NACIONAL DE CÓRDOBA

TESIS DOCTORAL

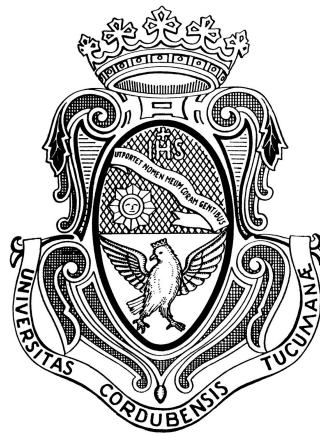
---

**La relación de Tully-Fisher y la  
eficiencia de formación de galaxias**

---

*Autor*

**Santiago Ismael FERRERO**



*Director*

**Dr. Mario G. ABADI**

---

*Tesis presentada como parte de los requerimientos para  
obtener el título de Doctor en Astronomía de la*

**Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación  
Universidad Nacional de Córdoba**

Noviembre de 2016



La relación de Tully-Fisher y la eficiencia de formación de galaxias  
por **Santiago Ismael FERRERO** se distribuye bajo una  
Licencia Creative Commons **Atribución-NoComercial-SinDerivadas 2.5 Argentina**.

## *Agradecimientos*

La finalización de esta Tesis no hubiera sido posible sin la ayuda y el apoyo de muchas personas e instituciones.

En primer lugar, agradezco enormemente al Dr. Mario G. Abadi, quien fue el director de esta Tesis y un excelente tutor académico durante estos años. Su constante entusiasmo y disposición fueron el motor permanente de esta investigación, de otra manera esta Tesis seguramente me hubiera llevado más tiempo. Además de ser un excelente investigador, Mario es una persona muy comprensible con la que se puede contar fuera del ámbito académico, convirtiéndolo en una excelente persona con quien da gusto trabajar.

En segundo lugar, quiero agradecer al Dr. Julio Navarro, quien ha guiado esta Tesis desde el comienzo. Sus brillantes ideas, inteligentes análisis y constantes cuestionamientos han enriquecido enormemente éste proyecto que propusimos años atrás. El Dr. Navarro es un investigador muy reconocido en el ámbito científico y gracias a él pude tener acceso a los datos de las simulaciones EAGLE, las cuales me permitieron llevar a cabo gran parte de este Trabajo. Aprovecho aquí para agradecer a los integrantes del proyecto EAGLE, quienes me brindaron gran ayuda, consejos y sugerencias.

En tercer lugar, quiero agradecer enormemente a la Dra. Laura Sales. Ella fue anfitriona en mi visita al Max Planck Institute for Astrophysics (MPA-Alemania) en el año 2011 y desde entonces, gran parte de los pasos que he dado en mi formación son merito de ella. Es una gran consejera, generosa, muy capaz y siempre dispuesta a ayudar.

Agradezco a los integrantes del tribunal; Julian Martinez, Andres Meza y Damian Mast por su predisposición, sabias correcciones y útiles sugerencias que elevaron el nivel de esta Tesis.

Institucionalmente, debo agradecer al CONICET por otorgarme una beca que me permitió dedicarme exclusivamente a esta Tesis durante estos cuatro años. Agradezco también al IATE/OAC por brindarme la infraestructura e insumos necesarios para poder trabajar cómodamente, sin inconvenientes ni preocupaciones. Doy las gracias a la Universidad Nacional de Córdoba por creer en la educación

libre y gratuita, dándome la oportunidad de hacer una carrera de posgrado sin costo alguno.

En el día a día fueron muy útiles todas las interacciones con los miembros del IATE, estudiantes e investigadores, y es por esto que agradezco la compañía de todos ellos especialmente la de mis compañeros de oficina, David Algorry y Facundo Rodriguez.

Haber llegado hasta acá no hubiera sido posible sin la ayuda de mis padres y suegros, quienes son una fuente de ayuda infinita y muchas veces han tomado las riendas de mi familia cuando por algún motivo lo necesitaba.

Y dejando para el ultimo lo más importante, quiero agradecer enormemente a mi esposa Taty. Ella es mi compañera de vida, mi sostén diario, la persona que me levanta cuando estoy desanimado y que se alegra cuando hago un gran paso. No imagino haber podido llegar hasta aquí sin la compañía de ella, ni de la hermosa hija que me dio, Amelie.

# UNIVERSIDAD NACIONAL DE CÓRDOBA

Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación

## Resumen

### La relación de Tully-Fisher y la eficiencia de formación de galaxias

por Santiago Ismael FERRERO

La curva de rotación observada de galaxias espirales es una herramienta cinemática sumamente poderosa que permite extraer información acerca de las componentes bariónicas galácticas (estrellas y gas) como así también del halo de materia oscura que la rodea. Usualmente, la velocidad de rotación característica ( $V_{\text{rot}}$ ) de una galaxia se estima usando el valor que tiene la curva de rotación en algún radio interno particular (por ejemplo, el radio mitad de luz). Asimismo, el ajuste de un modelo teórico de velocidad circular a la curva de rotación permite inferir la masa total del halo ( $M_{\text{vir}}$ ) o, lo que es lo mismo, su velocidad circular ( $V_{\text{vir}}$ ) en el radio virial. La correlación entre la masa bariónica ( $M_{\text{bar}}$ ) de una galaxia y su velocidad característica de rotación o su velocidad (masa) virial, constituyen dos relaciones fundamentales de la astronomía extragaláctica: la relación de Tully-Fisher ( $M_{\text{bar}}$  vs.  $V_{\text{rot}}$ ) y la eficiencia de formación de galaxias ( $M_{\text{bar}}$  vs.  $M_{\text{vir}}$ ). En la presente tesis se analiza la habilidad del modelo de materia oscura fría con constante cosmológica ( $\Lambda$ CDM) de reproducir los resultados observacionales de estas dos relaciones fundamentales. Utilizando tanto resultados de simulaciones numéricas de N-cuerpos como analizando simulaciones numéricas hidrodinámicas se muestra que si bien la relación de Tully-Fisher se puede ajustar con relativa facilidad, incluso a alto *redshift*, la eficiencia de formación de galaxias representa un desafío severo en el extremo de galaxias enanas para este modelo cosmológico.

## **Clasificación**

**98.62.Dm** Cinemática, dinámica y rotación.

**98.52.Wz** Galaxias enanas (elíptica, irregular y esferoidal).

**98.62.Lv** Contenido y poblaciones estelares; radios; morfología y estructura general.

**98.62.-g** Características y propiedades de galaxias externas y objetos extragalácticos.

## **Palabras claves**

Relación de Tully-Fisher - Coincidencia de abundancias - Galaxias enanas -  
Simulaciones numéricas - Halo de materia oscura

UNIVERSIDAD NACIONAL DE CÓRDOBA

Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación

## *Abstract*

### **Tully-Fisher relation and galaxy formation efficiency**

*by* Santiago Ismael FERRERO

The observed rotation curves of spiral galaxies are an extremely powerful cinematic tool to extract information about the baryonic components (stars and gas) as well as the halo of dark matter that surrounds galaxies. Usually, the characteristic rotation velocity ( $V_{\text{rot}}$ ) of a galaxy is estimated using the value of the rotation curve at a particular internal radius (for example, the half light radius). Likewise, the fit of a theoretical model of circular velocity to the rotation curve allows the inference of the total mass of the halo ( $M_{\text{vir}}$ ) or, correspondingly, the circular velocity ( $V_{\text{vir}}$ ) at the virial radius. The correlation between the baryon mass ( $M_{\text{bar}}$ ) and the characteristic rotation velocity or the virial velocity (mass) of galaxies, appear in two fundamental relations in extragalactic astronomy: the Tully-Fisher relation ( $M_{\text{bar}}$  vs.  $V_{\text{rot}}$ ) and the galaxy formation efficiency ( $M_{\text{bar}}$  vs.  $M_{\text{vir}}$ ). In this thesis the ability of the standard cold dark matter model with cosmological constant ( $\Lambda$ CDM) to reproduce the observational results of these two fundamental relations is analyzed. Using both results of numerical N-bodies simulations as well as by hydrodynamical numerical simulations, it is shown that although the Tully-Fisher relation can be reproduced with relative ease, even at high *redshift*, the galaxy formation efficiency represents a severe challenge at the low stellar mass of dwarf galaxies for this prevailing cosmological model.

## **Clasification**

**98.62.Dm** Kinematics, dynamics, and rotation.

**98.52.Wz** Dwarf galaxies (elliptical, irregular, and spheroidal).

**98.62.Lv** Stellar content and populations; radii; morphology and overall structure.

**98.62.-g** Characteristics and properties of external galaxies and extragalactic objects.

## **Keywords**

Tully-Fisher relation - Abundance matching - Dwarfs galaxies -  
Numerical simulations - Dark matter halo



**PUBLICACIONES CON REFERATO [ADS][arXiv]**

9. **Ferrero, I.**, Navarro, J. F., Abadi, M. G., Sales, L. V., Bower, R., Crain, R. A., Frenk, C. S., Schaller, M., Schaye, J. & Theuns, T., "Size matters: abundance matching, galaxy sizes, and the Tully-Fisher relation in EAGLE", *MNRAS* **464**, 4736-4746 (2017).
8. **Ferrero, I.**, Abadi, M. G., "Redshift evolution of Tully-Fisher relation", *IAUS 321 Proceedings en Prensa*, (2016).
7. Sales, L. V., Navarro, J. F., Kyle, O., Fattahi, A., **Ferrero, I.**, Abadi, M. G., Bower, R., Crain, R. A., Frenk, C. S., Sawala, T., Schaller, M., Schaye, J., Theuns, T. & White, S. D. M., "The low-mass end of the baryonic Tully-Fisher relation", *MNRAS* **464**, 2419-2428 (2017).
6. Algorry, D. G., Abadi, M. G., & **Ferrero, I.**, "Simulaciones de formación de galaxias disco barradas", *BAAA* **57**, 64-66 (2015).
5. **Ferrero, I.**, Abadi, M. G., & Algorry, D. G., "Origen y evolución de la relación de Tully-Fisher en galaxias simuladas", *BAAA* **57**, 55-57 (2015).
4. Abadi, M. G., Benítez-Llambay, A., & **Ferrero, I.**, "The abundance of galaxies and dark matter halos in the  $\Lambda$ CDM Universe", *RevMexAA* **44**, 73 (2014).
3. **Ferrero, I.** & Piatti, A. E., "Una novedosa herramienta estadística para desentrañar las características intrínsecas de una distribución de datos astrofísicos", *BAAA* **56**, 473-476 (2013).
2. Abadi, M. G., Benítez-Llambay, A., & **Ferrero, I.**, "La abundancia de galaxias y halos de materia oscura en el universo CDM", *BAAA* **56**, 33-36 (2013).
1. **Ferrero, I.**, Abadi, M. G., Navarro, J. F., Sales, L. V., & Gurovich, S., "The dark matter haloes of dwarf galaxies: a challenge for the  $\Lambda$  cold dark matter paradigm?", *MNRAS* **425**, 2817-2823 (2012).



# Índice general

<b>Resumen</b>	<b>v</b>
<b>Índice de figuras</b>	<b>XIII</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Contexto cosmológico	3
1.2. Halos de materia oscura	5
1.2.1. Propiedades de los halos de materia oscura	6
1.2.2. Función de masa de los halos	9
1.3. Galaxias	12
1.3.1. Propiedades de las galaxias	14
1.3.2. Función de luminosidad de las galaxias	16
1.3.3. Galaxias enanas	17
Halos de galaxias enanas	19
1.4. La relación de Tully-Fisher y la eficiencia de formación de galaxias	20
1.4.1. Relaciones de escala	21
1.4.2. Coincidencia de abundancias	23
1.5. Esquema de la Tesis	27
<b>2. Halos de Materia Oscura de Galaxias Enanas</b>	<b>29</b>
2.1. Introducción	31
2.2. Datos observacionales	34
2.3. Análisis	35
2.4. Conclusiones	45
<b>3. El Tamaño Importa: AM, Tamaños y TF</b>	<b>49</b>
3.1. Introducción	51
3.2. Tully-Fisher, coincidencia de abundancias, y tamaño galáctico	55
3.3. Resultados numéricos	58
3.3.1. La simulación EAGLE	58
3.3.2. Muestra de galaxias simuladas	59
3.3.3. La relación de Tully-Fisher simulada	60
3.3.4. Pendiente, ordenada al origen y dispersión	64
3.3.5. La evolución de la relación TF	69
3.4. Conclusiones	72

<b>4. El Extremo Débil de la Relación de Tully-Fisher Bariónica</b>	<b>75</b>
4.1. Introducción . . . . .	77
4.2. Simulaciones numéricas . . . . .	80
4.2.1. El código . . . . .	80
4.2.2. Las simulaciones . . . . .	81
4.3. Resultados . . . . .	83
4.3.1. Eficiencia en la formación de galaxias y convergencia . . . . .	83
4.3.2. Contenido gaseoso y tamaños . . . . .	86
4.3.3. Relación de Tully-Fisher bariónica . . . . .	88
4.3.4. Extremo débil de la relación TFB . . . . .	94
4.4. Conclusiones . . . . .	100
<b>A. Modelado de la Contracción del Halo</b>	<b>103</b>
A.1. Contracción Adiabática . . . . .	105
A.2. Contracción no-Adiabática . . . . .	106
<b>Bibliografía</b>	<b>113</b>

# Índice de figuras

1.1. Distribucion espacial de la materia oscura . . . . .	7
1.2. Función de masa de los halos . . . . .	10
1.3. Esquema simple de formación de galaxias . . . . .	13
1.4. Clasifiacion morfológica de las galaxias . . . . .	15
1.5. Función de luminosidad de las galaxias . . . . .	18
1.6. Relaciones de escala . . . . .	22
1.7. Funciones de masa (halos) y de luminosidad (galaxias) . . . . .	25
1.8. Eficiencia de formación de galaxias . . . . .	26
2.1. Relación de abundancias - Tully-Fisher . . . . .	37
2.2. Curvas de rotación: UGC 7559 y SDIG . . . . .	39
2.3. Velocidad observada y predicha . . . . .	41
2.4. Funcion de luminosidad . . . . .	44
3.1. AM, tamaños y Tully-Fisher . . . . .	56
3.2. Mapas de densidad y curvas de rotación . . . . .	61
3.3. AM, tamaños y Tully-Fisher en EAGLE . . . . .	63
3.4. Relacion de Tully-Fisher en $z = 0$ . . . . .	65
3.5. Pendiente, ordenada al origen y dispersión . . . . .	67
3.6. Relacion $f_m-f_v$ . . . . .	68
3.7. Evolucion de la relación TF . . . . .	70
4.1. Masa bariónica y tamaño en función de $M_{200}$ . . . . .	85
4.2. Masa de hidrógeno neutro . . . . .	87
4.3. EAGLE, APOSTLE y observaciones . . . . .	89
4.4. Relacion de Tully-Fisher bariónica . . . . .	91
4.5. Velocidad virial versus Velocidad de rotación . . . . .	93
4.6. Tamaño y masa bariónica . . . . .	96
4.7. TFB predicha y observada . . . . .	98
A.1. Modelo de contracción de <i>Gnedin</i> . . . . .	108
A.2. Modelo de contracción: perfil de velocidad . . . . .	111
A.3. Modelo de contraccion: perfil de masa integrada . . . . .	112



*A Taty y Amelie...*





# Capítulo 1

## Introducción

**RESUMEN** Se describen por separado, las propiedades morfológicas y cinemáticas de los halos de materia oscura y de las galaxias, haciendo énfasis en galaxias espirales. Se introducen la función de masa de los halos y la función de luminosidad de las galaxias, las cuales describen la abundancia de estos objetos en el Universo y resultan indispensables para vincular los halos de materia oscura con las galaxias. Dicho vínculo puede establecerse mediante modelos semi-analíticos o a través de la técnica de coincidencia de abundancias. Se describen ambas formas de determinar esta relación entre halos de materia oscura y galaxias y se plantean algunos de los principales problemas que presenta el modelo cosmológico actualmente más aceptado.



## 1.1. Contexto cosmológico

Actualmente el modelo cosmológico más aceptado es el de materia oscura fría con constante cosmológica ( $\Lambda$ CDM, por sus siglas en Inglés), basado en el modelo cosmológico estándar (CDM) más una constante que describe la expansión acelerada del Universo. Uno de los pilares principales que dan respaldo a este modelo es el descubrimiento de la radiación cósmica del fondo de microondas (CMB por sus siglas en Inglés, Penzias y Wilson 1965). Esta radiación es la energía remanente del *Big Bang*<sup>1</sup>, que dio origen al Universo aproximadamente 13.800 millones de años atrás; corresponde a la radiación de un cuerpo negro con una temperatura  $T = 2.75$  K con fluctuaciones muy pequeñas del orden de  $10^{-5}$  (Spergel et al. 2003). Esta muestra que las sobredensidades alcanzaban valores máximos del orden de  $10^{-5}$  veces la densidad media, mostrando que el Universo primordial era prácticamente homogéneo. El análisis de las mediciones en las fluctuaciones en la temperatura de la radiación del fondo de microondas permite determinar los parámetros cosmológicos fundamentales. Recientemente, las estimaciones del satélite Planck (Planck Collaboration et al. 2014) encuentran que gran parte de la materia-energía del Universo esta constituida por energía oscura (68%), la cual impulsa la expansión acelerada del Universo. El 32% restante está conformado por materia oscura (27%) más materia bariónica<sup>2</sup> (5%) la cual está compuesta de protones, neutrones y electrones que constituyen el Universo visible. La materia oscura es un tipo de materia hipotética de naturaleza desconocida, que no emite o refleja suficiente radiación electromagnética para ser observada directamente con los medios técnicos actuales, pero cuya existencia puede inferirse a partir de los efectos gravitacionales que causa en la materia visible. Según los resultados de Planck, el Universo se está expandiendo a una velocidad dada por el valor de la constante de Hubble,  $H = 67.8 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^3$ .

<sup>1</sup>Conocido en español como: Gran explosión.

<sup>2</sup>La nomenclatura usual denomina bariones a la materia ordinaria constituida por protones, neutrones y/o electrones aunque en rigor a la verdad solo los protones y neutrones son bariones (es decir partículas hechas de quarks) mientras que los electrones son leptones (es decir partículas que no están hechas de quarks).

<sup>3</sup>Usualmente suelen describirse cantidades astronómicas dejando  $h$  como parámetro libre, donde  $h = H/100$

El modelo cosmológico  $\Lambda$ CDM se enmarca dentro del modelo de formación jerárquica de estructuras en el cual éstas se forman a partir de pequeñas perturbaciones iniciales en un Universo globalmente homogéneo e isótropo y crecen debido a la inestabilidad gravitacional. Luego, estas estructuras se fusionan entre ellas para dar lugar a estructuras mayores. Debido a que la gravedad es una fuerza puramente atractiva, las regiones sobredensas se vuelven cada vez más densas, mientras que las regiones subdensas se vuelven cada vez menos densas. Usualmente se utiliza el contraste de densidad ( $\delta$ ) para describir el campo de densidades. Este parámetro mide la razón entre la densidad local y la densidad media del Universo.

En el Universo temprano, las densidades locales se apartaban muy poco de la densidad media y su evolución puede ser estudiada analíticamente utilizando aproximaciones lineales. A medida que la inestabilidad gravitacional, ganándole a la expansión del Universo, hace crecer las perturbaciones en la densidad local, las aproximaciones lineales no son más válidas y es necesario utilizar métodos alternativos. En este régimen no lineal, la formación de estructuras solo puede ser estudiada utilizando simulaciones numéricas donde la evolución dinámica de la materia oscura se calcula en detalle a través de la interacción gravitacional de N-cuerpos. La aproximación Newtoniana es suficientemente precisa para tratar este problema ya que las escalas son mucho menores que el tamaño del Universo observable y mayores que el radio de Schwarzschild<sup>4</sup> ya que las velocidades involucradas son mucho más chicas que la velocidad de la luz. Estas simulaciones muestran que las perturbaciones crecen con el tiempo y forman objetos aproximadamente esferoidales en equilibrio gravitacional alcanzando sobredensidades muy altas ( $\delta \approx 1000$ ), llamados halos de materia oscura. Posteriormente, estos halos se fusionan entre sí, dando lugar a la formación de objetos cada vez más masivos.

El área que estudia la formación y evolución de galaxias es sin lugar a duda uno de los campos de investigación más activos de la astrofísica moderna, la cual avanzó significativamente en las últimas décadas gracias al gran aporte de las simulaciones numéricas cada vez más completas y precisas. La disponibilidad de

---

<sup>4</sup>Medida del tamaño de un agujero negro de Schwarzschild, es decir, un agujero negro de simetría esférica y estático.

equipos de cómputo cada vez más poderosos junto con el desarrollo de algoritmos de integración numérica cada vez más eficientes, han permitido aumentar considerablemente el poder predictivo de estas simulaciones. Esto se debe principalmente al consiguiente aumento en la resolución espacial y numérica que han traído aparejado. A continuación se describen las propiedades fundamentales que poseen los halos de materia oscura y el rol fundamental que tienen en la formación de las galaxias.

## 1.2. Halos de materia oscura

La materia oscura interactúa sólo gravitatoriamente constituyendo aproximadamente el 84% de la densidad de materia total del Universo. A partir del colapso gravitacional, la materia oscura forma estructuras virializadas<sup>5</sup> individuales llamadas halos, y posteriormente la fusión de estos da lugar a objetos más masivos. Un análisis teórico mediante aproximaciones analíticas lineales es generalmente insuficiente para proveer una descripción precisa de la formación y evolución de estas estructuras. En la práctica, es indispensable utilizar simulaciones numéricas de alta resolución para poder entender este proceso.

Es importante, en este punto, entender básicamente como se realizan las simulaciones numéricas. Estas siguen la evolución temporal de un conjunto de partículas que interactúan mutuamente a través de la fuerza gravitacional Newtoniana, y que representan la materia oscura contenida dentro de un volumen dado del universo. Inicialmente, se elige una distribución espacial de estas partículas de forma tal que represente el espectro de potencia de las fluctuaciones en densidad, mientras que las velocidades se generan utilizando alguna aproximación analítica cinemática, tal como la de Zeldovich (1980). Posteriormente, se sigue la evolución temporal de las partículas integrando numéricamente las ecuaciones de movimiento y se encuentra que los halos poseen una gran cantidad de halos más pequeños que orbitan alrededor del halo principal, usualmente denominados subhalos o subestructuras.

---

<sup>5</sup>Llamamos virializadas a las estructuras que cumplen el teorema del virial  $2T + W = 0$ , donde  $T$  es la energía cinética y  $W$  la potencial.

A modo de ejemplo, la Fig. 1.1 muestra la distribución espacial de materia oscura del halo más masivo de la simulación Millennium II (Boylan-Kolchin et al. 2009). Recorriendo la imagen en sentido horario y comenzando desde el panel superior izquierdo, se observa un acercamiento al interior del halo. El halo tiene un diámetro de aproximadamente  $5 h^{-1}$  Mpc y una masa total de  $8.2 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$  (similar a la masa del cúmulo de Coma) formada por 119.5 millones de partículas, de masa  $M_{\text{part}} = 6.89 \times 10^6 h^{-1} M_{\odot}$ . El halo contiene aproximadamente 36.000 subhalos resueltos con masas que abarcan más de 6 órdenes de magnitud, estos subhalos son subestructuras significativamente más chicas que se encuentran orbitando el halo mayor. El panel inferior tiene  $0.5 h^{-1}$  Mpc de lado, es decir aproximadamente la décima parte del diámetro del halo, y muestra que aún a esas escalas se identifican una gran cantidad de subhalos.

### 1.2.1. Propiedades de los halos de materia oscura

A diferencia de las galaxias que son trazadas por material bariónico que emite energía electromagnética sensible a las observaciones, estudiar las propiedades de los halos es más difícil debido a la naturaleza no luminosa de la materia oscura. Por lo tanto, fue y sigue siendo un trabajo complejo entender cómo son, el perfil de densidad, forma, cinemática, distribución de las subestructuras, etc. de los halos de materia oscura. La materia oscura domina ampliamente la masa total del Universo y responde solamente a la fuerza de atracción gravitacional de Newton. Observacionalmente, analizar la radiación proveniente de los bariones que se encuentran formando estructuras tales como cúmulos estelares, galaxias, cúmulos de galaxias, etc. permite inferir indirectamente algunas de las propiedades morfológicas y cinemáticas de los halos de materia oscura. Sin embargo, desde el punto de vista teórico, las simulaciones numéricas son una herramienta indispensable para entender los procesos de formación y evolución de los halos.

De todas las propiedades que definen un halo de materia oscura, el perfil de densidad es una de las más extensivamente estudiadas (ver por ejemplo, Navarro, Frenk y White 1997; Moore et al. 1999; Springel et al. 2008). Las simulaciones muestran que los halos no son exactamente esféricos pero en la práctica usualmente se asume esta simetría y se utilizan cáscaras concéntricas esféricas para

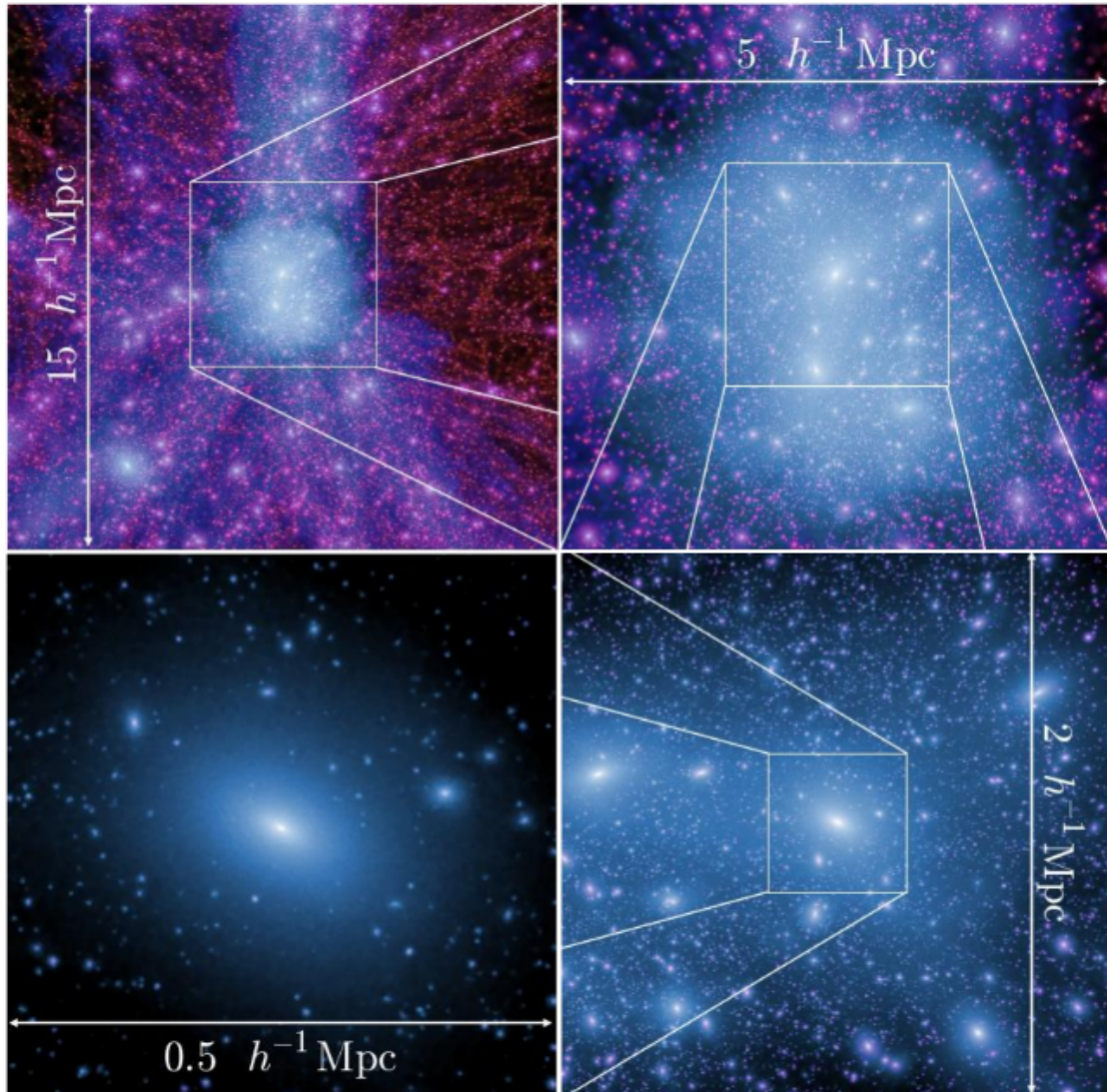


FIGURA 1.1: Distribución espacial del halo de materia oscura más masivo a  $z = 0$  de la simulación Millennium II (Boylan-Kolchin et al. 2009). Empezando desde arriba a la izquierda y en sentido horario, se muestra el acercamiento desde  $15 h^{-1} \text{ Mpc}$  hasta  $0.5 h^{-1} \text{ Mpc}$ . El halo tiene un tamaño de aproximadamente  $5 h^{-1} \text{ Mpc}$  y una masa total de  $8.2 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$ . Imagen tomada y modificada de Boylan-Kolchin et al. (2009).

medir el perfil de densidad  $\rho(r)$ . Navarro, Frenk y White (1997) (NFW, Eq. 1.1) encontraron que aparentemente existe un perfil “universal”, de forma funcional biparamétrica, que permite describir el perfil de densidad de los halos en equilibrio (relajados). Dicho perfil puede describir correctamente la densidad de halos con masas en un rango de 4 órdenes de magnitud y además es independiente de los parámetros cosmológicos adoptados. Diferentes autores han propuesto otras formas funcionales de describir el perfil de densidad de los halos (ver por ejemplo, Einasto 1965), sin embargo, por su simplicidad el modelo propuesto por NFW es el más aceptado y se describe de la siguiente manera:

$$\frac{\rho(r)}{\rho_{crit}} = \frac{\delta_c}{(cr/r_{vir})(1 + cr/r_{vir})^2} \quad (1.1)$$

donde se define el parámetro de concentración  $c = r_{vir}/r_s$  y la densidad característica del halo

$$\delta_c = \frac{\Delta}{3} \frac{c^3}{\ln(1+c) - c/(1+c)} \quad (1.2)$$

Si bien para describir el perfil de densidad de los halos se utiliza usualmente simetría esférica, las simulaciones numéricas muestran que este no es el caso. Frenk et al. (1988), con simulaciones pioneras de formación de estructuras en un universo CDM, mostraron que los halos son en realidad estructuras triaxiales donde las superficies de isodensidad pueden ser descritas por elipsoides, cada uno caracterizado por la longitud de sus semi-ejes del tensor de inercia. También se observa una anti-correlación entre la masa y la esfericidad de los halos: los halos más masivos son menos esféricos como consecuencia de haber sufrido una mayor cantidad de fusiones recientes y no haber tenido el tiempo suficiente de alcanzar nuevamente un estado de equilibrio. A gran escala, la estructura trazada por la materia oscura tiene forma de una intrincada red tridimensional formada por filamentos, arcos, puentes y vacíos. Esta estructura fija las direcciones espaciales de los filamentos por cuales los halos de materia oscura se desplazan hasta caer en los pozos de potencial de subestructuras mayores. Ya que los halos de materia oscura son estructuras tridimensionales, numerosos autores han buscado señales de alineamiento entre sus ejes de inercia y la distribución espacial de esta red cósmica. Los resultados muestran una marcada tendencia de que los semiejes



menores de inercia de los halos se encuentren preferentemente perpendiculares a los filamentos que delinear la estructura en gran escala del Universo (ver por ejemplo, Bailin y Steinmetz 2005).

Otra propiedad importante que permite detallar un halo es la descripción de las subestructuras que éste tiene. Como muestra la Fig. 1.1, existe un gran número de subhalos o subestructuras orbitando alrededor del halo principal. Todas estas subestructuras en un futuro se fusionarán con el halo principal dando como resultado un halo más masivo y posteriormente nuevos subhalos caerán a través de los filamentos al pozo de potencial de este nuevo halo. Al orbitar dentro del pozo de potencial del halo anfitrión, las subestructuras sufren fuerzas tidales que le provocan pérdida de masa. La fricción dinámica que el subhalo sufre le genera además una pérdida de energía y momento angular y el tiempo que este pueda soportar orbitando alrededor del halo principal va a depender de su masa (relativa a la de su anfitrión), del perfil de densidad y de su órbita. Uno de los principales problemas que presenta el modelo cosmológico  $\Lambda$ CDM es la enorme cantidad de subestructuras observadas en las simulaciones en comparación a la relativa poca cantidad de galaxias satélites que muestran las galaxias observadas, tema que se amplía en la Sección 1.3.3.

### 1.2.2. Función de masa de los halos

La abundancia de halos de materia oscura, es decir el número de halos por unidad de volumen y por intervalo de masa, comúnmente denominada “función de masa de los halos” cumple un papel importante en la cosmología debido a su sensibilidad a varios parámetros cosmológicos entre los que se incluyen la densidad de materia del universo,  $\Omega_M$ , el parámetro de Hubble,  $H$ , el índice espectral del espectro de potencias primordial,  $n_s$ , y la ecuación de estado de la energía oscura.

La función de masa de los halos es difícil de inferir mediante observaciones. Los dos principales problemas que se enfrentan para su estimación son: i) la construcción de grandes relevamientos de datos de galaxias o cúmulos suficientes para reducir las incertidumbres estadísticas que surgen de tener un número bajo de objetos y ii) la correlación entre la distribución de la luz observada y la distribución subyacente de la masa. Para las galaxias, el primer problema se está convirtiendo cada vez más en una cuestión menor debido a la aparición de relevamientos

de galaxias cada vez más grandes. Por otro lado, el segundo problema se supera mediante el estudio del *bias*<sup>6</sup> de las galaxias como trazadoras de los subyacentes picos en masa, un tema que ha sido estudiado abundantemente en la literatura (ver por ejemplo, Mo y White 1996; Sheth y Tormen 1999; Hu y Kravtsov 2003). Para el caso de los cúmulos, ambos desafíos antes descritos representan un problema mayor. El número de cúmulos observados continua siendo insuficiente a pesar de los catálogos recientes y de los que se publicarán próximamente. La relación entre los cúmulos observables y sus masas subyacentes es un problema bien estudiado (ver por ejemplo, Planck Collaboration et al. 2014). La existencia de una dispersión intrínseca en la relación entre observables y masas, destaca que intentar obtener una medición precisa del extremo masivo de la función de masa es un reto observacional concluyente.

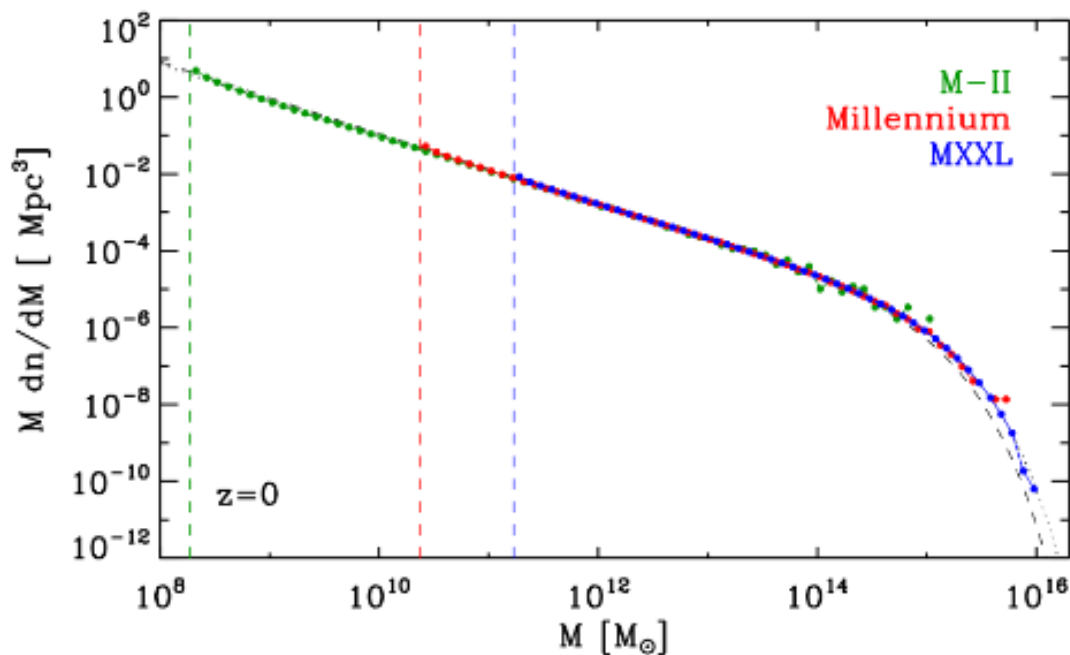


FIGURA 1.2: Función de masa de los halos para 3 simulaciones de materia oscura, Millennium (MS, rojo), Millennium II (MS-II, verde) y Millennium XXL (MXXL, azul). La simulación MXXL proporciona un muestreo amplio en el extremo masivo, donde la abundancia de los objetos cae exponencialmente como función de la masa. Las 3 simulaciones cubren, en conjunto, un rango en masa de halo de 8 ordenes de magnitud. Las líneas verticales representan el límite en resolución (20 partículas) para cada una de las 3 simulaciones. Imagen tomada y modificada de Angulo et al. (2012)

<sup>6</sup>Conocido en español como: Sesgo.

Por el contrario, la función de masa de los halos es bastante sencilla de explorar a través de simulaciones cosmológicas de N-cuerpos (ver por ejemplo, Angulo et al. 2012), y puede también ser estimada a través de argumentos analíticos (Press y Schechter 1974). La función de masa de los halos, ya sea derivada de argumentos analíticos o de simulaciones, se emplea ampliamente. Para *redshifts*<sup>7</sup> bajos se utiliza en el análisis estadístico de catálogos de cúmulos para fijar limitaciones a parámetros cosmológicos, ya que estos objetos sondan el extremo masivo de la función de masa. También es una componente clave en los estudios que emplean funciones de correlación entre galaxias, ya que en escalas de masas bajas depende directamente de la función de masa. Y por último, para *redshifts* más altos la función de masa se utiliza en el modelado del proceso de reionización, el cual tuvo lugar entre  $z \approx 6 - 20$  en fuentes que residían en halos de materia oscura incluyendo estrellas de población III, primeras galaxias y agujeros negros en acreción.

La Fig. 1.2 muestra la función de masa de los halos en  $z = 0$  para tres simulaciones numéricas de N-cuerpos: Millennium (Springel 2005a), Millennium II (Boylan-Kolchin et al. 2009) y Millennium XXL (Angulo et al. 2012). En esta última simulación se encuentran en  $z = 0$  halos tan masivos como  $M = 8,9 \times 10^{15} M_{\odot}$ . Estos objetos extremadamente masivos son tan inusuales que sólo se pueden encontrar en volúmenes tan grandes como el de la simulación Millennium XXL (cubo de 4.1 Gpc de lado). Las líneas verticales, del color correspondiente, denotan el límite en resolución (20 partículas) para cada una de las simulaciones. Para mas detalles se remite al lector a Angulo et al. (2012).

La función de masa de los halos muestra básicamente que existen pocos halos de materia oscura masivos y muchos con masas pequeñas. En un Universo donde aparentemente las estructuras se forman jerárquicamente, formando halos más masivos mediante la fusión de halos más pequeños, la función de masa de los halos debe indefectiblemente ir aplanándose con el paso del tiempo (ver por ejemplo, Chevallard et al. 2015). Este cambio en la forma se debe a que cada vez habrá halos más masivos como consecuencia de la fusión de otros más pequeños, desplazando hacia arriba el extremo masivo de la función y lo contrario sucederá en el extremo de masa baja.

---

<sup>7</sup>Conocido en español como: Corrimiento al rojo.

### 1.3. Galaxias

Las galaxias son uno de los objetos más interesantes y diversos del Universo. Están constituidas por bariones y según el modelo actual de formación de estructuras en el universo estas residen en el interior de extensos halos de materia oscura. A diferencia de los halos constituidos por materia oscura no colisional que sólo interactúa gravitatoriamente, entender la formación y evolución de las galaxias es mucho más complejo debido a que el comportamiento de los bariones está dado por la dinámica colisional.

En el Universo temprano los bariones se encontraban en estado gaseoso (fundamentalmente Hidrógeno) contribuyendo sólo con aproximadamente el 16 % a la densidad de materia total. Al ser la materia oscura la gran mayoría, el gas es arrastrado por esta obligándolo a seguir su distribución espacial. Este arrastre genera una acreción conjunta de ambas componentes hacia el centro del pozo de potencial de los halos fomentando la formación de ondas de choque que producen un aumento en la temperatura del gas. Luego, el gas se acopla al estado virializado del halo aumentando su temperatura hasta equilibrar la energía potencial con los gradientes de su presión. La evolución posterior de ambas componentes difiere principalmente debido a que la materia oscura es no colisional mientras que los bariones pueden perder energía térmica mediante procesos atómicos radiativos (enfriamiento radiativo). Al perder energía el gas colapsa hacia el interior del halo conservando su momento angular y formando una estructura discooidal con un alto soporte rotacional. Cuando el gas ha colapsado, se encuentra en un estado frío y denso que permite la formación de nubes moleculares que finalmente dan lugar a la formación estelar, y en su conjunto a la formación de la galaxia. Si bien existen numerosos ajustes e ingredientes que se pueden tener en cuenta en estas etapas, White y Frenk (1991) exponen un modelo esquemático para parametrizar estos procesos fundamentales de formación de galaxias mediante la técnica semi-analítica.

Una vez formada la galaxia, a pesar de haber en el Universo casi 6 veces menos bariones que materia oscura (Spergel et al. 2003), esta última no puede permanecer pasiva ante la nueva distribución espacial de los bariones. Todo el gas que anteriormente se encontraba distribuido por el halo ahora ha colapsado al centro del mismo formando una galaxia, la materia oscura siente finalmente una fuerza

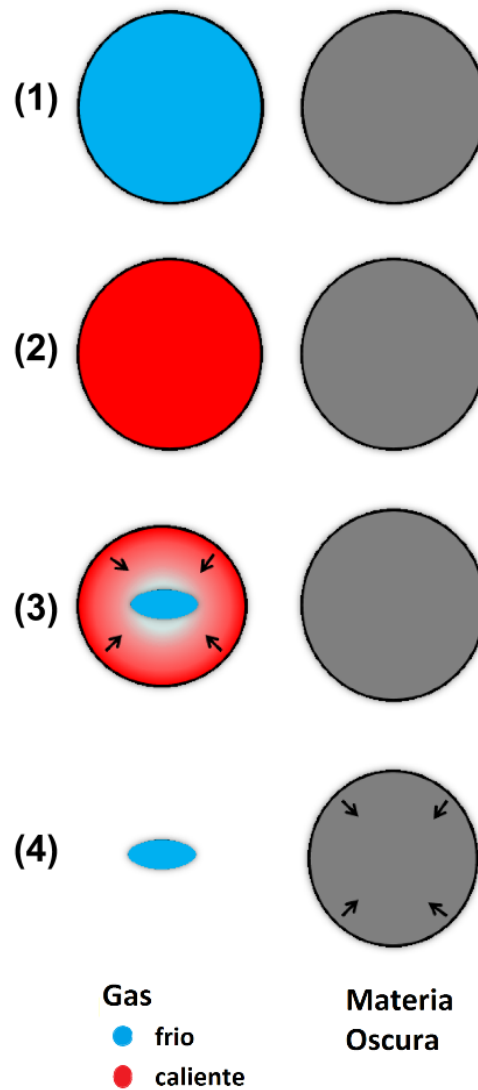


FIGURA 1.3: Modelo esquemático que muestra el proceso de formación de una galaxia disco. A la derecha, en color gris, se observa el comportamiento del halo de materia oscura durante estas cuatro etapas mientras que a la izquierda se analiza la galaxia, en celeste se ilustra el gas frío y en rojo el caliente.

atractiva generada por toda esa nueva masa en el centro de su distribución. El perfil de densidad del halo, al igual que su perfil de masa y velocidad, no puede seguir siendo descrito por el perfil “universal” de Navarro, Frenk y White (1997). La contracción que sufre el halo de materia oscura es un hecho de suma importancia y que debe modelarse correctamente para una confiable comparación entre teoría y observaciones. Se remite al lector al Apéndice A para profundizar sobre las técnicas de modelado de contracción y sobre los diferentes modelos adiabático y no adiabáticos.

La Fig. 1.3 resume esquemáticamente en cuatro etapas el proceso de formación de una galaxia disco: (1) inicialmente el gas tiene la misma distribución espacial que la materia oscura; (2) el gas es calentado por los choques generando un halo de gas caliente que soporta el colapso debido a su presión; (3) el gas es capaz de enfriarse radiativamente generando así la pérdida de energía y, en consecuencia, el soporte de presión. En ese momento el gas colapsa al centro del potencial gravitacional del halo de materia oscura formando un disco soportado por rotación; y (4) la materia oscura que se encuentra distribuida en el halo siente el efecto de esta redistribución de los bariones y en consecuencia de esto el perfil de densidad que describe el halo será modificado, mas precisamente este sufrirá una contracción.

### 1.3.1. Propiedades de las galaxias

Las galaxias son objetos constituidos principalmente por estrellas, gas, polvo y materia oscura. Pueden contener desde varios millones hasta más de un billón de estrellas y tener desde cientos de parsecs hasta decenas de kiloparsecs de diámetro. Ya sea en base a la clasificación de Hubble o de otros autores, como por ejemplo de Vaucouleurs, se distinguen cerca de 20 tipos morfológicos que abarcan desde enormes galaxias elípticas rojas hasta pequeñas galaxias espirales azules. La Fig. 1.4 ilustra la clasificación morfológica realizada por Jarrett (2000) utilizando imágenes infrarrojo del relevamiento 2MASS (The Two Micron All Sky Survey, Skrutskie et al. 2006).

Las galaxias espirales, de interés especial en esta Tesis, representan aproximadamente el 70 % de todas las galaxias del Universo local. Son generalmente objetos jóvenes con una apariencia azulada generada por el color de las estrellas de corta edad que las componen, ricas en gas y con una alta tasa de formación estelar. Una

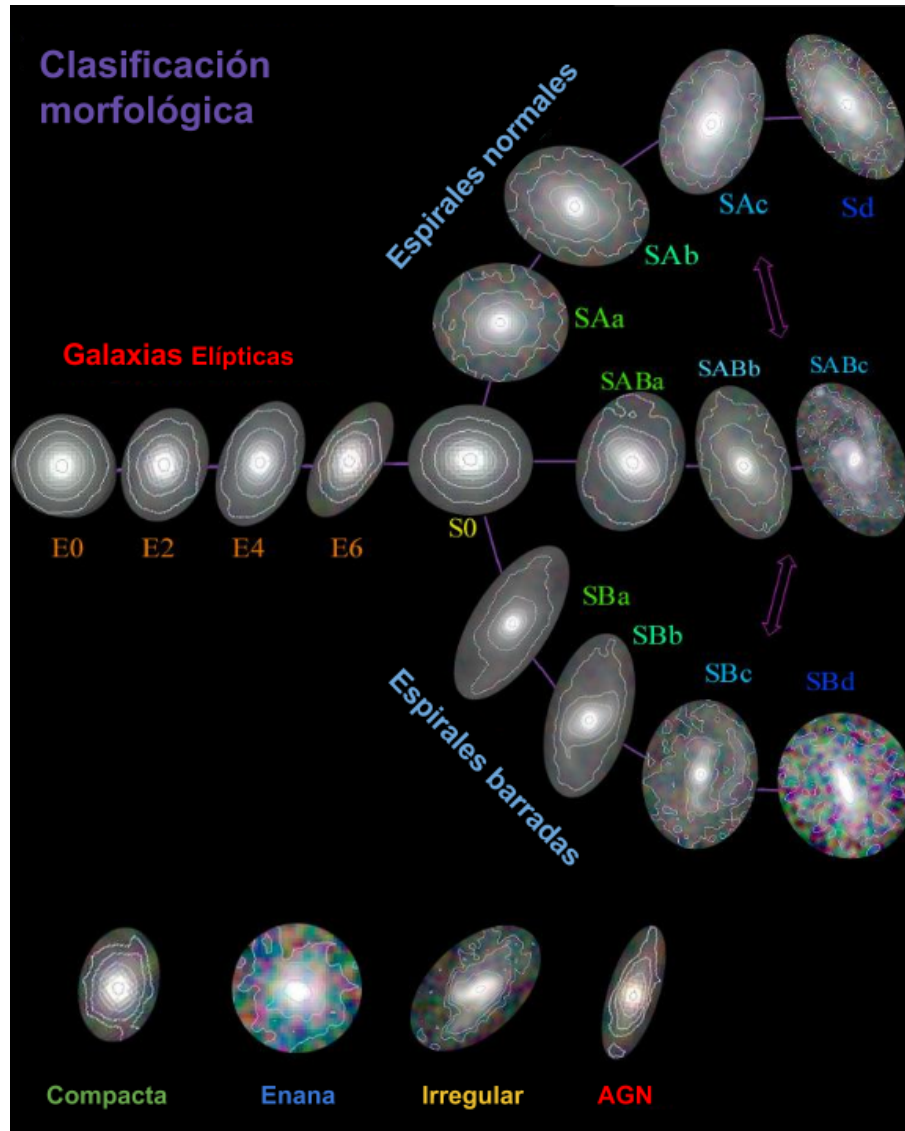


FIGURA 1.4: Clasificación morfológica análoga a la secuencia de Hubble. Las imágenes se crearon combinando filtros  $J$ ,  $H$  y  $K$  de observaciones realizadas por el relevamiento 2MASS. Imagen tomada y modificada de Jarrett (2000).

galaxia espiral tienen las siguientes características: (i) posee un disco soportado por rotación compuesto por estrellas y material interestelar (gas y polvo), (ii) puede presentar una concentración de estrellas en el centro llamado bulbo, el cual se encuentra soportado por dispersión, (iii) puede o no presentar una barra central, y (iv) tiene brazos espirales que nacen del bulbo o de los extremos de la barra central. Los brazos espirales son la característica que distingue a estas galaxias de las lenticulares.

Algo importante a tener en cuenta es que las galaxias no se encuentran aisladas en el Universo, estas están agrupadas formando diferentes sistemas clasificados de acuerdo al número de galaxias que los componen. Desde “pares” de galaxias aisladas pasando por “grupos” de galaxias con decenas de objetos hasta “cúmulos” que pueden estar integrados por miles de galaxias. Por ejemplo, la Vía Láctea se encuentra en un sistema integrado por aproximadamente tres decenas de galaxias denominado “Grupo Local”. Este está compuesto por 3 galaxias espirales gigantes, Vía Láctea, Andrómeda o M31 y del Triángulo o M33, que actúan como centros de gravedad de otras 30 galaxias satélites que las orbitan.

Las galaxias están inmersas en halos de materia oscura cuyos tamaños son en promedio 10 veces el tamaño de las galaxias. Muchas propiedades de las galaxias, especialmente las cinemáticas, están directamente relacionadas con las propiedades de los halos de materia oscura que estas habitan. Este vínculo se debe al hecho de que las galaxias se encuentran en el centro de los pozos de potencial generados por la materia oscura ampliamente dominante. Si toda galaxia esta asociada a un halo entonces estudiar cuantas galaxias de una determinada masa hay en un determinado volumen puede darnos una idea de la misma información de los halos de materia oscura no observables directamente.

### 1.3.2. Función de luminosidad de las galaxias

Una de las herramientas estadísticas fundamentales para describir las poblaciones de galaxias es la “función de luminosidad”. Esta mide el número de galaxias por unidad de volumen y por intervalo de luminosidad o magnitud absoluta, permitiendo estudiar las poblaciones de galaxias comparando funciones de luminosidad de diferentes tipos. Asumiendo que las magnitudes de las galaxias no



se correlacionan con su ubicación en el espacio, Schechter (1976, *Schechter*) encontró analíticamente una función paramétrica que ajusta bastante bien los datos observacionales.

La Fig. 1.5 muestra la función de luminosidad<sup>8</sup> de Baldry, Glazebrook y Driver (2008), donde en lugar de luminosidad o magnitud absoluta esta se grafica en función de la masa estelar de las galaxias. Las cruces rojas representan los datos observacionales de aproximadamente 50 mil galaxias del SDSS (Sloan Digital Sky Survey, York et al. 2000) mientras que la curva a rayas corresponde al ajuste mediante una doble función de *Schechter*. Todas las galaxias de la muestra forman parte del “Universo cercano”, con *redshifts* que van desde 0.0033 hasta 0.05.

Al igual que la función de masa de los halos, se observa un pequeño número de galaxias masivas y una gran cantidad de galaxias de masa baja. La caída que se observa en el extremo débil de la función de luminosidad de la Fig. 1.5 se debe, principalmente, a la subestimación del número de objetos de masa baja debido a las limitaciones observacionales para detectar estas galaxias.

### 1.3.3. Galaxias enanas

Las galaxias enanas son objetos pequeños compuestos a lo sumo por algunos millones de estrellas alcanzando masas estelares  $\lesssim 10^9 M_{\odot}$ . Estos objetos, que apenas superan en masa a los cúmulos globulares, tienen morfologías tan variadas como la población de galaxias en general: elípticas, espirales, irregulares, etc. Esta clasificación de galaxias se basa solamente en el valor de la masa estelar que tenga la galaxia por lo que, en principio, no debería haber diferencias en la formación y evolución de estos objetos en comparación con los objetos más masivos. Sin embargo, existe la idea de que los procesos físicos que intervienen en la formación de las galaxias en general se intensifican en las galaxias enanas, por ejemplo el impacto de la reionización en las historias de formación estelar (Benítez-Llambay et al. 2013). Se debe tener en cuenta que el estudio de estas galaxias es dificultoso tanto observacionalmente debido a las restricciones para observar estos objetos

---

<sup>8</sup>Para no confundir al lector, se sigue llamando “función de luminosidad” a pesar de estar en función de la masa estelar en lugar de la luminosidad.

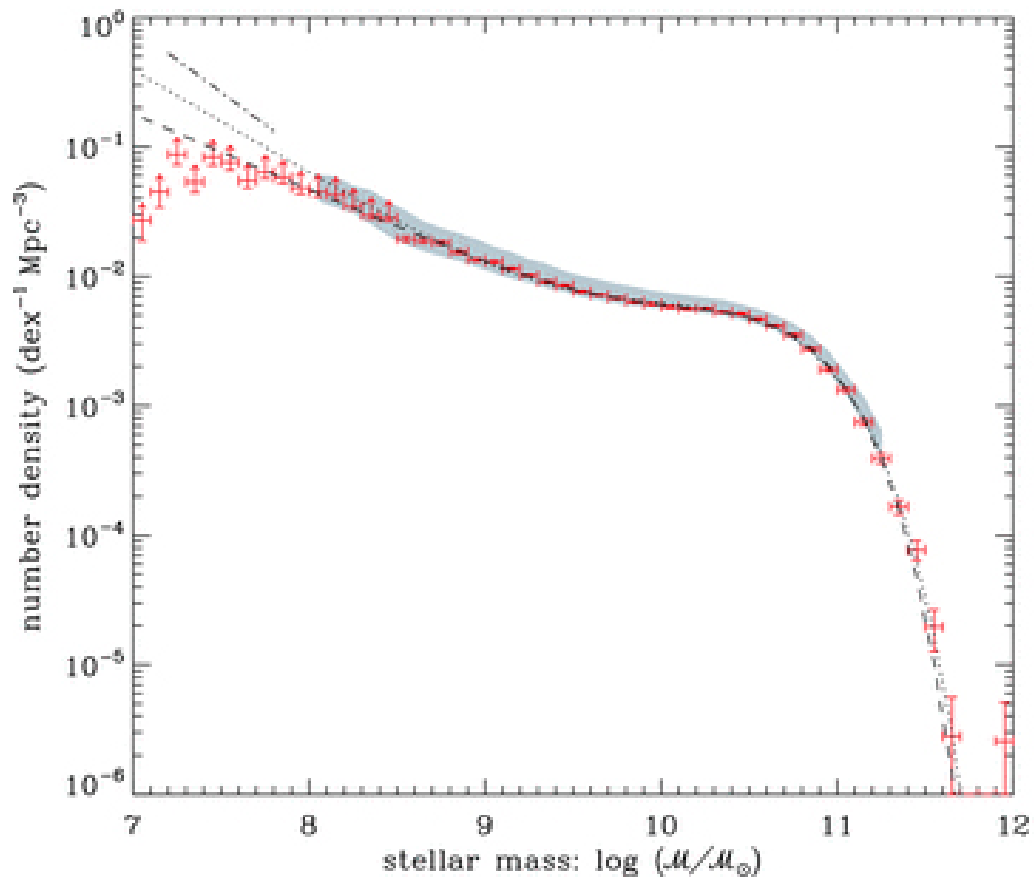


FIGURA 1.5: Función de luminosidad utilizando aproximadamente 50 mil galaxias del SDSS con *redshifts* entre 0.0033 y 0.05. Las cruces rojas representan los datos observacionales y la curva a rayas corresponde a una doble función de *Schechter*. Imagen tomada de Baldry, Glazebrook y Driver (2008).

que usualmente tienen bajo brillo superficial, como teóricamente por las limitaciones en la resolución espacial y numérica.

Las galaxias enanas son muy interesantes y es sustancial entender su formación y evolución por varios motivos. Primero que todo porque dominan en número la población total de galaxias, como se observa en la Fig. 1.5. Segundo porque son los objetos más cercanos a la Vía Láctea, permitiendo tener acceso a datos observacionales de muy alta calidad. Tercero, su estructura, composición química y cinemática plantean un desafío importante a los modelos de formación de galaxias debido a su complejidad. Y por último, parecen poner en tela de juicio el actualmente más aceptado modelo cosmológico  $\Lambda$ CDM.

### Halos de galaxias enanas

Las limitaciones observacionales y teóricas presentes en el estudio de las galaxias enanas han retrasado, respecto a la población más masiva, el entendimiento de la formación y evolución de estos objetos. Los resultados encontrados hasta el momento manifiestan la necesidad de diferenciar las teorías de formación de galaxias enanas del resto de la población más masiva o de repensar el modelo cosmológico  $\Lambda$ CDM.

Dentro de los problemas que plantean las galaxias enanas al paradigma cosmológico actual  $\Lambda$ CDM se encuentra el comúnmente llamado “*missing satellites*”<sup>9</sup>, que surge de la discrepancia entre el número enorme de subestructuras orbitando un halo principal mostrado por las simulaciones numéricas en comparación con el número pequeño de galaxias satélites que se observan, por ejemplo, alrededor de la Vía Láctea (ver por ejemplo, Klypin et al. 1999). Otro desafío es el llamado “*cusp-core*”, el cual señala que los halos de materia oscura de galaxias enanas tienen perfiles centrales de densidad empinados (*cusp*) mientras que las observaciones suponen un perfil central más plano (*core*) (ver por ejemplo, de Blok et al. 2008). Sin embargo, el principal desafío que presenta el paradigma cosmológico actual  $\Lambda$ CDM en escalas pequeñas es el problema conocido como “*too-big-to-fail*” (introducido inicialmente por, Boylan-Kolchin, Bullock y Kaplinghat 2011). Este problema manifiesta las complicaciones de este modelo cosmológico en conciliar simultáneamente la densidad numérica y las propiedades cinemáticas de las

<sup>9</sup>Conocido en español como: Faltante de galaxias satélites.

galaxias enanas. Boylan-Kolchin, Bullock y Kaplinghat (2011), utilizando simulaciones numéricas que reproducen el Grupo Local, encuentran que los halos simulados correspondientes a las galaxias análogas a los satélites de la Vía Láctea son demasiado masivos para reproducir la cinemática observada de estas galaxias.

En cuanto a este último desafío, las soluciones “bariónicas” son las más plausibles dentro del modelo cosmológico  $\Lambda$ CDM, invocando modificaciones a la abundancia y estructura interna de los halos de materia oscura debido a procesos bariónicos. No es el propósito de esta Tesis buscar o analizar tales procesos, sino que uno de los fines es el de mostrar que el problema *too-big-to-fail* no afecta solamente a las galaxias satélites sino que también afecta a todas las galaxias con masas estelares bajas. Por lo tanto, cualquier solución al problema debe ser aplicable en el contexto tanto de galaxias satélites como de campo.

## 1.4. La relación de Tully-Fisher y la eficiencia de formación de galaxias

Hasta el momento se han descrito las propiedades de halos y galaxias en forma separada en las Secciones anteriores ( 1.2 y 1.3, respectivamente), pero es necesario vincularlos mutuamente para lograr un entendimiento acabado de los procesos de formación intervinientes. Estos objetos se encuentran tan ligados que las propiedades intrínsecas de cada uno brinda información sustancial de las propiedades del otro. Debido a que la materia oscura no emite, o por lo menos no la suficiente, radiación electromagnética es la galaxia la que aporta observacionalmente información acerca del sistema galaxia-halo.

En esta Sección, la cual lleva el nombre del título de la Tesis, se describen dos relaciones fundamentales de la astronomía extragaláctica utilizadas en este trabajo para poner a prueba el modelo de materia oscura fría con constante cosmológica  $\Lambda$ CDM. Estas tienen en común la masa estelar de la galaxia, la cual correlaciona fuertemente con la velocidad de rotación (Tully-Fisher) y con la masa del halo de materia oscura (eficiencia de formación de galaxias). Un análisis profundo de estas dos relaciones fundamentales debe tener una parte teórica y otra observacional. Por la parte teórica, es indispensable contar con simulaciones hidrodinámicas cosmológicas que sean capaces de reproducir fidedignamente la estructura

en gran escala del Universo y de resolver subestructuras galácticas con buena resolución. Y observacionalmente, lo único que se necesita y que podemos medir bien son curvas de rotación de una muestra considerable de galaxias disco o, en su defecto, la velocidad de rotación medida en algún radio característico y su luminosidad (o masa).

### 1.4.1. Relaciones de escala

Se denomina relación de escala a toda aquella correlación existente entre diferentes parámetros que representen propiedades fundamentales de las galaxias como tamaño, luminosidad, masa, velocidad de rotación, etc. Que estos parámetros correlacionen incluso cuando se analizan galaxias que se encuentran en el Universo disociadas las unas de las otras, habla de la similitud en los procesos que intervienen en la formación de las galaxias. Comprender a qué y por qué se deben estas relaciones ayuda a formular una teoría acertada de formación de galaxias.

Depende del tipo morfológico de las galaxias, qué propiedades son las que se utilizan para conformar las relaciones de escala. Para galaxias elípticas y lenticulares se tienen tres relaciones fundamentales que conforman el llamado “plano fundamental”: luminosidad vs. tamaño, luminosidad vs. velocidad de dispersión central y tamaño vs. velocidad de dispersión central (ver por ejemplo, Djorgovski y Davis 1987). Para el caso de galaxias espirales también son estas tres relaciones las más importantes, con la única diferencia de que en lugar de utilizar la velocidad de dispersión central se utiliza la velocidad de rotación del disco medida en algún radio característico. A continuación se hace hincapié en las relaciones de escala de galaxias espirales, ya que son estas las que dan parte del marco teórico a esta Tesis.

La Fig. 1.6 muestra las relaciones de escala para una muestra de 1.303 galaxias espirales (Courteau et al. 2007). La línea negra en cada panel representa un ajuste lineal a la totalidad de la muestra (todos los tipos morfológicos), mientras que las líneas a rayas corresponden a una variación  $\pm\sigma$ . Estas relaciones de escala resumen que: (i) cuanto mayor es el tamaño de la galaxia mayor es la velocidad a la que esta rota (panel inferior derecho), (ii) mientras más luminosa es una galaxia mayor es su tamaño (panel inferior izquierdo), y (iii) a mayor luminosidad mayor es la velocidad de rotación de la galaxia (panel superior izquierdo).

Para orientar al lector, la Vía Láctea es una Galaxia espiral barrada (SBbc) según la secuencia morfológica de Hubble, tiene una velocidad de rotación de aproximadamente  $220 \text{ km s}^{-1}$ , un radio de escala<sup>10</sup> de 3.5 kpc y una luminosidad aproximadamente de  $2 \times 10^{10} L_{\odot}$  (Binney y Tremaine 1987). Estos valores, posicionan a la Vía Láctea como una Galaxia espiral típica.

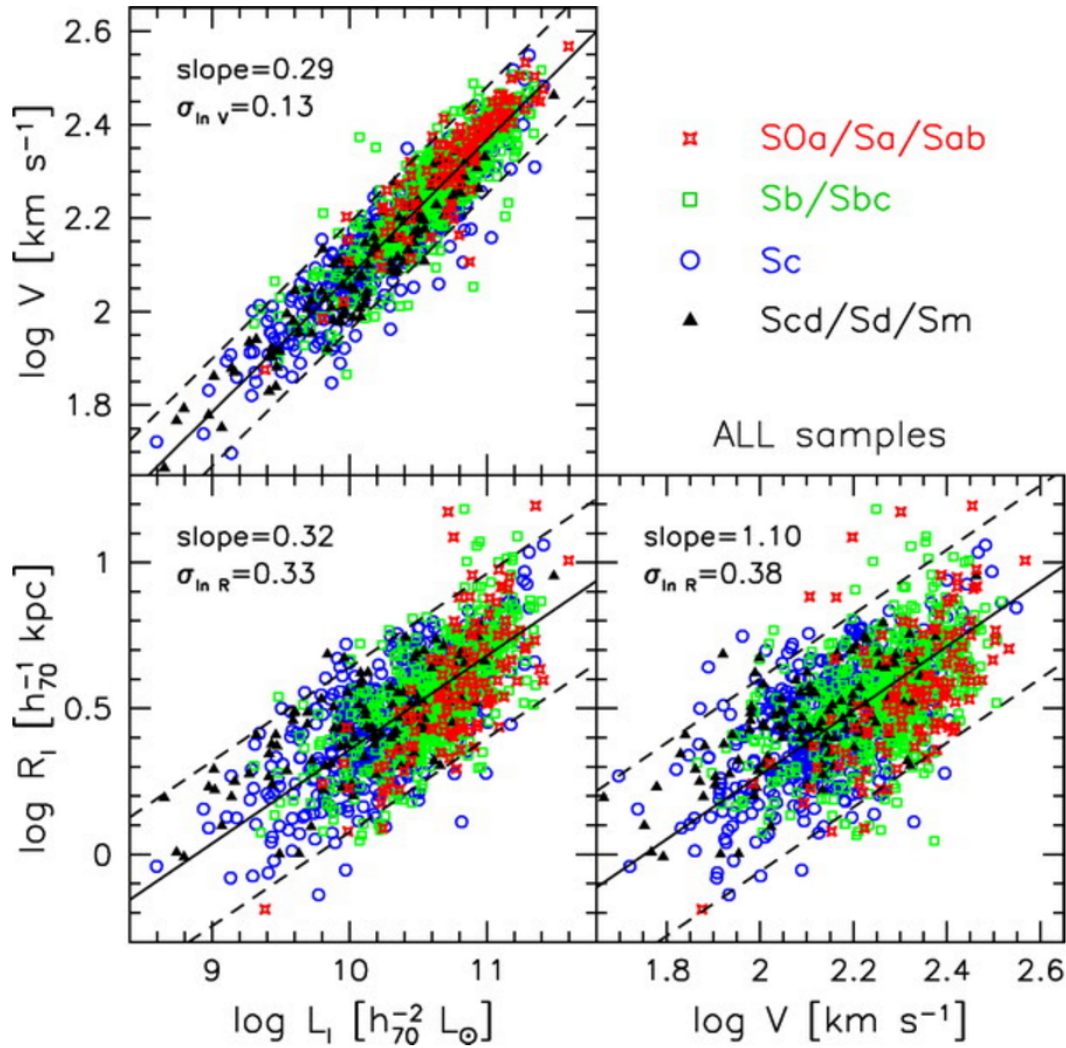


FIGURA 1.6: Relaciones de escala para cuatro tipos morfológicos de galaxias espirales según la clasificación de Hubble. Las líneas a rayas corresponden a  $\pm\sigma$  de cada ajuste lineal. Imagen tomada de Courteau et al. (2007)

Es evidente de la Fig. 1.6 que de las tres relación de escala, la de Tully-Fisher es la más fuerte y con menor dispersión, convirtiéndola en la más estudiada.

<sup>10</sup>Radio para el cual el brillo superficial cae un factor  $e^{-1}$ .

### Relación de Tully-Fisher

La relación de Tully-Fisher nació como un indicador de distancia de gran alcance (Tully y Fisher 1977). Se estudió durante mucho tiempo su dependencia con la longitud de onda y cómo esta afectaba la pendiente, ordenada al origen y dispersión de la relación. Se ha convertido en una herramienta fiable para evaluar la confiabilidad de modelos semi-analíticos y simulaciones hidrodinámicas cosmológicas. Esta relación sigue una ley de potencia

$$L \propto V^\alpha, \quad (1.3)$$

donde  $L$  es la luminosidad de la galaxia,  $V$  su velocidad de rotación y  $\alpha$  corresponde a la pendiente y cuyo valor se encuentra entre 3 y 4.

Como se mencionó anteriormente, ésta correlaciona la luminosidad de una galaxia con su velocidad de rotación, mostrando que las galaxias más luminosas son las que tienen velocidades de rotación más altas. Actualmente suele utilizarse la masa estelar de la galaxia en lugar de la luminosidad, lo que permite una comparación más directa entre observaciones y simulaciones. Por un lado, la luminosidad o masa estelar nos da información puramente de la galaxia, de la componente bariónica del sistema galaxia-halo. Por otro lado, la velocidad de rotación asignada a una galaxia tiene asociada indefectiblemente la contribución tanto de la parte bariónica como la de materia oscura ya que ambas aportan masa al sistema rotante. Por lo tanto, la relación de Tully-Fisher correlaciona, encubiertamente, propiedades de la galaxia con propiedades de su halo de materia oscura. Esto es importante no sólo porque su estudio permite inferir propiedades del halo, que al estar compuesto de materia no radiante imposibilita su observación, sino también porque es una excelente herramienta que permite evaluar los sistemas galaxia-halo simulados en simulaciones hidrodinámicas cosmológicas y modelos semi-analíticos.

#### 1.4.2. Coincidencia de abundancias

La función de masa de los halos (Fig. 1.2) y la función de luminosidad de las galaxias (Fig. 1.5) miden la abundancia, por unidad de volumen e intervalo de

masa, de estos objetos en el Universo. Si la idea de que cada una de las galaxias vive en un halo de materia oscura (incluidos los subhalos) es correcta, entonces se puede combinar de alguna manera estas dos funciones con el propósito de saber cuál galaxia le corresponde a cuál halo. A modo ilustrativo, la Fig. 1.7 combina la función de luminosidad de las galaxias (Fig. 1.5, Baldry, Glazebrook y Driver 2008) con la función de masa de los halos (Fig. 1.2, Angulo et al. 2012).

La técnica de coincidencia de abundancia<sup>11</sup> asigna de manera sencilla qué galaxia le corresponde a qué halo. Se basa en la idea de que la masa estelar correspondiente a la densidad numérica de las  $n$  galaxias más masivas se corresponde con la masa virial correspondiente a la misma densidad numérica. Dicho de otra manera, se ordenan los halos (galaxias) de acuerdo a su masa virial (estelar) y se fusionan estas dos listas asignándole al halo más masivo la galaxia más masiva, al segundo halo más masivo la segunda galaxia más masiva y así sucesivamente. El resultado final de este procedimiento es una relación estrecha entre las masas estelares de las galaxias y las masas viriales de sus correspondientes halos de materia oscura.

El panel superior de la Fig. 1.8 muestra el resultado de aplicar la técnica de coincidencia de abundancias (Guo et al. 2010) utilizando masas estelares de aproximadamente 500 mil galaxias del SDSS (publicadas en, Li y White 2009a) y masas viriales de halos de las simulaciones Millennium y Millennium II. De esta manera, (Guo et al. 2010) encuentran una estrecha relación entre la masa estelar y la masa virial con una pendiente muy pronunciada en el extremo de masas bajas. Por ejemplo, para la Vía Láctea que tiene una masa estelar aproximadamente de  $5 \times 10^{10} M_{\odot}$  le corresponde un halo de  $\sim 2 \times 10^{12} M_{\odot}$ .

Si bien existen otras maneras de encontrar la relación entre la masa estelar de las galaxias y las masas viriales de los halos, por ejemplo utilizando modelos semi-analíticos (ver por ejemplo, Guo et al. 2011), la técnica de coincidencia de abundancia es la forma más sencilla y popular. En los últimos años diferentes autores han aplicado esta técnica utilizando diferentes relevamientos observacionales y simulaciones numéricas cosmológicas, incluso estudiando su comportamiento con el *redshift* (ver por ejemplo, Moster et al. 2010; Behroozi et al. 2013).

<sup>11</sup>Conocida en Inglés como: Abundance matching technique.



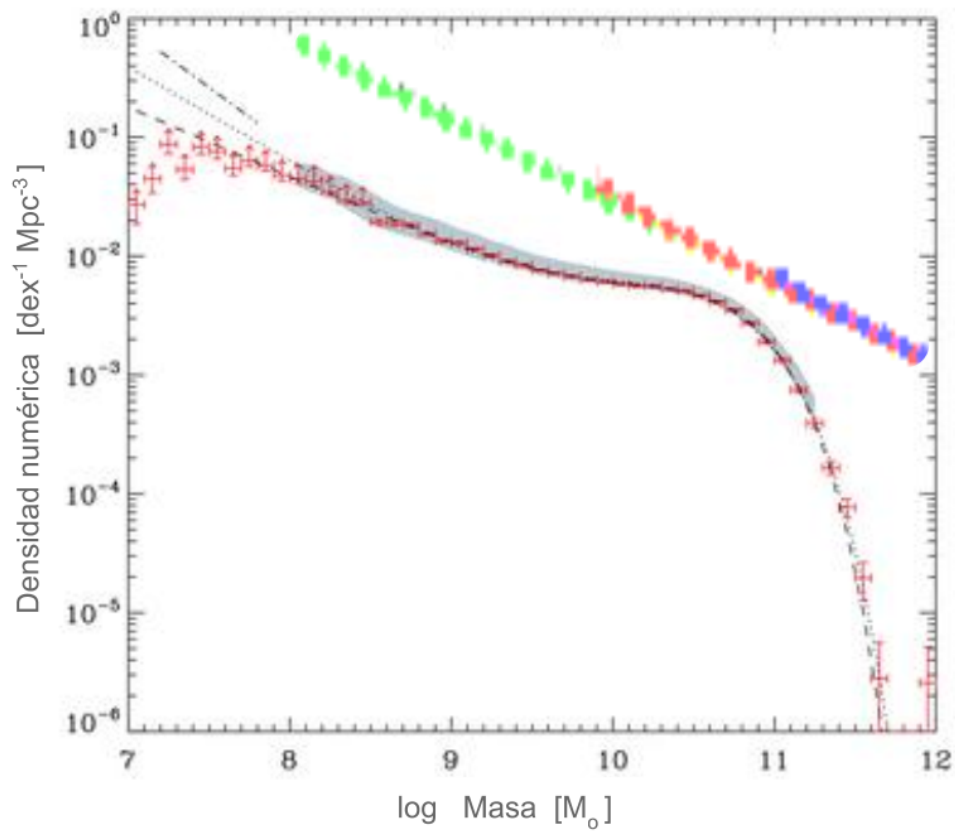


FIGURA 1.7: Combinación de la función de masa de los halos (Fig. 1.2) y la función de luminosidad de las galaxias (Fig. 1.5). Imagen creada a partir de la combinación de: (Fig. 1.2, Angulo et al. 2012) y (Fig. 1.5, Baldry, Glazebrook y Driver 2008).

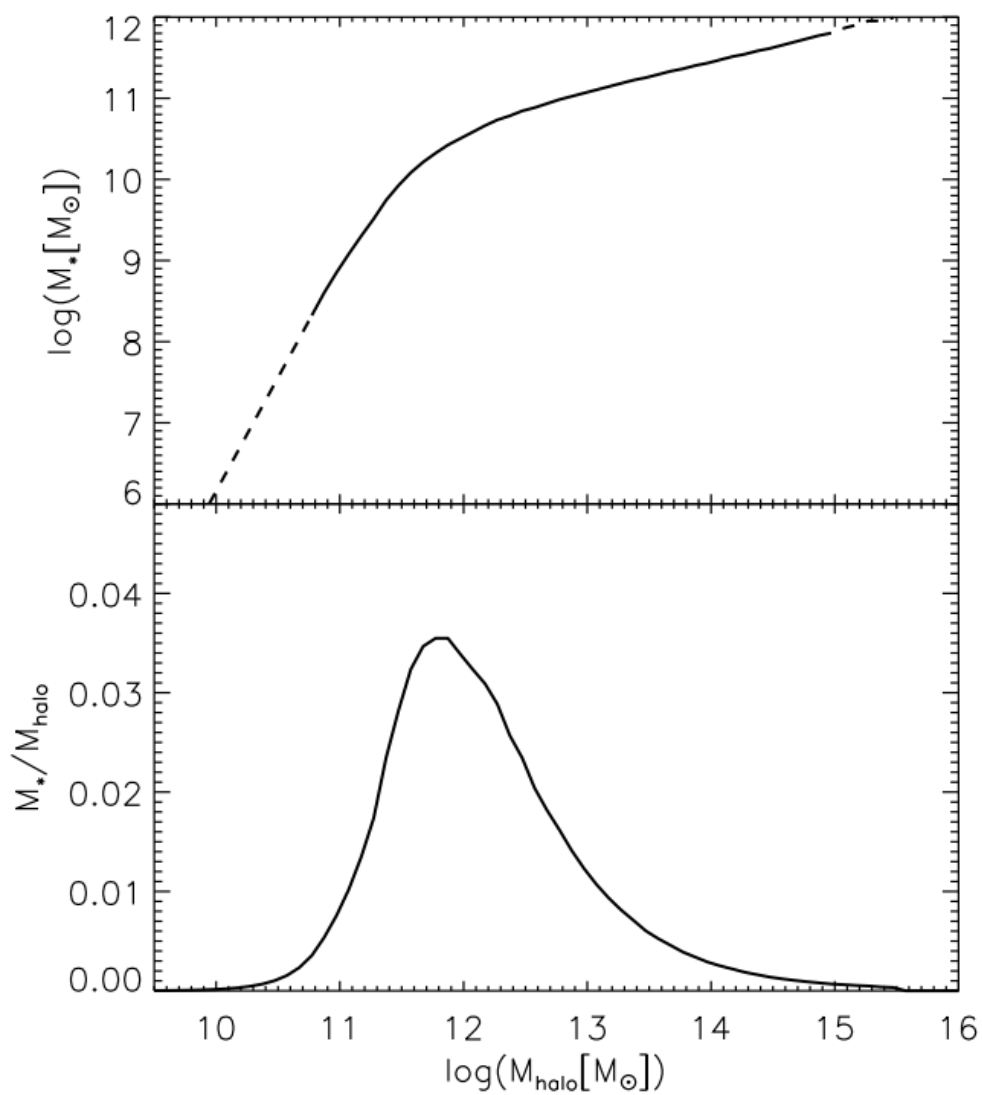


FIGURA 1.8: Panel superior: relación entre la masa estelar de la galaxia y la masa virial del halo derivada de la técnica de coincidencia de abundancias. Panel inferior: cociente entre la masa estelar y la masa virial en función de la masa virial (eficiencia de formación de galaxias). Imagen tomada de (Guo et al. 2010).

## Eficiencia de formación de galaxias

Un modo diferente de ver la relación entre la masa estelar y la masa virial de los sistemas galaxia-halo es normalizando la masa estelar de la galaxia por la masa virial del halo correspondiente. Eso se muestra en el panel inferior de la Fig. 1.8, es decir, el cociente entre las masas estelar y virial en función de la masa virial. Esta manera sutilmente diferente de mostrar esta relación tiene un sentido astrofísico de fondo más interesante, la eficiencia de formación de galaxias.

La eficiencia en la formación de galaxias tiene un pico central en  $\sim 6 \times 10^{11} M_{\odot}$ , mostrando que estos son los halos que han tenido la mayor eficiencia en la recolección de bariones, es decir, en la formación de galaxias. Hacia los extremos la función decae rápidamente, para el extremo masivo posiblemente debido al *feedback*<sup>12</sup> de AGN<sup>13</sup> (ver por ejemplo, Croton et al. 2006; Bower et al. 2006) y para el extremo de masas bajas la escasa eficiencia puede deberse al *feedback* de supernova (ver por ejemplo, Larson 1974).

## 1.5. Esquema de la Tesis

Esta Tesis esta dividida en cuatro Capítulos y un Apéndice. Se resume brevemente a continuación el contenido de cada uno.

- En el Capítulo 2 se analiza la habilidad del modelo cosmológico  $\Lambda$ CDM de reproducir la eficiencia de formación de galaxias utilizando las curvas de rotación de galaxias observadas. El ajuste de un modelo teórico de velocidad circular a estas curvas de rotación permite inferir la masa total del halo, que luego es comparada con las masas predichas teóricamente. Se presta especial atención a las galaxias enanas, donde el modelo cosmológico  $\Lambda$ CDM tiene sus principales falencias.
- En el Capítulo 3 se vincula la relación de Tully-Fisher y la eficiencia en la formación de galaxias, esta vez dejando de lado las galaxias enanas. Se utilizan simulaciones hidrodinámicas cosmológicas para estudiar qué criterios deben cumplirse para un correcto ajuste de estas dos relaciones, haciendo

---

<sup>12</sup>Conocido en español como: Realimentación.

<sup>13</sup>Núcleo galáctico activo, por sus siglas en Inglés.

hincapié en el papel fundamental que tiene el tamaño de las galaxias. También se analiza la pendiente, ordenada al origen y dispersión de la relación de Tully-Fisher y su evolución con el *redshift*.

- En el Capítulo 4 se vuelve sobre las galaxias enanas, esta vez para analizar la relación de Tully-Fisher bariónica<sup>14</sup>. Se hace un análisis semejante al del Capítulo 3 utilizando otras simulaciones hidrodinámicas cosmológicas de menor volumen, en ambos casos se utilizan datos observacionales.
- En el Apéndice A se explican brevemente los modelos de contracción utilizados en esta Tesis. Estos modelos permiten cuantificar la contracción que sufren los halos de materia oscura cuando los bariones se redistribuyen formando una galaxia en sus centros.

---

<sup>14</sup>En lugar de la masa estelar, se utiliza la masa bariónica (gas + estrellas).

## Capítulo 2

### Halos de Materia Oscura de Galaxias Enanas: ¿Un Desafío para el Modelo Cosmológico $\Lambda$ CDM?

**RESUMEN**<sup>1</sup> En escalas galácticas y subgalácticas la función de masa de los halos de materia oscura fría es mucho más empinada que la función de masa estelar de las galaxias. Esta diferencia suele reconciliarse asumiendo que la eficiencia de formación de galaxias cae abruptamente a medida que la masa de los halos de materia oscura disminuye, por lo que en la práctica no se forman galaxias enanas en halos menos masivos que  $10^{10} M_{\odot}$ . Esto implica que, en cualquier radio dado, la masa de materia oscura que encierra a la galaxia debe exceder un cierto mínimo. Se utilizan curvas de rotación de galaxias enanas compiladas de la literatura para explorar si la masa que estas encierran es consistente con esta limitación. Se encuentra que casi la mitad de las galaxias enanas de la muestra, con masas estelares en el rango de  $10^6 < M_{\text{gal}}/M_{\odot} < 10^7$ , están en desacuerdo con esta restricción: ya sea porque viven en halos con masas sustancialmente por debajo de  $10^{10} M_{\odot}$  o porque existe un mecanismo capaz de reducir la masa de materia oscura encerrada por algunas de las galaxias enanas más débiles. Ninguna de estas posibilidades se adecua fácilmente en el escenario estándar  $\Lambda$ CDM. Extender la formación de galaxias a halos de materia oscura con masas por debajo de  $10^{10} M_{\odot}$  daría lugar a un gran número de galaxias enanas que excedería las estimaciones actuales; al mismo tiempo, la masa estelar extremadamente baja de los sistemas implicados hace que sea poco probable que los efectos bariónicos puedan reducir el contenido de materia oscura. La solución a este desafío parece requerir nuevas ideas sobre la formación de galaxias enanas, o tal vez una revisión radical del paradigma prevaleciente  $\Lambda$ CDM?

---

<sup>1</sup>Basado en: Ferrero I., Abadi M. G., Navarro J. F., Sales L. V., Gurovich S. MNRAS, 425, 281 (2012).



## 2.1. Introducción

Las simulaciones de N-cuerpos y los modelos teóricos han permitido establecer las predicciones para la función de masa de halos de materia oscura en el paradigma cosmológico actual  $\Lambda$ CDM (Press y Schechter 1974; Sheth, Mo y Tormen 2001; Jenkins et al. 2001; Springel et al. 2005). En escalas galácticas y subgalácticas, esta función de masa de halos es mucho más empinada que la función de masa estelar de galaxias, lo que sugiere una relación no lineal compleja entre la masa de una galaxia y la del halo que la rodea.

La necesidad de esta correspondencia no lineal fue reconocida en los primeros intentos de modelar la formación jerárquica de galaxias (por ejemplo, White y Rees 1978), y se ha pensado tradicionalmente que la “eficiencia” de la formación de galaxias (es decir, la fracción de bariones dentro de un halo que se convierten en estrellas y conforman la galaxia) decrece de manera constante con la disminución de masa del halo de modo que efectivamente pocas galaxias se forman en halos por debajo de cierta masa mínima. Con ligeras variaciones, esta hipótesis ha sido el principio básico de los modelos semi-analíticos de formación de galaxias (por ejemplo, Kauffmann, White y Guiderdoni 1993; Cole et al. 1994; Somerville y Primack 1999), y apuntala la mayoría de los intentos de conciliar la pendiente poco pronunciada de la función de luminosidad de las galaxias con la pendiente empinada de la función de masa de los halos.

Los últimos resultados del relevamiento Sloan Digital Sky Survey (SDSS) han ampliado el rango en masa de la función de masa estelar de las galaxias hasta  $\sim 10^7 M_{\odot}$  (Baldry, Glazebrook y Driver 2008; Li y White 2009b), dando lugar a restricciones aún más estrictas sobre la forma en que las galaxias pueblan los halos de masa baja. Por ejemplo, usando cualquier técnica simple de coincidencia de abundancias o un modelo estricto semi-analítico aplicado a grandes simulaciones cosmológicas de N-cuerpos, Guo et al. (2010) concluyen que las galaxias con masa estelar,  $M_{\text{gal}}$ , superiores a  $\sim 10^6 M_{\odot}$  deben habitar halos con masa virial<sup>2</sup>,  $M_{200}$ , superiores a  $10^{10} M_{\odot}$ .

El descenso abrupto de la eficiencia de la formación de galaxias cerca de esta masa mínima del halo implica que la mayoría de las galaxias débiles deben estar

<sup>2</sup>Todas las cantidades viriales fueron computadas considerando una esfera con una densidad media 200 veces la densidad crítica del Universo,  $\rho_{\text{crit}} = 3H^2(z)/8\pi G$ .

rodeadas por halos que abarcan un rango de masas pequeño. Por ejemplo, en el modelo de Guo et al. (2010) las masas de los halos de galaxias enanas con masas estelares en el rango  $10^6 < M_{\text{gal}}/M_{\odot} < 10^8$  difieren en menos de un factor  $\sim 5$ . Estos resultados proporcionan predicciones fácilmente comprobables que han suscitado cierta tensión en la interpretación teórica de los datos disponibles sobre las galaxias enanas.

Ya que las galaxias enanas tienden a estar dominadas por materia oscura, el hecho de tener halos similares significa que su velocidad de rotación debe aproximarse a un valor característico del orden de  $30 \text{ km s}^{-1}$ , que es la velocidad virial correspondiente a un halo  $\sim 10^{10} M_{\odot}$ . Esto daría lugar a un gran número de galaxias enanas con esta velocidad característica o, equivalentemente, en una dependencia muy pronunciada del número de galaxias para una dada velocidad de rotación (es decir, la función de velocidad), efecto que puede buscarse fácilmente en los relevamientos de hidrógeno neutro HI como HIPASS (Barnes et al. 2001) o ALFALFA (Giovanelli et al. 2005). Sin embargo, la “función de velocidad” de las galaxias de este tipo es mucho menos pronunciada de lo esperado en el escenario descrito anteriormente, y no muestra signos de una velocidad característica (Zwaan, Meyer y Staveley-Smith 2010; Papastergis et al. 2011).

Un problema afín está planteado por Boylan-Kolchin, Bullock y Kaplinghat (2011) en el contexto de los satélites de la Vía Láctea. Estos autores señalan que la cinemática y estructura de galaxias enanas esferoidales (dSph) sugieren que habitan halos con velocidades circulares muy por debajo de  $30 \text{ km s}^{-1}$ . Esto representa un desafío no solo porque significaría que las galaxias se forman en halos de masa baja sino también porque, según las últimas simulaciones de N-cuerpos, halos de tamaños similares al de la Vía Láctea deben alojar varios sub-halos masivos que no han podido formar satélites visibles (ver por ejemplo, Parry et al. 2012; Boylan-Kolchin, Bullock y Kaplinghat 2012; di Cintio et al. 2011; Vera-Ciro et al. 2012).

En principio, estas dificultades se pueden explicar con argumentos razonables. Por ejemplo, las galaxias enanas esferoidales compañeras de la Vía Láctea probablemente han estado orbitando en el campo de marea de la Galaxia durante varios miles de millones de años. Su contenido de materia oscura podría haber sido afectado por fuerzas de marea, lo que dificulta la interpretación de la masa



inferida para sus halos. También hay que tener en cuenta que el conflicto aparente se refiere a un pequeño número de objetos, y por lo tanto esta sujeto a una incertidumbre sustancial. Estimaciones confiables de masa están disponibles solo para nueve dSph de la Vía Láctea, y la comparación teórica se basa solamente en siete simulaciones del halo en el modelo cosmológico  $\Lambda$ CDM, seis del proyecto Aquarius (Springel et al. 2008), mas la simulación Vía Láctea (Diemand, Kuhlen y Madau 2007). Por lo tanto, existe la posibilidad de que la Vía Láctea sea simplemente un caso atípico, ya sea en cuanto a la masa del halo o en el contenido de subhalos (Wang et al. 2012).

Además, como discuten en Papastergis et al. (2011), la discrepancia en la función de velocidad podría explicarse si la velocidad de rotación del gas subestima sistemáticamente la velocidad circular del halo de materia oscura que la rodea. Esto puede ocurrir si el tamaño de la galaxia es pequeño en comparación con el radio donde el halo alcanza su velocidad característica (Stoehr et al. 2002). De hecho, la velocidad circular del halo de materia oscura fría crece gradualmente con el radio (Navarro, Frenk y White 1996, de aquí en adelante NFW): un halo típico de  $10^{10} M_{\odot}$  alcanza su velocidad máxima ( $\sim 37 \text{ km s}^{-1}$ ) a una distancia del centro  $r \approx 5\text{-}6 \text{ kpc}$ , un radio mayor que el tamaño de las galaxias enanas mas débiles. La numerosa cantidad de galaxias con velocidades de rotación por debajo de la velocidad característica esperada podría reflejar el hecho de que galaxias pequeñas trazan la parte ascendente de la curva de velocidad circular del halo.

Esta hipótesis se puede comprobar de forma explícita si hubiera disponibles curvas de rotación espacialmente resueltas, para galaxias donde la inclinación esta bien delimitada por una buena fotometría o mediante datos del campo de velocidad integral. Desafortunadamente, las galaxias enanas generalmente no están resueltas en los catálogos realizados con una sola antena como ALFALFA, y los datos fotométricos disponibles son insuficientes para estimar con precisión el valor de la inclinación necesaria para convertir los anchos de la velocidad (línea de absorción de HI) en estimaciones de velocidad circular.

Se abordan estos temas mediante el uso de una recopilación de datos de la literatura de galaxias con curvas de rotación resueltas espacialmente y con datos fotométricos de calidad. Dado que nuestro interés radica en la escala de galaxias enanas, el conjunto de datos comprende principalmente galaxias enanas irregulares relativamente aisladas extraídas de ocho estudios recientes. Los datos son

heterogéneos, pero cubren una amplia gama de masas estelares galácticas, desde  $10^6$  hasta  $10^{10} M_{\odot}$ , y por lo tanto pueden dar una idea si las masas de los halos están en acuerdo con las predicciones del modelo. Este capítulo está organizado de la siguiente manera: Se describe la recopilación de datos en la Sección 2.2, se presentan los resultados en la Sección 2.3, y se resumen las principales conclusiones en la Sección 2.4.

## 2.2. Datos observacionales

Los principales datos utilizados en el análisis son curvas de rotación medidas en HI y masas estelares (o magnitudes absolutas) de galaxias extraídas de la literatura. La muestra que se utiliza contiene 7 galaxias de Côté, Carignan y Freeman (2000), 69 de McGaugh (2005), 29 de Begum et al. (2008b)<sup>3</sup>, 5 de Oh et al. (2011), 70 de Swaters et al. (2009), 5 de Trachternach et al. (2009) y 25 de Wolf et al. (2010). También se incluyen 11 galaxias de Stark, McGaugh y Swaters (2009) que no se encontraban en ninguna de las muestras mencionadas anteriormente.

El interés se centra principalmente en la masa de materia oscura total encerrada dentro de la galaxia, por lo que en la práctica se utiliza el punto más exterior de la curva de rotación, caracterizado por el radio correspondiente,  $r_{\text{out}}$ , y velocidad de rotación  $V_{\text{rot}}$  en dicho punto,  $V_{\text{out}} = V_{\text{rot}}(r_{\text{out}})$ . En la mayoría de los casos, esta es también la medida de la velocidad máxima de rotación de la galaxia, ya que las curvas de rotación tienden a ser crecientes o planas en las regiones externas. En algunos casos raros de galaxias con curvas de rotación peculiares (como un fuerte decrecimiento en la parte externa) se escogieron el radio y la velocidad del máximo de la curva de rotación. Como se verá más adelante, ésta es una elección conservadora para el propósito de nuestro análisis.

Las galaxias de Wolf et al. (2010) carecen de datos de la curva de rotación, pero estos autores han proporcionado la masa total,  $M_{1/2}$ , encerrada dentro del radio que contiene la mitad de la luz,  $r_{1/2}$ : se adopta entonces este radio y la velocidad correspondiente,  $V_{1/2} = (GM_{1/2}/r_{1/2})^{1/2}$ , como una estimación de  $r_{\text{out}}$ , y  $V_{\text{out}}$ , respectivamente. Las curvas de rotación completas de las galaxias de Begum et al.

<sup>3</sup> Información complementaria de estas galaxias fue sacada de una muestra más completa presentada previamente por Begum et al. (2008a).

(2008a) y Begum et al. (2008b) no han sido publicadas, pero si se encuentra en su trabajo los valores de  $r_{\text{out}}$  y  $V_{\text{out}}$ .

El análisis también hace uso de la masa estelar total de las galaxias,  $M_{\text{gal}}$ , para lo cual se adoptan los valores citados en cada uno de los trabajos de cada galaxia. Cuando estos no están disponibles, se estima la masa estelar a partir de la magnitud absoluta en la banda fotométrica  $B$ ,  $R$  o  $V$  (según disponibilidad), asumiendo la relación masa luminosidad de Bell y de Jong (2001) consistente con los colores promedios de las galaxias de la muestra:  $\gamma_B = 0.5$ ,  $\gamma_R = 1$  y  $\gamma_V = 2$  en unidades solares. Se hace hincapié en que esto no es crítico para el análisis, ya que la mayoría de las galaxias enanas están dominadas en gran medida por materia oscura: se ha probado con el aumento y disminución de  $\gamma$  en un factor dos y ninguna de las conclusiones se ve afectada por estos cambios.

## 2.3. Análisis

La curva continua del panel izquierdo de la Fig. 2.1 muestra la relación entre las masas del halo y de la galaxia encontrada por Guo et al. (2010) asumiendo que la abundancia de halos de materia oscura con una masa virial,  $M_{200}$ , puede asignarse de manera monótona a la abundancia de galaxias con una masa estelar,  $M_{\text{gal}}$ . A pesar de la sencillez de esta técnica de coincidencia de abundancias, un modelo semi-analítico mas sofisticado (Guo et al. 2011) produce resultados muy similares, como muestran los triángulos llenos en la misma figura. La curva de punto y raya ilustra la masa de las galaxias que corresponde a todos los bariones disponibles dentro del radio virial, asumiendo la fracción bariónica universal,  $f_{\text{bar}} = \Omega_b/\Omega_M = 0.171$ .

La relación  $M_{\text{gal}}-M_{200}$  en la Fig. 2.1 muestra claramente la fuerte caída de la eficiencia en la formación de galaxias a medida que la masa del halo disminuye: la masa bariónica de un halo de  $M_{200} = 10^{11} M_{\odot}$  es  $f_{\text{bar}} M_{200} = 1.7 \times 10^{10} M_{\odot}$  pero normalmente alberga una galaxia de  $10^9 M_{\odot}$  conteniendo  $\sim 6\%$  de sus bariones en forma de estrellas. Por otro lado, una galaxia de  $10^6 M_{\odot}$  habitando un halo de  $10^{10} M_{\odot}$  contendría simplemente  $0.06\%$  de sus bariones disponibles.

Por lo tanto, la mayoría de las galaxias enanas (entendidas aquí como aquellas que tienen  $M_{\text{gal}} \lesssim 10^9 M_{\odot}$ ) deben estar rodeadas de un halo con un rango de masa bastante reducido que abarque menos de un orden de magnitud en  $M_{200}$ , o poco más de un factor 2 en la velocidad circular. Existen pocos indicios de tal escala característica en la relación Tully-Fisher de las galaxias de la muestra (ver por ejemplo, Begum et al. 2008b). Esto se ilustra en el panel derecho de la Fig. 2.1, donde se grafica la velocidad de rotación externa,  $V_{\text{out}}$ , en función de la masa estelar  $M_{\text{gal}}$ . No hay signo evidente de convergencia a una velocidad característica en los datos, los cuales abarcan aproximadamente cinco ordenes de magnitud en masa estelar (ver, McGaugh y Wolf 2010).

En el marco del modelo cosmológico estándar  $\Lambda$ CDM, las estructuras casi auto-similares de halos de materia oscura permiten una exploración independiente de la masa del halo basándose en la curva de rotación de una galaxia. Esto se ilustra en la Fig. 2.2, donde las curvas negras continua y a rayas representan los perfiles de velocidad circular de dos halos NFW con una masa virial de  $10^{10}$  y  $10^9 M_{\odot}$ , respectivamente. El parámetro de concentración  $c$ , definido como el cociente entre el radio virial  $R_{200}$  y el radio de escala  $R_s$  ( $c = R_{200}/R_s$ ), de cada uno de los halos ( $c = 10.8$  y  $13.4$ , respectivamente) se elige para ser consistente con los resultados encontrados por Neto et al. (2007), corregido con los últimos valores de los parámetros cosmológicos de Duffy et al. (2008). Cuanto más masivo es un halo más grande es la velocidad circular en todos los radios. La diferencia es pequeña en radios chicos ya que la velocidad circular tiende a cero en el origen, pero se hace más apreciable a radios más grandes. Por lo tanto, las curvas de rotación que se extienden lo suficientemente lejos con el radio están dando pruebas acerca de la masa virial del halo.

La Fig. 2.2 muestra además las curvas de rotación de dos galaxias enanas. El panel de la izquierda muestra UGC 7559, una galaxia con masa estelar  $M_{\text{gal}} \approx 1.7 \times 10^7 M_{\odot}$  (Swaters 1999); el panel de la derecha muestra SDIG (galaxia enana irregular de la constelación de Sagitario), con una masa estelar  $M_{\text{gal}} \approx 2.6 \times 10^6 M_{\odot}$  (Côté, Carignan y Freeman 2000). Las curvas de rotación publicadas se muestran con símbolos llenos con barras de error; los símbolos más pequeños conectados por una línea de puntos muestra el perfil de velocidad circular una vez que la contribución de los bariones (gas más estrellas) se ha descontado. Estas dos galaxias, al igual que la mayoría de las galaxias débiles de la muestra, son claramente

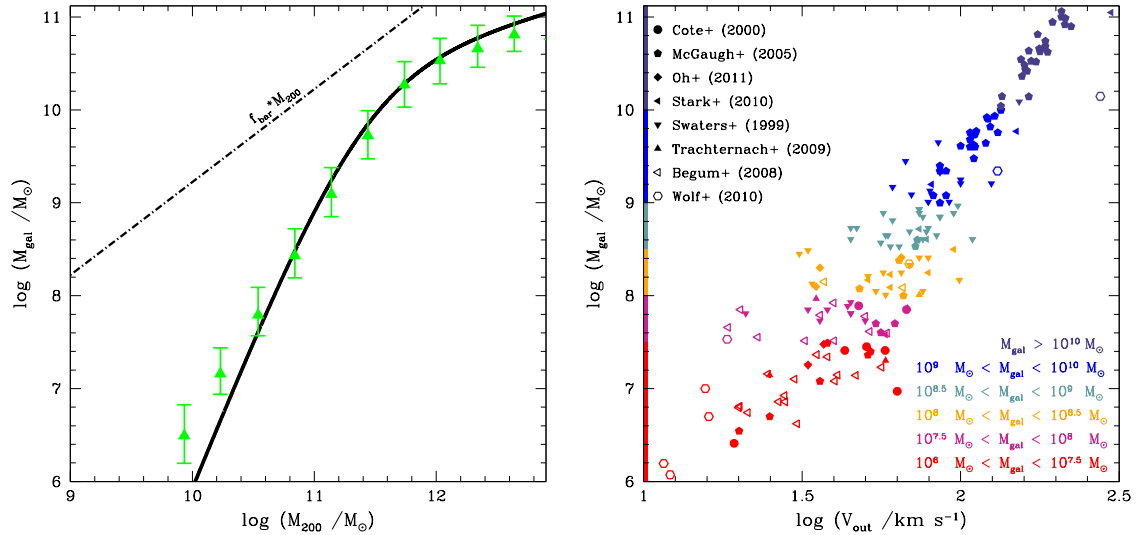


FIGURA 2.1: *Izquierda:* Masa virial del halo vs masa estelar de la galaxia derivada por Guo et al. (2010) utilizando la técnica de coincidencia de abundancias (línea continua). Los resultados del modelo semi-analítico de Guo et al. (2011) se muestran con triángulos llenos. Notar lo empinado que se vuelve la relación en el extremo de masa baja, lo que implica en esencia que galaxias con  $M_{\text{gal}} > 10^6 M_{\odot}$  no se forman en halos con masas viriales por debajo de  $\sim 10^{10} M_{\odot}$ . La línea de punto y raya indica el contenido bariónico de un halo en acuerdo con las últimas estimaciones de la fracción bariónica universal,  $f_{\text{bar}} = 0.171$ . *Derecha:* La relación de Tully-Fisher para una muestra de galaxias cercanas. Los datos se recopilaron de las fuentes que se indican en la figura. Las masas estelares se extrajeron de cada trabajo, cuando estas eran dadas, o se estimaron a partir de sus magnitudes absolutas y colores como se describe en el texto. Las velocidades de rotación corresponden al punto más externo de la curva de rotación publicada, a excepción de los datos de Wolf et al. (2010), que corresponden a velocidades circulares medidas en el radio que contiene la mitad de la masa estelar. Se debe tener en cuenta que la relación entre la velocidad de rotación y la masa estelar puede aproximarse muy bien con una simple ley de potencias a pesar de la fuerte y no lineal relación entre  $M_{\text{gal}}$  y  $M_{200}$  del panel izquierdo.

dominadas por la materia oscura en las regiones externas. La velocidad en el punto más externo de la curva de rotación,  $V_{\text{out}}$ , depende casi enteramente de la masa de materia oscura encerrada por una esfera de dicho radio  $r_{\text{out}}$ , con una pequeña contribución de los bariones.

Las líneas rojas a rayas en la Fig. 2.2 representan el perfil de velocidad circular <sup>4</sup> esperado si la masa del halo de cada galaxia coincidiera con las predicciones del modelo de coincidencia de abundancias que se muestra en el panel izquierdo de la Fig. 2.1. De acuerdo a este modelo, la masa total del halo anfitrión de UGC 7559 debería ser  $\sim 2.8 \times 10^{10} M_{\odot}$ . Los límites superior e inferior de la región sombreada muestran una variación de la concentración alrededor de la media de  $\pm 20\%$ , porcentaje que corresponde a la desviación cuadrática media encontrada por Neto et al. (2007) en su análisis de miles de halos de las Simulaciones Millennium (Springel 2005a). Un procedimiento similar se llevó a cabo en el panel derecho para demarcar el área que correspondería a la curva de rotación de SDIG si su halo tuviese una masa de  $\sim 1.4 \times 10^{10} M_{\odot}$ , en acuerdo con la técnica de coincidencia de abundancias.

Tal como la Fig. 2.2 deja en claro, UGC 7559 está aproximadamente en acuerdo con lo esperado por el modelo. Su curva de rotación alcanza un máximo de  $V_{\text{out}} \approx 32 \text{ km s}^{-1}$ , en  $r_{\text{out}} \approx 2.1 \text{ kpc}$ , ligeramente por debajo de los  $V_{\text{out}}^P \approx 40 \text{ km s}^{-1}$  esperados a ese radio de acuerdo al modelo. No pasa lo mismo para el caso de SDIG, cuyo pico insignificante de velocidad de rotación es apenas de  $V_{\text{out}} \approx 19 \text{ km s}^{-1}$ , muy por debajo de los  $V_{\text{out}}^P \approx 30 \text{ km s}^{-1}$  esperados para el radio más externo,  $r_{\text{out}} \approx 1.3 \text{ kpc}$ .

Esto es una indicación clara de que la masa del halo de SDIG está muy por debajo de lo esperado por el modelo de coincidencia de abundancias: un ajuste sencillo de la curva de rotación genera un halo de  $M_{200} \approx 10^9 M_{\odot}$ , un factor 10 por debajo de la masa predicha por la técnica de coincidencia de abundancias. A menos que las mediciones de la curva de rotación tenga errores sustanciales, lo cual parece poco probable, es difícil eludir la conclusión de que SDIG verdaderamente habita un halo de masa mucho menor de lo esperado a partir del modelo. Se debe notar que contar con una curva de rotación espacialmente bien resuelta que explora un amplio rango en radio es crucial para esta conclusión. Por ejemplo, si los datos

<sup>4</sup>Se asume un halo contraído debido a los efectos de la componente bariónica siguiendo Abadi et al. (2010), ver Apéndice A.

disponibles son simplemente una velocidad de rotación de  $19 \text{ km s}^{-1}$  a partir de datos sin resolver, o si se llega a esa velocidad dentro de unos  $500 \text{ pc}$ , sería difícil descartar la posibilidad de que SDIG pueda habitar en cierta forma un halo más masivo.

¿Podría estar SDIG rodeada por un halo de concentración inusualmente baja? De hecho, un halo de  $M_{200} = 10^{10} M_{\odot}$  con  $c = 5$  ( $3\sigma$  por debajo de la media) se correspondería con lo observado ( $r_{\text{out}}, V_{\text{out}}$ ) de esta galaxia. Si esto fuera cierto, significaría que SDIG es un caso atípico, una posibilidad que puede ser verificada si se considera el resto de las galaxias de la muestra.

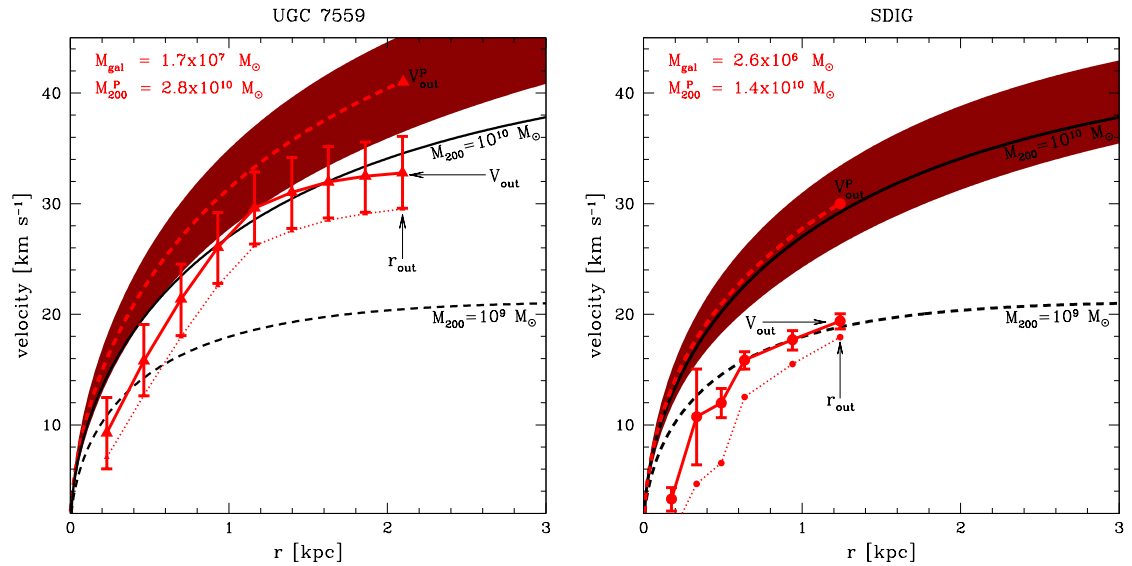


FIGURA 2.2: Curva de rotación para dos galaxias enanas de la muestra: UGC 7559 (Swaters 1999) y la galaxia enana irregular de la constelación de sagitario SDIG (Côté, Carignan y Freeman 2000). Los símbolos rojos con barras de error reproducen las curvas de rotación publicadas; la línea de puntos indica la contribución de la materia oscura, la cual domina la masa encerrada dentro del punto mas externo de medición,  $r_{\text{out}}$ . Las líneas negras corresponden al perfil NFW de velocidad circular de halos de  $10^{10}$  y  $10^9 M_{\odot}$  con una concentración media de  $c = 10.8$  y  $c = 13.4$ , respectivamente. La curva a rayas de color rojo en cada panel muestra el perfil de velocidad circular que se esperaría tenga la galaxia si se escogiera un halo de materia oscura que concuerde con la relación de Guo et al. (2010) entre  $M_{\text{gal}}$  y  $M_{200}$  dada en el panel izquierdo de la Fig. 2.1. El área pintada muestra el resultado de variar  $\pm 1\sigma$  la concentración asumida para el halo. El modelo de coincidencia de abundancias sugiere que las velocidades circulares no deben estar por debajo de la línea continua de color negro. Dentro de las incertidumbres UGC 7559 parece coincidir con esta restricción, que es, por el contrario, claramente violada por SDIG.

El panel izquierdo de la Fig. 2.3, muestra las velocidades externas medidas en función de las velocidades predichas (en cada valor de  $r_{\text{out}}$ ) suponiendo masas de halos derivadas de la relación de coincidencia de abundancia  $M_{\text{gal}}$  vs  $M_{200}$ . A pesar de que las galaxias masivas parecen estar en buen acuerdo con el modelo, las que tienen masas estelares por debajo de  $\sim 3 \times 10^7 M_{\odot}$  (y también algunas de las más masivas) tienen velocidades que caen sistemáticamente por debajo de los  $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$  esperados para un halo con una masa de  $\sim 10^{10} M_{\odot}$ .

Alrededor del 17% de las galaxias en la muestra con  $10^7 < M_{\text{gal}}/M_{\odot} < 10^8$  tienen masa encerrada dentro de  $r_{\text{out}}$  un factor 2 menor que lo esperado a partir del modelo de coincidencia de abundancias. Esta fracción se incrementa hasta el 45% cuando se consideran galaxias con  $10^6 < M_{\text{gal}}/M_{\odot} < 10^7$ , descartando la posibilidad que galaxias como SDIG sean simplemente excepciones raras.

El panel de la derecha de la Fig. 2.3 ilustra el problema de una manera ligeramente diferente. Aquí se muestra el punto externo de las curva de rotación ( $r_{\text{out}}, V_{\text{out}}$ ) de las galaxias de la muestra y se las compara con las curvas de rotación de halos NFW con masas viriales de  $10^{10} M_{\odot}$  y  $5 \times 10^8 M_{\odot}$  (las regiones sombreadas corresponden a una variación de la concentración de  $\pm 20\%$ , como en la Fig. 2.2). Es evidente que hay muchas galaxias enanas, como SDIG, con curvas de rotación que caen muy por debajo de los límites impuestos por la velocidad circular de un halo tan masivo como  $10^{10} M_{\odot}$ .

¿Qué es lo que sucede? Una posibilidad es que la interpretación de los datos sea incorrecta. La velocidad de rotación del gas neutro de galaxias irregulares enanas no es una medida directa de la velocidad circular, y debe ser corregido por el soporte parcial debido a la presión del gas, por la presencia de movimientos no circulares y por la velocidad de dispersión del gas. Estas correcciones son inciertas, y a pesar que se intentaron en la mayoría de los estudios publicados, requieren una revisión cuando se disponga de mejores datos y de un modelo mas complejo. De hecho, los datos disponibles en la literatura de galaxias enanas irregulares son muy heterogéneos y de variada calidad. Por ejemplo, muchas de las galaxias de la muestra tomadas de Begum et al. (2008a) y Begum et al. (2008b) no tienen curvas de rotación publicadas (en este análisis solo se utilizan los valores tabulados  $V_{\text{out}}$  y  $r_{\text{out}}$ ), por lo que es difícil evaluar su fiabilidad. Se ha señalado individualmente cada galaxia en el panel derecho de la Fig. 2.3 en un intento de incentivar





Por último, la interpretación más sencilla es que muchas de las galaxias enanas habitan en halos con masa mucho menor que la postulada por la técnica de coincidencia de abundancias o por modelos semi-analíticos. Sin embargo, esto es incompatible con el extremo débil de la función de masa estelar de las galaxias, como se muestra en la Fig. 2.4. Los círculos de color magenta en el panel izquierdo de esta figura muestran la relación entre la masa de la galaxia y la masa del halo luego de asignarle a cada una de las galaxias de la muestra un halo de masa,  $M_{200}$ , consistente con su valor de  $r_{\text{out}}$  y  $V_{\text{out}}$ .

Se estima  $M_{200}$  para todas las galaxias con masas  $10^6 < M_{\text{gal}}/M_{\odot} < 10^9$  mediante la búsqueda de un halo NFW (contraído para tener en cuenta el efecto de los bariones) cuya curva de velocidad circular pase a través de  $(r_{\text{out}}, V_{\text{out}})$  luego de considerar la contribución de las estrellas y del gas de la galaxia. Suponiendo que los halos siguen la relación media entre la masa y la concentración esperada para halos formados en el modelo cosmológico  $\Lambda$ CDM (ver discusión de la Fig. 2.2). Además, se eliminan del análisis los satélites de la Vía Láctea y M31 debido a que sus perfiles de masas pueden haber sido afectados por los efectos de las fuerzas de marea.

Los círculos de color magenta en el panel izquierdo de la Fig. 2.4 muestran la media resultante de la masa de las galaxias como función de la masa del halo, con las barras de error que indican la dispersión de cada intervalo calculado luego de un recorte de valores atípicos de  $3\sigma$ . La dependencia de  $M_{200}$  con la masa de las galaxias es claramente menos pronunciada que cualquiera de los resultados de la técnica de coincidencia de abundancias (extrapolado hacia masas bajas, línea negra continua de (Guo et al. 2010)) o los resultados de los modelos semi-analíticos Guo et al. (2011), mostrados con triángulos llenos. Se puede parametrizar esta desviación mediante la introducción de una corrección a la dependencia funcional propuesta por Guo et al. (2010); es decir,

$$\frac{M_{\text{gal}}}{M_{200}} = C \left[ 1 + \left( \frac{M_{200}}{M_1} \right)^{-2\gamma} \right]^{\kappa} \left[ \left( \frac{M_{200}}{M_0} \right)^{-\alpha} + \left( \frac{M_{200}}{M_0} \right)^{\beta} \right]^{-\gamma}, \quad (2.1)$$

con  $C = 0.129$ ,  $M_0 = 10^{11.4} M_{\odot}$ ,  $M_1 = 10^{10.65} M_{\odot}$ ,  $\alpha = 0.926$ ,  $\beta = 0.261$ , y  $\gamma = 2.440$ . El término  $M_1$  en la Eq. 2.1 es la única modificación a la relación de Guo et al. (2010). Cuanto más grande es el exponente  $\kappa$  menos pronunciada es la relación

entre la masa del halo y de la galaxia para los halos de masa más baja;  $\kappa = 0$  corresponde a la relación original de coincidencia de abundancias (línea continua en la Fig. 2.4). Se muestran los resultados para cuatro valores diferentes en la Fig. 2.4:  $\kappa = 0, 0.75, 1.25, \text{ y } 1.45$ , respectivamente.

Una dependencia menos pronunciada de  $M_{200}$  con la masa de la galaxia se traduce en un gran número de galaxias débiles y, en consecuencia, un crecimiento en el extremo de masa baja de la función de luminosidad. El panel derecho de la Fig. 2.4, muestra la función de masa estelar de las galaxias correspondiente a cada una de los valores de  $\kappa$  y los contrasta con los datos de Baldry, Glazebrook y Driver (2008). La extrapolación de la relación de coincidencia de abundancias de las galaxias de masa baja (es decir, adoptando  $\kappa = 0$ ; línea continua negra de la Fig. 2.4) produce un número menor de galaxias de masa baja que lo reportado por Baldry, Glazebrook y Driver (2008). El aumento de  $\kappa$  a 0.75 ajusta mejor a los resultados del modelo semi-analítico de Guo et al. (2011) (triángulos llenos) y produce una función de masa estelar de las galaxias en mejor acuerdo con las observaciones hasta la galaxia mas pequeña explorada.

Un aumento aún mayor de  $\kappa$ , requerido con el fin de hacer coincidir con la dependencia poco pronunciada sugerida por el análisis anterior (círculos llenos), da como resultado un exceso pronunciado de galaxias de masa baja mayor a los datos de Baldry, Glazebrook y Driver (2008). Para  $\kappa = 1.25$  el modelo predice  $M_{\text{gal}} = 10^7 M_{\odot}$ , casi un orden de magnitud mas que las observadas; este exceso que aumenta a más de dos órdenes de magnitud con  $\kappa = 1.45$ . Estos números tienen en cuenta una dispersión intrínseca de la relación entre  $M_{\text{gal}}$  vs  $M_{200}$  de 0.2 dex, que en realidad es más pequeña que la que se encuentra en la muestra de galaxias enanas (la dispersión promedio es de 0.6 dex). Un incremento de la dispersión exacerba el exceso de galaxias de masa baja, dada la pendiente de la función de masa de los halos. Esto se ilustra en el panel de la derecha de la Fig. 2.4, donde las líneas a rayas asumen una dispersión de 0.5 dex.

A menos que la abundancia de galaxias enanas con  $M_{\text{gal}} < 10^{8.5} M_{\odot}$  haya sido subestimada drásticamente en los catálogos ópticos (una posibilidad evidente dada la dificultad de identificar brillos superficiales bajos, objetos débiles), se llega a la conclusión de que no es posible conciliar las masas bajas de los halos sugeridas por los datos cinemáticos con el extremo débil de la función de masa estelar. Una solución sería postular un mecanismo que permita seleccionar una

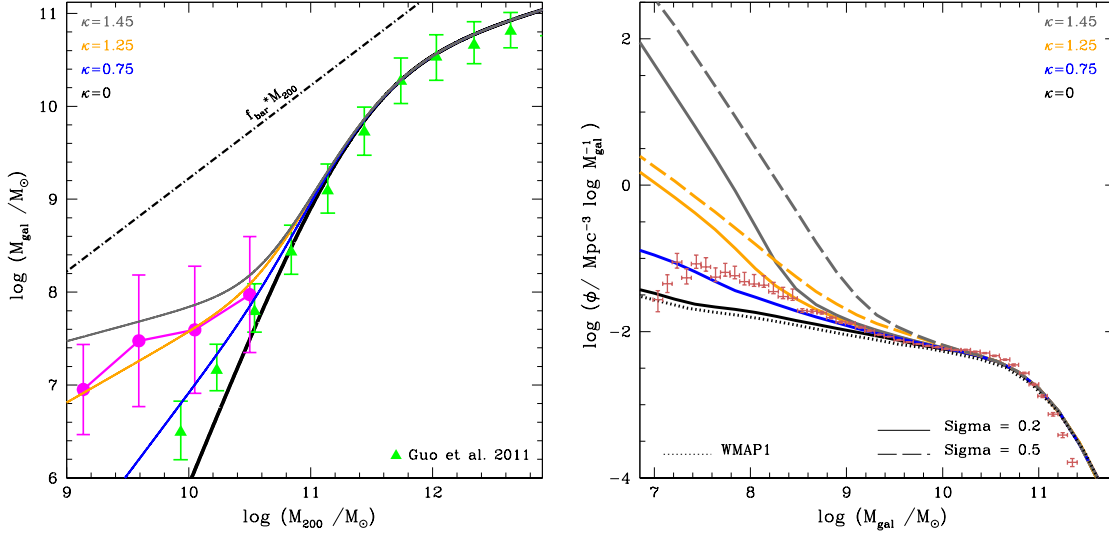


FIGURA 2.4: *Izquierda*: relación entre la masa estelar galáctica y la masa virial del halo. La línea continua negra indica el modelo de coincidencia de abundancias de Guo et al. (2010); triángulos llenos corresponden al modelo semi-analítico de Guo et al. (2011). La línea de puntos y rayas indica la masa bariónica total de un halo según las últimas estimaciones de la fracción bariónica universal,  $f_{\text{bar}} = \Omega_{\text{bar}}/\Omega_{\text{M}}$ . La línea magenta muestra la relación media entre la masa estelar de las galaxias y virial del halo para las galaxias enanas de la muestra. Las masas individuales del halo de cada galaxia se calculan ajustando el perfil de un halo NFW a los datos cinemáticos mostrados en el panel derecho de la figura Fig. 2.3. Los círculos indican la media para cada intervalo de masa de halo; la barra de error corresponde a la dispersión calculada luego de un recorte de valores atípicos de  $3\sigma$ . Las curvas continuas de colores corresponden a diferentes valores del parámetro  $\kappa$  introducido en la Eq. 2.1;  $\kappa = 0$  corresponde a la relación de coincidencia de abundancias, mientras que los valores mas altos corresponden a una dependencia menos pronunciada de la masa del halo con la masa de la galaxia. *Derecha*: función de masa estelar de las galaxias correspondientes a las diferentes relaciones  $M_{\text{gal}}-M_{200}$  mostradas en el panel izquierdo, en contraste con la estimación de observaciones de Baldry, Glazebrook y Driver (2008) (puntos con barras de error). Las curvas continuas se calculan asumiendo un error uniforme de 0.2 dex en la relación entre las masas de la galaxia y del halo; las curvas a rayas asumen una dispersión de 0.5 dex. Se asume la función de masa para los halos de Jenkins et al. (2001), corregida a parámetros cosmológicos en coincidencia con las últimas mediciones de WMAP. Como referencia, se muestra también con una línea de puntos el resultado de asumir los parámetros cosmológicos del primer año de observación de WMAP. Tenga en cuenta el gran exceso de galaxias enanas esperado si la relación entre las masas de la galaxia y del halo es tan poco pronunciada como la sugerida por los datos cinemáticos de las galaxias enanas.

fracción de halos de masa baja para que sean anfitriones de galaxias mientras la gran mayoría de los halos de masa similar (o incluso mayor) queden oscuros. Los mecanismos mas evidentes, como el *feedback* debido a la evolución estelar y a los efectos de fotoionización, ya están incluidos en los modelos semi-analíticos (ver Fig. 2.1). Un mecanismo nuevo se requiere para explicar esta “estocasticidad” en la forma que las galaxias enanas pueblan los halos de materia oscura, pero aún no se ha identificado (Boylan-Kolchin, Bullock y Kaplinghat 2012).

## 2.4. Conclusiones

Se analizaron datos de la literatura para construir una muestra de galaxias con curvas de rotación resueltas espacialmente y con fotometría de calidad con el fin de colocar restricciones a la masa de sus halos de materia oscura. La muestra abarca 5 ordenes de magnitud en masa estelar,  $10^6 < M_{\text{gal}}/M_{\odot} < 10^{11}$ , con mayor énfasis en las galaxias de masa baja. El análisis se centró en la comparación de la masa total encerrada por las galaxias enanas con las predicciones de los modelos de formación de galaxias y simulaciones cosmológicas de N-cuerpos.

Contrariamente a la predicción general de los modelos semi-analíticos o de la técnica de coincidencia de abundancias, no se encontró evidencia que las galaxias enanas con amplia diferencia en masas estelares estén rodeadas por halos de materia oscura dentro de un rango tan pequeño de masa. Además, muchas de las galaxias de la muestra tienen masas mucho más bajas que lo esperado para halos tan masivos como  $10^{10} M_{\odot}$ . Siendo esta la masa característica por debajo de la cual la formación de galaxias debe volverse extremadamente ineficiente con el fin de conciliar el extremo de masa baja poco empinado de la función de luminosidad de las galaxias con la pendiente pronunciada de la función de masa de halos en escalas galácticas.

Si la formación de las galaxias enanas con masas estelares superiores a  $10^6 M_{\odot}$  se extiende a halos con masas tan bajas como unas cuantas veces  $10^8 M_{\odot}$ , entonces esto llevaría a una cola muy empinada para la función de masa estelar de las galaxias a menos que se encuentre un mecanismo para poblar halos con galaxias casi estocásticamente y con extremadamente poca eficiencia. Sin embargo, pareciera que no existe ningún candidato obvio para tal mecanismo.

Las dificultades podrían aliviarse si las mediciones de las curvas de rotación subestiman considerablemente la velocidad circular de las galaxias enanas. La magnitud de la corrección necesaria para llevar las velocidades observadas a un acuerdo con los modelos parece demasiado grande para que esto sea una alternativa viable. Recurrir a procesos bariónicos para reducir la cantidad de materia oscura encerrada por las galaxias enanas es igualmente poco atractiva, sobre todo teniendo en cuenta que la discrepancia es más clara en los sistemas menos masivos, algunos de los cuales contienen tan pocas estrellas como el más masivo de los cúmulos globulares. Hay simplemente muy pocos bariones como para ser responsables de la transferencia de energía necesaria para expulsar cantidades sustanciales de materia oscura fuera del centro de un halo masivo.

Una alternativa más convencional es que las observaciones actuales pierden un gran número de galaxias débiles, y que la función de masa estelar de las galaxias tendría un fuerte incremento en las escalas de masas por debajo de  $10^{8.5} M_{\odot}$ . Las observaciones futuras deberán confirmar esto, sin embargo, la conclusión de que muchas de las galaxias enanas habitan halos con masas viriales muy por debajo de  $10^{10} M_{\odot}$  se sumaría a la lista de preocupaciones causadas por masas de los halos sorprendentemente bajas inferidas para las galaxias enanas esferoidales compañeras de la Vía Láctea (Boylan-Kolchin, Bullock y Kaplinghat 2011; Boylan-Kolchin, Bullock y Kaplinghat 2012; Parry et al. 2012) y por la inesperada función de velocidad poco pronunciada de los catálogos HI (Zwaan, Meyer y Staveley-Smith 2010; Papastergis et al. 2011).

Una posición extrema sería tomar el problema que aquí se señala como un indicador de la necesidad de revisar algunos de los principios básicos del modelo cosmológico  $\Lambda$ CDM. Modelos donde los halos de masa baja son sustancialmente menos concentrados o menos abundantes, como en un universo dominado por materia oscura caliente, por ejemplo, podría ayudar a resolver la discrepancia. Por otra parte, hay que aceptar que el conocimiento de como se forman las galaxias enanas dentro de halos del modelo  $\Lambda$ CDM es rudimentario y tal vez erróneo. Ninguna de las alternativas parece particularmente atractiva.

## Agradecimientos

Se agradece las discusiones útiles con Mike Boylan-Kolchin y Simon White. También se agradece por el apoyo financiero de la red *CosmoComp*.





## Capítulo 3

### El Tamaño Importa: Eficiencia de Formación de Galaxias, Tamaños y la Relación de Tully-Fisher

**RESUMEN**<sup>1</sup> La relación de Tully-Fisher (TF) vincula la masa estelar de una galaxia disco,  $M_{\text{gal}}$ , con su velocidad de rotación,  $V_{\text{rot}}$ ; puede aproximarse muy bien por una ley de potencia, muestra poca dispersión, y evoluciona débilmente con el *redshift*. Esta relación se ha interpretado como un reflejo de la relación masa-velocidad ( $M \propto V^3$ ) de los halos de materia oscura, pero esta interpretación ha sido puesta en duda por los modelos de coincidencia de abundancias (AM, por sus siglas en inglés), que predicen una eficiencia en la formación de galaxias que no es monótona y que evoluciona rápidamente, tal como fue discutido en el Capítulo 2. Se estudia la relación TF de galaxias espirales brillantes y su relación con los modelos de AM utilizando el conjunto de simulaciones cosmológicas EAGLE. Ajustar ambas relaciones requiere discos estelares cuyos tamaños satisfagan las restricciones dadas por las concentraciones de los halos y por la respuesta de estos frente a la formación de galaxias en su interior. Las galaxias simuladas en EAGLE reproducen aproximadamente estas restricciones y muestran una ajustada relación entre la masa y la velocidad que se equipara con la relación TF observada. La relación TF se ve afectada frente a los cambios en la eficiencia de formación de galaxias y en la relación entre el tamaño y la masa; las simulaciones que fallan en reproducir la función de masa estelar de las galaxias pueden estar en un buen acuerdo con la relación TF observada si las galaxias siguen una relación diferente entre el tamaño y la masa. La pequeña dispersión en la relación TF simulada resulta porque para una dada masa virial la masa estelar de la galaxia y la velocidad de rotación correlacionan fuertemente, dispersando a las galaxias a

---

<sup>1</sup>Basado en: Ferrero I., Navarro J. F., Abadi M. G., Sales L. V., Bower R. G., Crain R. A., Frenk C. S., Schaller M., Schaye J., Theuns T. Aceptado para ser publicado en MNRAS (2016).

lo largo de la relación principal. En EAGLE, tanto la relación entre la masa estelar de la galaxia y la de su halo de materia oscura como la relación entre la masa estelar de la galaxia y su tamaño evolucionan siguiendo aproximadamente los resultados de los modelos de AM y la relación observada entre la masa estelar de las galaxias espirales brillante y su tamaño, dando lugar a una evolución débil de la relación TF consistente con las observaciones hasta  $z = 1$ . Los modelos  $\Lambda$ CDM que reproducen tanto la abundancia como el tamaño de las galaxias en función de la masa estelar no tienen dificultades para reproducir la relación TF observada y su evolución.

### 3.1. Introducción

La relación de Tully-Fisher (TF) vincula la luminosidad de las galaxias disco con su velocidad de rotación característica. Originalmente propuesta por Tully y Fisher (1977), utilizando magnitudes fotográficas y velocidades a partir del ancho en la línea de emisión del hidrógeno neutro HI, se ha convertido en una de las relaciones de escala de galaxias mejor estudiada y en un indicador de distancia secundario de gran alcance. La relación se ajusta muy bien con una ley de potencia para galaxias espirales brillantes entendiéndose bien la dependencia de la pendiente, ordenada al origen y dispersión con la longitud de onda (Aaronson, Huchra y Mould 1979; Mathewson, Ford y Buchhorn 1992; Verheijen 1997; Tully et al. 1998; Haynes et al. 1999; Courteau et al. 2007). La relación TF se expresa normalmente en términos de la masa estelar galáctica y la velocidad circular de rotación medida en algún “radio luminoso” característico (Bell y de Jong 2001; Reyes et al. 2011; Avila-Reese et al. 2008). Debido a que las curvas de rotación de galaxias espirales brillantes son aproximadamente planas, la elección del radio característico no es crítica, pero las opciones comúnmente usadas incluyen 2.2 veces el radio de escala de un perfil exponencial (ver por ejemplo, Courteau 1997) o, alternativamente, el radio que contiene aproximadamente el 80 % de todas las estrellas (ver por ejemplo, Pizagno et al. 2007).

La evolución de la relación TF con el *redshift* es más difícil de establecer, aunque el consenso es que la relación TF evoluciona débilmente, como mucho, hasta  $z \approx 1$ . Los primeros estudios, realizados principalmente en la banda espectral B, afirmaron que la evolución es significativa, tanto en la ordenada al origen como en la pendiente (ver por ejemplo Ziegler et al. 2002; Böhm et al. 2004), pero estas conclusiones fueron cambiando a medida que aparecían datos observacionales en longitudes de onda más largas, las cuales se ven menos afectadas por extinción. Conselice et al. (2005) y Flores et al. (2006), por ejemplo, no encontraron ninguna evolución significativa de la relación TF en la banda espectral K hasta  $z \approx 1.3$  y  $z \approx 0.6$ , respectivamente. Esta conclusión ha sido reforzada por el trabajo más reciente de Miller et al. (2011), quien concluye que no hay un cambio sustancial en la relación TF hasta  $z \approx 1$ . Las observaciones para *redshifts* mayores hacen alusión a una evolución más importante en la ordenada al origen a pesar de la presencia de una gran dispersión y de efectos de selección que complican la interpretación

(Förster Schreiber et al. 2009; Cresci et al. 2009; Kassin et al. 2012).

La relación TF ha sido un desafío para las simulaciones numéricas de formación de galaxias disco en el escenario del modelo cosmológico  $\Lambda$ CDM. Los primeros trabajos, por ejemplo, producían galaxias tan masivas y compactas con curvas de rotación que decaían rápidamente lo que hacía que para una dada masa estelar la velocidad en su punto máximo alcanzaba valores mucho más altos que los observados (ver por ejemplo, Navarro y Steinmetz 2000; Abadi et al. 2003; Scannapieco et al. 2012, y sus referencias). El problema fue atribuido rápidamente a la incapacidad en la recetas de *feedback* para impedir la acumulación de grandes cantidades de bariones con bajo momento angular en el centro de los halos de materia oscura.

Trabajos posteriores lograron avances significativos adoptando esquemas de *feedback* que retrasan el colapso de gran parte de los bariones y regulan su futura acreción formando discos con tamaños y curvas de rotación en mejor acuerdo con las observaciones (ver por ejemplo, Okamoto et al. 2005; Governato et al. 2007; Brook et al. 2011; McCarthy et al. 2012; Guedes et al. 2013; Aumer et al. 2013; Marinacci, Pakmor y Springel 2014). Aunque estos resultados eran prometedores, no fueron concluyentes sobre todo porque el análisis se basaba en un puñado selecto de galaxias individuales y por lo tanto altamente sesgado o en cajas cosmológicas donde las galaxias simuladas no reproducían las estadísticas básicas de las galaxias observadas, tales como la función de masa estelar.

Un mayor número de trabajos teóricos de la relación TF en el contexto del modelo cosmológico  $\Lambda$ CDM han avanzado a través de modelos semi-analíticos de formación de galaxias. Estos modelos emplean recetas sencillas, aunque bien fundamentadas, para generar una población sintética de galaxias dentro de una población de halos de materia oscura que evolucionan con el tiempo. Las propiedades físicas de dicha población se comparan luego con las galaxias observadas con el fin de calibrar las prescripciones asumidas y esclarecer el rol que cumplen los diversos mecanismos de formación de las galaxias (ver por ejemplo, Cole et al. 2000; Dutton et al. 2010, y sus referencias). Los modelos semi-analíticos han puesto de manifiesto una serie de dificultades cuando se intenta hacer coincidir la abundancia de galaxias en función de la masa estelar y la pendiente y ordenada al origen de la relación TF (ver por ejemplo, Lacey et al. 2015; Desmond y Wechsler 2015, como algunos de los intentos recientes).

La razón fundamental de estas dificultades, como se comentó en el Capítulo 2, es que estos modelos en general (y razonablemente) asignan las galaxias más masivas a los halos más masivos, lo que lleva a una estrecha relación entre la masa de la galaxia y la del halo colocando fuertes limitaciones en su velocidad circular característica. Un modelo simple para esta relación entre la masa de la galaxia y la del halo puede derivarse mediante el ordenamiento en masa de las galaxias y asignándolas a halos ordenados de la misma manera, preservando el orden de rango (Frenk et al. 1988; Vale y Ostriker 2004; Guo et al. 2010; Moster, Naab y White 2013; Behroozi et al. 2013). Este ejercicio de “coincidencia de abundancias” (AM) ha demostrado ser particularmente útil para evaluar los resultados de simulaciones numéricas, especialmente para sistemas individuales aislados, donde existen otras herramientas que permiten estimar la masa o el tamaño de la galaxia que se puede formar en un halo particular.

Dado que el perfil de masa de los halos de materia oscura en el marco del modelo cosmológico  $\Lambda$ CDM está muy bien estudiado (Navarro, Frenk y White 1996; Einasto 1965), los modelos de AM tienen poca libertad al tratar de reproducir la relación TF: la velocidad circular característica de una galaxia se fija una vez que su radio característico y la respuesta del halo se han especificado (ver por ejemplo, Cattaneo, Salucci y Papastergis 2014). El papel crítico del tamaño de las galaxias y de la respuesta del halo implica que dilucidar el origen de la relación TF requiere una comprensión profunda de la interacción entre la masa y el tamaño de las galaxias, así como de la masa de los halos que habitan y de cómo las galaxias pueden modificarlos.

Estos temas complicados se analizan a través de simulaciones hidrodinámicas cosmológicas, especialmente aquellas capaces de seguir estadísticamente un número significativo de galaxias en volúmenes grandes, y al mismo tiempo resolver sus regiones internas donde se miden las velocidades de rotación. Estas condiciones se cumplen en dos de las últimas simulaciones hidrodinámicas cosmológicas, publicadas recientemente Illustris e EAGLE (Vogelsberger et al. 2013; Schaye et al. 2015). Una de las conclusiones principales es que, a excepción de las galaxias menos masivas (Sawala et al. 2013; Sawala et al. 2015), las predicciones de AM son en realidad muy robustas. La función de masa estelar observada de las galaxias requiere de simulaciones que reproduzcan con precisión la relación entre la masa de la galaxia y la del halo prevista por los modelos de AM con poca dispersión.

Sin embargo, un resultado interesante es que tanto las simulaciones Illustris como EAGLE reportan un buen acuerdo con la relación TF observada, a pesar del hecho de que muestran diferencias significativas en la función de masa estelar de las galaxias. Esta “invariancia” aparente de la relación TF simulada ha sido notada anteriormente. Guo et al. (2010), por ejemplo, encontró que un número de galaxias simuladas, las cuales en un trabajo anterior se habían mostrado en acuerdo con la relación TF, tenían en realidad masas que superaban ampliamente las predicciones de AM. Un resultado similar ha sido discutido recientemente por Torrey et al. (2014), quienes muestran que la relación TF es insensible a grandes variaciones en los módulos físicos de formación de galaxia en Illustris: sólo modelos “sin *feedback*” resultaron estar en considerable desacuerdo con la relación TF observada. Aunque Torrey et al. (2014) citan al “*feedback*” como un ingrediente esencial para reproducir la relación TF, su papel real en la determinación de la pendiente y ordenada al origen sigue sin estar claro. Crain et al. (2015), por ejemplo, hacen notar que la relación TF es bastante sensible al *feedback*, al menos en los detalles de su aplicación.

Se examinan a continuación estas cuestiones utilizando el conjunto de simulaciones hidrodinámicas cosmológicas EAGLE. Se analiza la relación TF estelar para galaxias espirales brillantes, donde el gas contribuye poco al total de los bariones, y se deja para el Capítulo 4 el análisis de la relación de Tully-Fisher bariónica (TFB) para galaxias más débiles dominadas por gas. Se presta especial atención al efecto que genera el tamaño de las galaxias sobre la relación TF, un tema que ha sido relativamente bien estudiado en enfoques semi-analíticos pero que ha recibido poca atención en trabajos con simulaciones numéricas.

Se comienza en la Sección 3.2 motivando el efecto que tiene el tamaño de la galaxia sobre la relación TF utilizando argumentos simples que ponen en evidencia la necesidad de tener en cuenta la contracción del halo con el fin de conciliar la relación TF con las predicciones de los modelos de coincidencia de abundancias. Se presenta luego, en la Sección 3.3, la relación TF de las galaxias simuladas en EAGLE, analizando el origen de la poca dispersión que muestra (Sección 3.3.4) y a su evolución (Sección 3.3.5). Se concluye finalmente con un breve resumen de los principales hallazgos en la Sección 3.4.

## 3.2. Tully-Fisher, coincidencia de abundancias, y tamaño galáctico

En un contexto cosmológico, la relación de Tully-Fisher se ha interpretado a menudo como el reflejo de la relación existente entre la masa y velocidad circular virial del halo impuesta por la edad finita del Universo (ver por ejemplo, Mo, Mao y White 1998; Steinmetz y Navarro 1999). Esa escala característica de tiempo se traduce en una diferencia de densidad fija que implica una escala entre la masa virial<sup>2</sup> y la velocidad circular dada por

$$M_{200} = \frac{V_{200}^3}{10GH(z)}, \quad (3.1)$$

donde  $G$  es la constante de gravitación Universal y  $H(z)$  es la constante de Hubble. El escalado de esta ley de potencia se asemeja a la relación TF, siempre y cuando las masas de las galaxias y las velocidades de rotación escalen aproximadamente en proporción a las masas y las velocidades circulares viriales de los halos que habitan (Navarro y Steinmetz 2000).

Esta interpretación, sin embargo, es difícil de conciliar con los argumentos de coincidencia de abundancias, que sugieren que las masas de las galaxias no son simplemente proporcionales a la masa virial del halo. De hecho, los modelos de AM requieren una “eficiencia en la formación de galaxias”,  $f_m \equiv M_{\text{gal}}/M_{200}$ , que no es monótona en función de la masa virial, alcanzando un valor máximo en  $M_{200} \approx 10^{12} M_{\odot}$  y con una disminución pronunciada hacia masas inferiores y superiores (ver por ejemplo, Eke et al. 2005; Guo et al. 2010; Moster, Naab y White 2013; Behroozi et al. 2013). Además, la eficiencia en la formación de galaxias evoluciona de manera relativamente rápida en los modelos de AM, en contraste con la evolución débil de la relación TF discutida en la Sección 3.1. Una proporcionalidad simple entre la masa y la velocidad de galaxias y halos es claramente insuficiente para explicar la relación TF en el contexto de los modelos de AM.

Esto se demuestra en el panel izquierdo de la Fig. 3.1, donde la curva continua de color negro indica la relación entre  $M_{\text{gal}}$ , la masa estelar de una galaxia, y  $V_{200}$ , la

<sup>2</sup>Las cantidades viriales están identificadas mediante el subíndice “200” y son medidas en el radio virial,  $R_{200}$ , que se define como el radio en el cual la densidad media encerrada es 200 veces la densidad crítica del universo.

velocidad circular de su halo, de acuerdo con el modelo de Behroozi et al. (2013, B+13). A modo de comparación, los símbolos rojos representan los datos observacionales de la muestra de Pizagno et al. (2007, P+07). Esta comparación muestra que la conciliación entre las predicciones de AM con la relación TF requiere una relación entre la velocidad de rotación del disco,  $V_{\text{rot}}$ , y la velocidad virial del halo que no sea monótona: las velocidades de rotación deben subestimar o sobrestimar las velocidades circulares del halo, dependiendo de  $M_{\text{gal}}$ . En otras palabras, si  $f_m$  no es monótona, entonces el cociente  $f_v \equiv V_{\text{rot}}/V_{200}$  tampoco puede serlo (ver, Cattaneo, Salucci y Papastergis 2014, para un análisis similar).

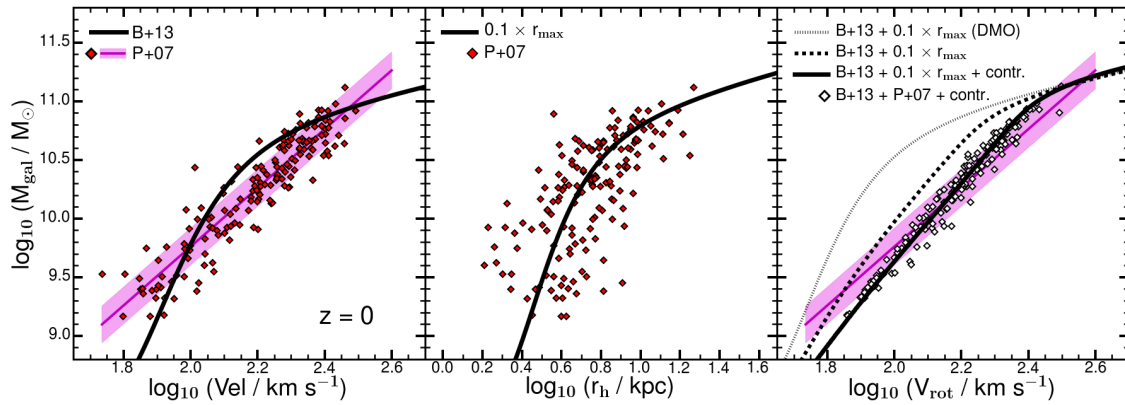


FIGURA 3.1: Masa estelar de la galaxia,  $M_{\text{gal}}$ , en función de diversos parámetros. *Izquierda*: La curva continua de color negro muestra la predicción de la coincidencia de abundancias de Behroozi et al. (2013, B+13), en función de la velocidad virial del halo,  $V_{200}$ . Los símbolos corresponden a los datos de Pizagno et al. (2007, P+07), cuyas masas estelares se obtuvieron con una relación masa-luminosidad en la banda espectral  $I$  constante de 1.2 (Bell et al. 2003) y se muestra en función de la velocidad de rotación del disco,  $V_{\text{rot}}$ . La banda de color sombreada indica la pendiente media con  $1-\sigma$  de dispersión. *Medio*: Los símbolos representan los radios mitad de luz de la muestra P+07. La línea continua negra indica un múltiplo de  $r_{\text{max}}$ , radio característico correspondiente a la velocidad circular máxima de un halo NFW. Las masas de los halos se obtienen del modelo B+13 del panel izquierdo. *Derecha*: Relación de Tully-Fisher. La banda de color es la misma que en el panel izquierdo. La curva punteada indica la contribución a la velocidad por parte del halo de materia oscura en  $r_h = 0.1 r_{\text{max}}$ , asumiendo un perfil NFW y desestimando la contribución del disco. La línea a rayas incluye la contribución del disco, manteniendo sin cambios la contribución del halo. Por último, la línea gruesa continua (y símbolos) incluyen la contribución del disco y asume una contracción adiabática de los halos.

Las velocidades de rotación están fijadas por la masa total (materia oscura y bariones) encerrada dentro de un radio determinado, por lo que la relación  $f_v$  depende sensiblemente del tamaño de la galaxia: en general, para una masa estelar dada



$M_{\text{gal}}$ , cuanto menor es el tamaño de la galaxia mayor es la contribución del disco a  $V_{\text{rot}}$  y menor es la importancia del halo de materia oscura. Cuantitativamente, el resultado depende del perfil de densidad del halo y de su respuesta frente a la formación de la galaxia.

Es instructivo considerar cada efecto por separado. Comenzando por señalar que los radios mitad de luz,  $r_h$ , de las galaxias de la muestra de P+07 (que se muestran en el panel central de la Fig. 3.1) son aproximados muy bien por un múltiplo simple de  $r_{\text{max}}$ , radio característico para el cual los halos  $\Lambda$ CDM alcanzan su velocidad circular máxima,  $V_{\text{max}}$ . Esto significa que, si la componente luminosa no es importante, la velocidad de rotación del disco, identificada como la velocidad circular en  $r_h$ , sería simplemente un múltiplo de la velocidad virial. Esto se muestra con la curva punteada en el panel derecho de la Fig. 3.1, donde se asumió que los halos siguen un perfil NFW (Navarro, Frenk y White 1996; Navarro, Frenk y White 1997) con concentraciones  $c$  dadas por Ludlow et al. (2016) utilizando una de las últimas series de grandes simulaciones cosmológicas de N-cuerpos. Claramente, esto proporciona un ajuste bastante pobre de la relación TF observada.

Añadiendo simplemente la contribución bariónica (en cuadratura) de la galaxia a la velocidad total (manteniendo sin cambio la contribución del halo) la relación se inclina y cambia a la indicada por la curva a rayas en el mismo panel. La inclinación de la pendiente se debe a que la importancia gravitatoria del disco (dentro de  $r_h$ ) crece con el aumento de  $M_{\text{gal}}$ . Las velocidades de rotación previstas están, sin embargo, todavía por debajo de los valores observados, lo que sugiere que, si se mantienen las predicciones de AM, es necesaria la contracción del halo para explicar la relación TF observada.

Modelar la respuesta del halo utilizando una “contracción adiabática” (Blumenthal et al. 1986, ver el Apéndice A para mas detalles) produce los símbolos con forma de rombos y la curva continua gruesa del panel derecho de la Fig. 3.1. La contracción profundiza el efecto gravitatorio del disco, desplazando la relación hacia la derecha, y conduce a un razonable acuerdo con la relación TF observada, a pesar de la simplicidad del modelo y del hecho de que no se tuvieron en cuenta la dispersión en el ajuste de la predicción de AM o de la relación

masa-concentración. Notar que la curvatura característica de la relación masa-velocidad de los modelos de AM cambia sustancialmente para grandes velocidades, donde hay pocos datos observacionales, luego la relación TF puede aproximarse adecuadamente por una sola ley de potencia con poca dispersión.

Estos resultados sugieren que los modelos  $\Lambda$ CDM deben ser capaces de reproducir la relación TF observada siempre que el tamaño de las galaxias sean reproducidos correctamente y que los halos respondan más o menos adiabáticamente a la formación de una galaxia. En particular, galaxias con tamaños mucho más pequeños conducirían a velocidades de rotación excesivamente altas para una dada masa estelar, razón principal del fracaso de las simulaciones de formación de galaxias disco discutido en la Sección 3.1. Esta discusión también ilustra que la relación TF es sensible no solo de la relación de masas galaxia-halo, sino también de los tamaños de las galaxias; en efecto, los modelos que se desvían de las predicciones de AM todavía pueden reproducir la relación TF si ajustan adecuadamente los tamaños de las galaxias. Se explora a continuación si estas ideas simples se sostienen a la hora de analizar la relación TF y su evolución con el *redshift* en una simulación hidrodinámica cosmológica de gran volumen.

### 3.3. Resultados numéricos

#### 3.3.1. La simulación EAGLE

Se utiliza el conjunto de simulaciones cosmológicas hidrodinámicas EAGLE<sup>3</sup>. Se resume brevemente los principales aspectos de estas simulaciones y se remite al lector interesado a Schaye et al. (2015) para más detalles.

EAGLE utiliza una versión modificada de GADGET 3, una versión a su vez modificada del código hidrodinámico Tree-SPH GADGET 2 (Springel 2005a). Las modificaciones en la hidrodinámica son descritas y analizadas en Schaller et al. (2015b). La simulación incluye modelos de grilla para el enfriamiento radiativo (Wiersma, Schaye y Smith 2009), formación estelar (Schaye y Dalla Vecchia 2008), pérdida de masa estelar (Wiersma et al. 2009), *feedback* por formación estelar (Dalla Vecchia y Schaye 2012) y acreción, fusión y *feedback* de agujero negro (Springel

<sup>3</sup><http://eagle.strw.leidenuniv.nl>.

2005a; Schaye et al. 2015; Rosas-Guevara et al. 2015a). Asume una cosmología con materia oscura fría y constante cosmológica  $\Lambda$  consistente con los últimos experimentos de CMB (Planck Collaboration et al. 2014):  $\Omega_b = 0.0482$ ,  $\Omega_{\text{dark}} = 0.2588$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.693$ , y  $h = 0.6777$ , donde  $H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ .

La simulación utilizada en este trabajo se denomina Ref-L100N1504 en la Tabla 1 de Schaye et al. (2015). Sigue la evolución de  $2 \times 1504^3$  partículas en un volumen cúbico periódico de 100 Mpc de lado desde *redshift*  $z = 127$  hasta  $z = 0$ . Esto corresponde a un número igual de partículas de gas y de materia oscura con una masa inicial de  $m_{\text{gas}} = 1.81 \times 10^6 M_\odot$  y  $m_{\text{DM}} = 9.70 \times 10^6 M_\odot$  por partícula. La simulación utiliza un parámetro de ablandamiento gravitatorio de Plummer  $\epsilon = 2.66 \text{ kpc}$  (unidades comóviles) antes de *redshift*  $z = 2.8$  y se fija en  $\epsilon = 0.7 \text{ kpc}$  (unidades físicas) después de este tiempo. Los parámetros numéricos en los módulos físicos de *feedback* han sido calibrados para reproducir la función de masa estelar de las galaxias a  $z = 0$  y la distribución de tamaños de las galaxias.

Schaye et al. (2015) han presentado una versión preliminar de la relación TF, utilizando la velocidad circular máxima como una aproximación de la velocidad de rotación del disco. Crain et al. (2015) también analizaron la relación TF, especialmente su dependencia con la intensidad del *feedback*, reportando un aumento en la velocidad de rotación para una dada masa estelar cuando el *feedback* es más eficiente (ver Fig. 10d en Crain et al. 2015). El análisis propuesto aquí es una extensión de estos trabajos, definiendo la medida de la velocidad en el radio que contiene la mitad de la masa estelar de la galaxia simulada (radio más cercano al utilizado en las observaciones), teniendo en cuenta la importancia de los tamaños de las galaxias y la evolución de la relación TF con el *redshift*.

### 3.3.2. Muestra de galaxias simuladas

Las galaxias son identificadas en la simulación EAGLE utilizando el algoritmo SUBFIND (Springel, Yoshida y White 2001; Dolag et al. 2009), el cual selecciona las subestructuras ligadas gravitacionalmente (subhalos) que se encuentran en halos previamente identificados por el código FoF (Friend-of-Friends). El centro de cada subhalo se define como la posición de la partícula con la menor energía potencial gravitatoria. Las propiedades de las galaxias se computan dentro del “radio de galaxia” definido por el menor valor entre  $r_{\text{gal}} = 0.15 R_{200}$  o  $50 \text{ kpc}$ ,

abarcando la mayor parte de las estrellas en cada halo, así como la mayor parte de su gas frío.

El análisis se focaliza en galaxias “centrales” (es decir, la correspondiente al subhalo más masivo de cada grupo FoF) con una masa estelar mínima de  $M_{\text{gal}} = 10^9 M_{\odot}$  (es decir, alrededor de 700 partículas estelares). Se presentan los resultados de todas las galaxias, como así también los de las galaxias “disco”, definidas como aquellas cuya energía cinética estelar en rotación con respecto a la total es  $\kappa_{\text{rot}} = \Sigma V_{xy}^2 / \Sigma V^2 > 0.6$  (Sales et al. 2012). En esta definición,  $V$  es la magnitud del vector de velocidad total y  $V_{xy} = j_z / R$  su componente azimutal perpendicular a la dirección  $z$ , que se define a partir del momento angular total  $j$  de la componente estelar de la galaxia. Este criterio es bastante estricto y selecciona como discos solamente el 11 % de todas las galaxias en  $z = 0$ . Las muestras finales contienen 7482 galaxias (867 discos) en  $z = 0$  y 7922 (818 discos) en  $z = 1$ .

La Fig. 3.2 muestra la distribución espacial de la componente estelar de tres galaxias disco simuladas a  $z = 0$ , abarcando un amplio rango en masa  $10^9 \lesssim M_{\text{gal}} / M_{\odot} \lesssim 10^{11}$ . Las tres galaxias se muestran de frente (fila superior) y de canto (fila central) y han sido elegidas por tener discos bien definidos (es decir,  $\kappa_{\text{rot}} > 0.6$ ). Sus curvas de velocidad circular, calculadas como  $V_{\text{circ}}(r) = (GM(< r)/r)^{1/2}$ , se muestran en la fila inferior y son aproximadamente planas entre 10 y 30 kpc (característica usual de la simulación, Schaller et al. 2015a). De aquí en adelante, se utilizará la velocidad circular medida en el radio que contiene la mitad de la masa estelar (que se muestra con una línea vertical punteada o un círculo en cada panel) para definir la velocidad de rotación característica asociada a cada galaxia. Aunque formalmente la velocidad circular de un disco de revolución es diferente de la definición proporcionada anteriormente (estrictamente correcta solo para sistemas esféricos), las correcciones son más pequeñas que un 10 %. Por lo tanto, por simplicidad, se aplica la misma definición de velocidad circular para todo tipo morfológico de galaxia.

### 3.3.3. La relación de Tully-Fisher simulada

La Fig. 3.3 resume los resultados de la simulación EAGLE con respecto al modelo de coincidencia de abundancias, al tamaño de las galaxias y a la relación TF en  $z = 0$ . Las curvas continuas de color negro se corresponden a las de la Fig. 3.1,

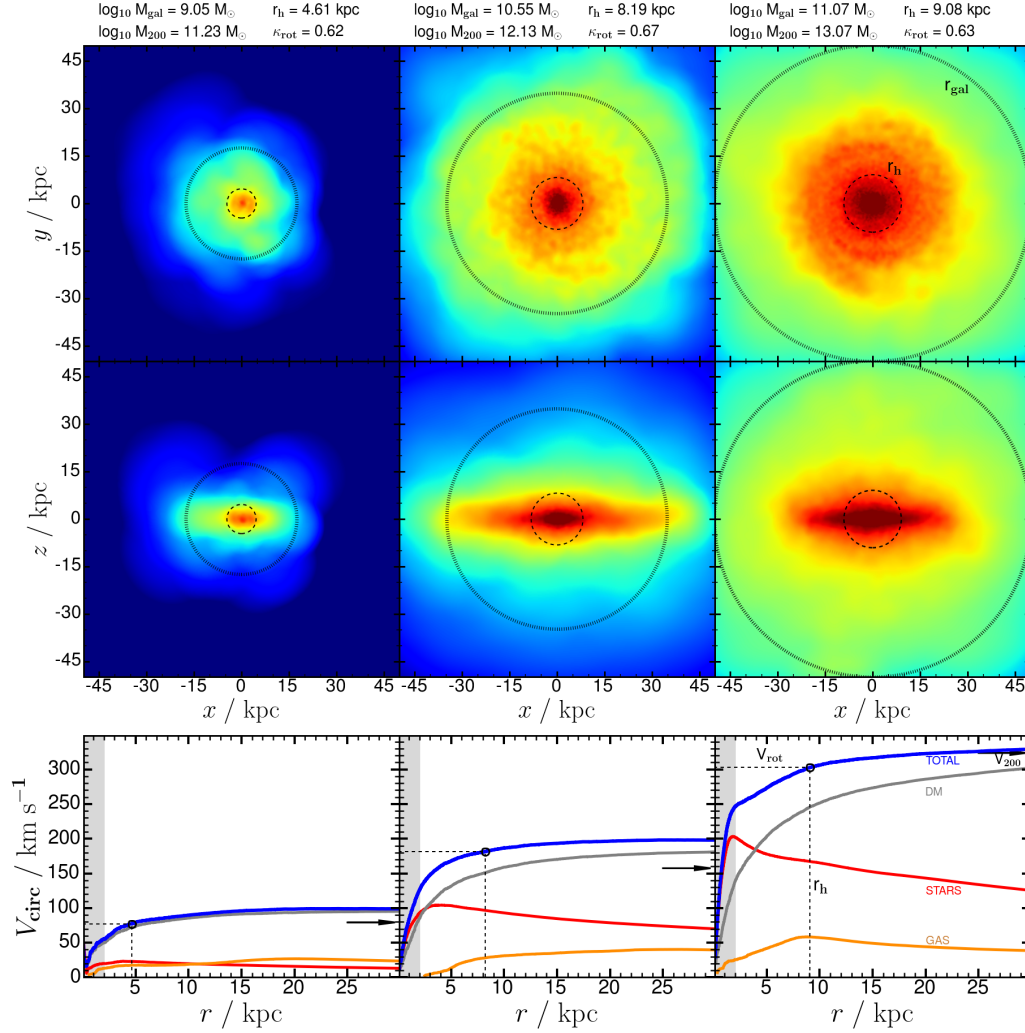


FIGURA 3.2: Mapas de densidad estelar superficial de tres galaxias disco simuladas a  $z = 0$ . La masa estelar y la masa del halo, radios a mitad de masa estelar, y los valores de los parámetros de rotación se detallan en las leyendas. La fila superior muestra una vista de frente de los discos, mientras que la fila central muestra una vista de canto. Los círculos internos y externos representan los radios mitad de masa estelar,  $r_h$ , y  $r_{gal} = 0.15 R_{200}$ , respectivamente. Las correspondientes curvas de velocidad circulares se muestran en la fila inferior. En azul se muestra la velocidad circular total, gris la contribución de la materia oscura, rojo las estrellas y el gas en naranja. El radio mitad de masa estelar y la velocidad de rotación en dicho radio,  $V_{rot} = V_{circ}(r_h)$ , se indican con líneas de puntos. La velocidad virial del halo,  $V_{200}$ , se muestra con una flecha horizontal en cada panel inferior.

para facilitar la comparación. Las galaxias simuladas individuales se muestran en color gris, resaltando las galaxias disco en color azul. Para guiar la discusión, se resalta en color cian, rojo y naranja todas las galaxias centrales que forman parte de cada uno de tres rangos estrechos de masa virial,  $V_{200} = 80, 160$  y  $315 \text{ km s}^{-1}$ , respectivamente.

El panel izquierdo muestra que EAGLE sigue las predicciones del modelo de coincidencia de abundancias de Behroozi et al. (2013). El acuerdo no es perfecto, sin embargo, conduce a desviaciones leves pero sistemáticas en la función de masa estelar de galaxias que, en torno a su punto de quiebre, está desplazada de la relación observacional por un factor 2. Las galaxias disco siguen bastante bien la relación de masas galaxia-halo, con valores en la eficiencia de formación de galaxias un poco más alto que el promedio para una dada masa virial.

Los discos simulados también son ligeramente más grandes que los esferoides a una dada  $M_{\text{gal}}$ , como se muestra en el panel central de la Fig. 3.3 (ver, Furlong et al. 2015b). La tendencia general en la relación tamaño-masa de las galaxias simuladas no está lejos de la relación formada a partir de la muestra de Pizagno et al. (2007), indicada con la línea continua de color negro, que es la misma que en la Fig. 3.1. Sin embargo, hay un ligero desajuste que se hace evidente para masas altas, donde los discos de EAGLE son más pequeños que los de la muestra observada, mientras que para masas bajas sucede lo contrario.

Por último, el panel derecho de la Fig. 3.3 muestra la relación de Tully-Fisher simulada, comparada con el modelo simple con contracción adiabática de la Fig. 3.1 (línea negra continua). La curva gris a rayas muestra un ajuste de la forma<sup>4</sup>  $M_{\text{gal}}/M_{\odot} = M_0 \nu^{\alpha} \exp(-\nu^{\gamma})$ , donde  $\nu$  es la velocidad en unidades de  $50 \text{ km s}^{-1}$ ,  $M_0 = 8.63 \times 10^8$ ,  $\alpha = 4.1$  y  $\gamma = 0.432$ . El buen acuerdo entre la curva gris y negra sugiere que las consideraciones simples discutidas en la Sección 3.2 captan los ingredientes básicos de la relación entre la coincidencia de abundancias, los tamaños de las galaxias, y la respuesta del halo presentes en la simulación EAGLE.

Es importante destacar que: (i) la relación TF puede aproximarse por una única ley de potencia, siendo mucho más recta que la relación masa-velocidad de AM; (ii) la dispersión de la relación TF es pequeña, con un rms (dispersión cuadrática media) de 0.11 dex en masa, o 0.08 dex en velocidad, y (iii) la ordenada al origen

<sup>4</sup>Esta forma de ajuste propuesta por Sales et al. (2016) es presentada en el Capítulo 4.

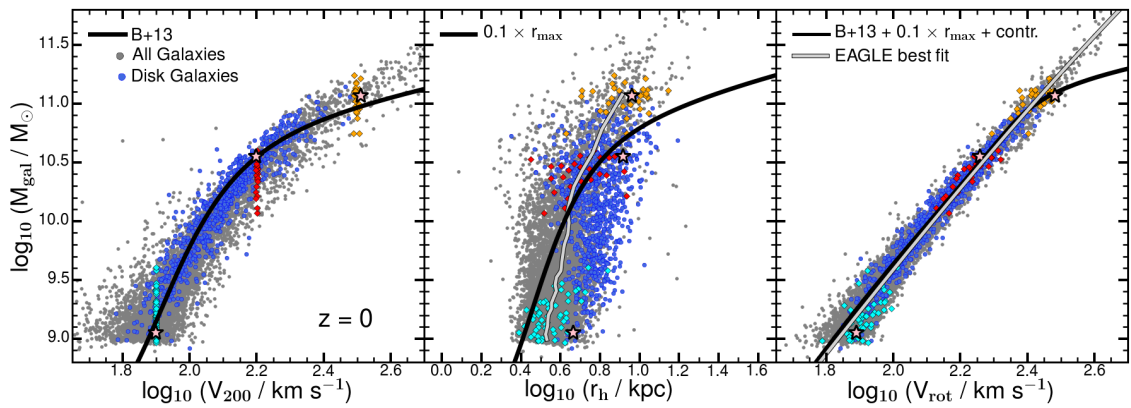


FIGURA 3.3: Análoga a la Fig. 3.1, pero para las galaxias de EAGLE. Las líneas negras continuas son las mismas de la Fig. 3.1, y se incluyen para facilitar la comparación. Los puntos grises corresponden a todas las galaxias simuladas, los puntos azules indican “discos”, según un criterio relativamente estricto; es decir, los sistemas con parámetro de rotación  $\kappa_{\text{rot}} > 0.6$ . Las galaxias que forman parte de cada uno de los tres rangos estrechos de masa virial del halo son resaltadas en cian, rojo y naranja. Los tres símbolos estrella indican las tres galaxias que se muestran en las imágenes de la Fig. 3.2. Se debe tener en cuenta que las galaxias EAGLE: (i) siguen de cerca las predicciones de B+13 sobre la coincidencia de abundancias (izquierda), (ii) tienen tamaños comparables con las galaxias espirales de la muestra de P+07 (medio); y (iii) tienen una relación Tully-Fisher en muy buen acuerdo con las predicciones del modelo de un halo con contracción simple de la Fig. 3.1 (derecha). La línea delgada gris es un ajuste a la relación TF simulada; ver parámetros en la Tabla 3.1.

de la relación TF en  $M_{\text{gal}} = 10^{10} M_{\odot}$  (aproximadamente el punto medio del rango de masas considerado aquí) está en excelente acuerdo con las observaciones.

Una comparación más directa con las observaciones se muestra en la Fig. 3.4, donde se ilustra la relación TF para todas las galaxias simuladas de EAGLE (mostradas por una banda gris para ilustrar la relación principal  $\pm 1\text{-}\sigma$ ) junto con los datos observacionales de cinco compilaciones recientes<sup>5</sup>. Se observa que las galaxias simuladas en EAGLE están en muy buen acuerdo con estos datos observacionales, incluso cuando se añaden a la comparación las galaxias espirales brillantes de tipo temprano de Williams, Bureau y Cappellari (2010). Se debe tener en cuenta que la dispersión en la relación TF simulada es menor que en la observada, incluso cuando se consideran todas las galaxias. La elección de galaxias disco sólo reduce la dispersión aún más, a 0.09 dex en masa y 0.07 dex en velocidad. Se llega a la conclusión de que la relación TF en EAGLE está en excelente acuerdo con las observaciones en  $z = 0$ . Se hace extensivo este análisis para *redshifts* más altos en la Sección 3.3.5, luego de explorar el origen de la pendiente, ordenada al origen y dispersión de la relación TF simulada.

### 3.3.4. Pendiente, ordenada al origen y dispersión

La relación de Tully-Fisher en el modelo cosmológico  $\Lambda$ CDM se rige por la relación entre la eficiencia en la formación de galaxias,  $f_m$ , y el parámetro de velocidades,  $f_v$ , definidos en la Sección 3.2. Esto se desprende claramente de la Eq. 3.1, que establece que:

$$M_{\text{gal}} = f_m M_{200} = \frac{f_m V_{200}^3}{10GH(z)} = \frac{1}{10GH(z)} \frac{f_m}{f_v^3} V_{\text{rot}}^3. \quad (3.2)$$

Por lo tanto, la relación TF depende en gran medida del cociente  $f_m/f_v^3$ : (i) su dependencia con la masa determina la pendiente de la relación TF; (ii) el valor correspondiente para una masa de referencia fija la ordenada al origen de la relación TF; y (iii) su dispersión controla la dispersión de la relación TF. Estos resultados se analizan con más detalle en la Fig. 3.5, donde los paneles izquierdos muestran

<sup>5</sup>Los datos observacionales asumen masas estelares derivadas de asumir la función inicial de masa *Chabrier*. Para galaxias de la compilación de Avila-Reese et al. (2008) se redujeron sus masas estelares publicadas por 0.15 dex con el fin de convertir de *Salpeter* a *Chabrier*.



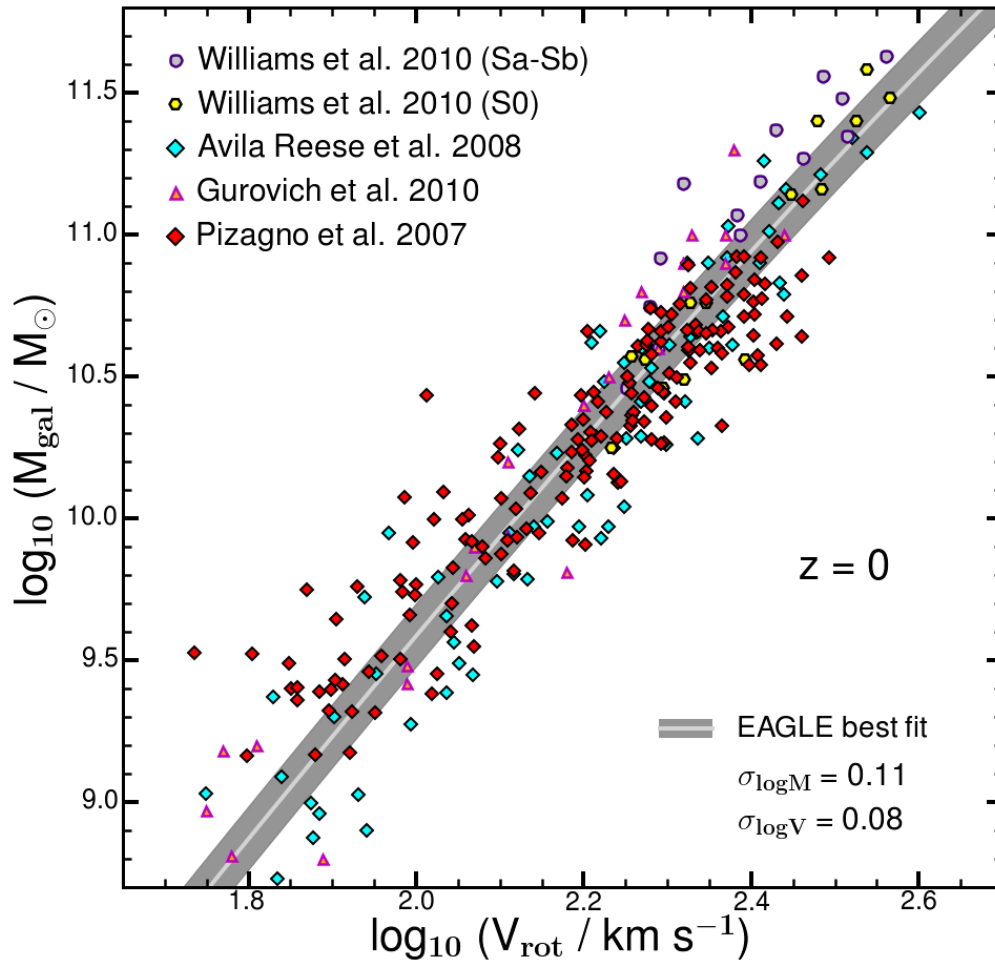


FIGURA 3.4: Relación de Tully-Fisher para las galaxias simuladas de EAGLE (banda gris) en comparación con galaxias espirales individuales tomadas de cinco compilaciones de datos observacionales. La relación simulada está en excelente acuerdo con las galaxias observadas. La dispersión es menor en la simulación, a pesar de que la relación simulada incluye todas las galaxias y no sólo los discos.

$f_m$ ,  $f_v$ , y  $f_m/f_v^3$  en función de la velocidad virial del halo para las galaxias de la simulación EAGLE en  $z = 0$ .

La Fig. 3.5 muestra que  $f_m$  y  $f_v$ , a pesar de que tienen una dependencia compleja con respecto a la velocidad virial, están fuertemente correlacionadas la una con la otra, lo que resulta en una función  $f_m/f_v^3$  que aumenta monótonamente con la masa del halo. La tendencia monótonica “endereza” la relación TF resultante en una ley de potencia única que coincide con las observaciones.

La correlación entre  $f_m$  y  $f_v$  depende en gran medida de los tamaños de las galaxias. La línea continua del panel izquierdo de  $f_v$  en la Fig. 3.5, muestra el resultado de aplicar el modelo simple con contracción adiabática de la Fig. 3.1 a las galaxias que satisfagan tanto la prescripción de AM de Behroozi et al. (2013), como la relación tamaño-masa de (Pizagno et al. 2007). La combinación implica una dependencia no monótona de  $f_v$  con la masa, parecida a la de  $f_m$ . La magnitud del efecto sobre  $f_v$  depende de los tamaños de las galaxias y de la respuesta del halo. La línea a rayas muestra el modelo “sin contracción”. Como se ha discutido en la Sección 3.2, el tamaño de las galaxias y la contracción del halo juegan un papel crucial para enderezar la relación TF y transformarla en una ley de potencia.

Se examina a continuación la ordenada al origen de la relación TF eligiendo, como referencia, halos con  $V_{200} = 160 \text{ km s}^{-1}$  (o 2.2 en unidades de  $\log_{10}$ ). Para tales halos, en promedio,  $f_m \approx 0.02$  (establecido por AM) y  $f_v \approx 1.08$  (establecido por tamaño mas contracción); esto implica una  $M_{\text{gal}} \approx 2.7 \times 10^{10} M_{\odot}$  en  $V_{\text{rot}} = f_v V_{200} \approx 171 \text{ km s}^{-1}$ , en excelente acuerdo con las observaciones, como indica la Fig. 3.4.

Por último, la Eq. 3.2 muestra que la dispersión de la relación TF depende de la dispersión en  $f_m/f_v^3$  en lugar de la dispersión en  $f_m$  o  $f_v$ , independientemente. La dispersión sorprendentemente pequeña en la relación TF simulada resulta de la fuerte correlación entre la masa y la velocidad de las galaxias que se forman en halos con una misma masa virial (ver, Navarro y Steinmetz 2000).

Esto está claramente ilustrado por los puntos de colores en el panel derecho de la Fig. 3.3, el cual muestra que las galaxias que se forman en halos de una misma masa virial se dispersan a lo largo de la relación principal, compensando las variaciones en la eficiencia de formación de galaxias con cambios correlativos en

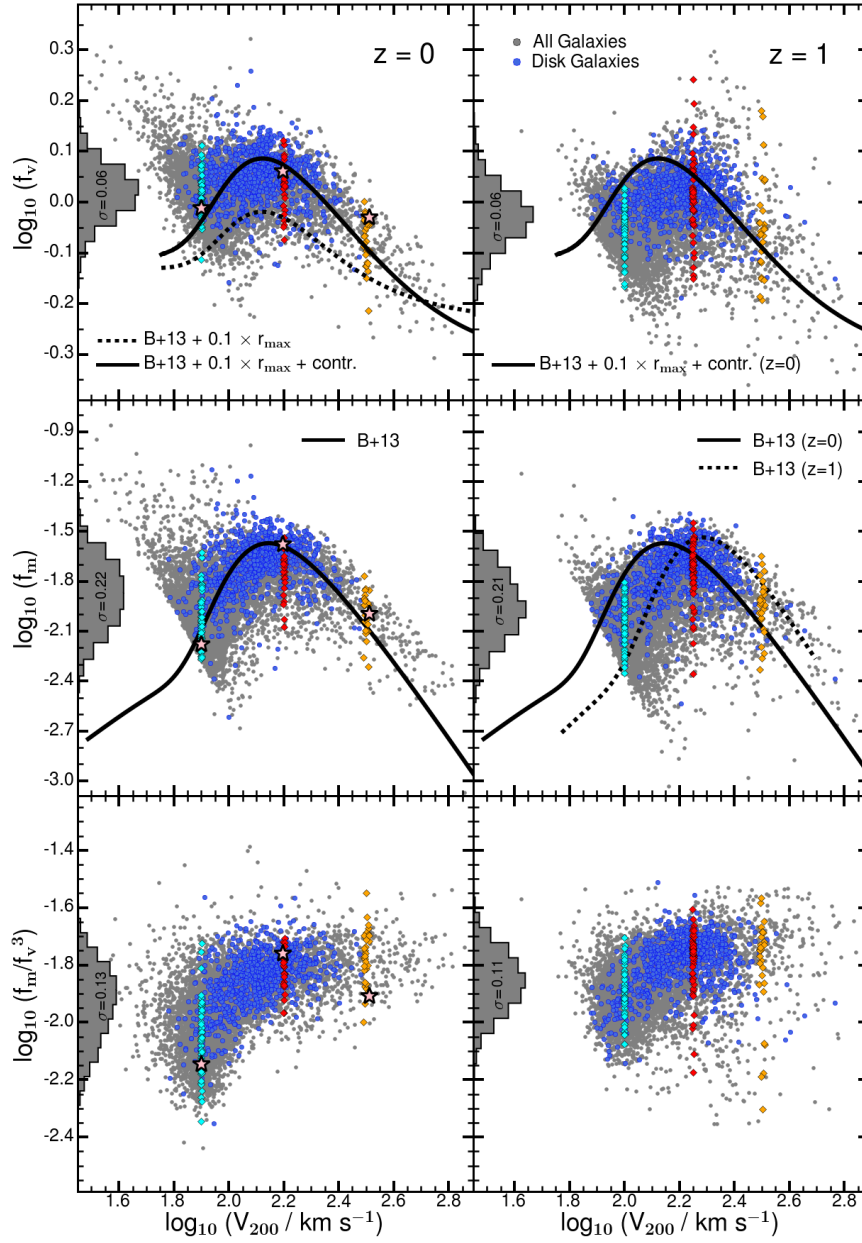


FIGURA 3.5: De arriba hacia abajo, las filas muestran, respectivamente, el parámetro de velocidad  $f_v \equiv V_{\text{rot}}/V_{200}$ ; el parámetro de eficiencia en la formación de galaxias,  $f_m \equiv M_{\text{gal}}/M_{200}$ ; y el cociente  $f_m/f_v^3$ , en función de la velocidad virial en  $z = 0$  (izquierda) y en  $z = 1$  (derecha). Los colores y símbolos son los mismos que la Fig. 3.3. Las curvas continuas corresponden al mismo modelo presentado en la Fig. 3.1. La curva a rayas en el panel  $f_v$  corresponde al modelo “sin contracción” de la Fig. 3.1.

velocidad. Tal correlación entre  $f_m$  y  $f_v$  es previsible ya que en igualdad de condiciones, un aumento en la masa del disco conducirá generalmente a una velocidad circular más grande. Cuantitativamente, el efecto depende de la importancia gravitatoria del disco respecto a la de la materia oscura. Expresando esto en términos de  $\nu_{\text{gal}} \equiv V_{\text{gal}}/V_{\text{DM}}$ ; es decir, la relación entre la contribución estelar y la de la materia oscura a la velocidad circular total medida en  $r_h$ ,  $V_{\text{rot}} = (V_{\text{gal}}^2 + V_{\text{DM}}^2)^{1/2}$ , se puede escribir luego de derivar

$$\delta \ln V_{\text{rot}} = \frac{1}{2} \frac{\nu_{\text{gal}}^2}{(1 + \nu_{\text{gal}}^2)} \delta \ln M_{\text{gal}}. \quad (3.3)$$

Un cambio en la masa de la galaxia,  $M_{\text{gal}}$ , induce un cambio correlacionado en la velocidad que es más fuerte cuanto más importante es el disco. Para discos que contribuyen la mitad de la masa total dentro del radio mitad de masa estelar ( $\nu_{\text{gal}} = 1$ ), se tendría entonces que  $f_m \propto f_v^4$ , y  $f_m \propto f_v^3$  para sistemas tan dominados por bariones como  $\nu_{\text{gal}} = \sqrt{2}$ . A pesar de que estas tendencias omiten el efecto de la contracción, representan los resultados de la simulación bastante bien, como puede verse en la correlación  $f_m$ - $f_v$  que se muestra en la Fig. 3.6.

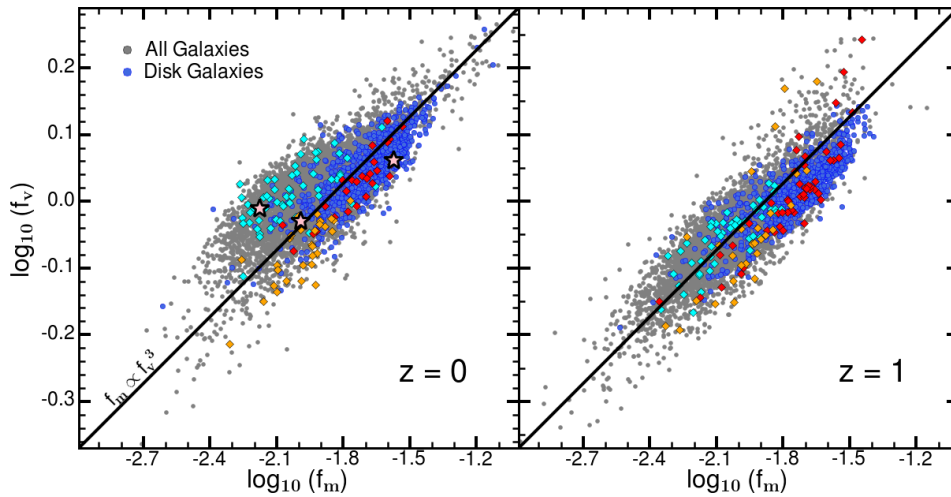


FIGURA 3.6: La correlación entre la eficiencia en la formación de galaxias  $f_m \equiv M_{\text{gal}}/M_{200}$ , y el parámetro de velocidad,  $f_v \equiv V_{\text{rot}}/V_{200}$ , en  $z = 0$  (izquierda) y en  $z = 1$  (derecha). Los colores y los símbolos son equivalentes a la Fig. 3.3. La relación  $f_m \propto f_v^3$  se muestra como referencia como una línea recta continua.

En otras palabras, si los discos son gravitacionalmente importantes, entonces se espera que la dispersión en la relación TF sea menor que la dispersión en  $f_m$  o  $f_v$  por separado. La contribución de los bariones es relativamente importante en las galaxias de EAGLE. A  $z = 0$  aumenta de manera constante con la masa (o velocidad) llegando a ser cerca de la mitad de la masa dentro de  $r_h$  para  $V_{\text{rot}} \approx 150 \text{ km s}^{-1}$ . Esto lleva a una correlación fuerte entre  $f_m$  y  $f_v$  que se muestra en la Fig. 3.6 y que limita drásticamente la dispersión en la relación TF. A pesar que la dispersión en  $f_m$  y  $f_v$  es 0.22 dex y 0.06 dex, respectivamente, la dispersión de la relación  $f_m/f_v^3$  es sólo 0.13 dex (como se observa en los histogramas de la Fig. 3.5).

### 3.3.5. La evolución de la relación TF

Según lo expuesto anteriormente, la evolución de la relación TF con el *redshift* depende críticamente de la forma en la que la eficiencia en la formación de galaxias y los tamaños evolucionan con el *redshift*. Se presentan los resultados en la Fig. 3.7 para tres *redshift* diferentes:  $z = 0.25$  (fila superior),  $z = 0.75$  (fila central) y  $z = 1$  (fila inferior). Cada fila presenta, como en la Fig. 3.1, la relación de masas galaxia-halo en el panel izquierdo, la relación tamaño-masa en el panel central, y la relación TF en el panel derecho. Para guiar a la comparación, las curvas negras continuas en cada panel son las mismas que las que se muestran en la Fig. 3.1 para  $z = 0$ .

De arriba hacia abajo, los paneles de la izquierda muestran que para una dada  $V_{200}$ , las masas de las galaxias en EAGLE disminuyen al aumentar el *redshift*. Esta disminución constante de la eficiencia en la formación de galaxias se acerca muy bien a lo predicho por los modelos de AM tal como se muestra con las curvas punteadas en cada panel que se toman de Behroozi et al. (2013). Esto es consistente con el acuerdo en la evolución de la función de masa de galaxias simuladas y observadas encontrado por Furlong et al. (2015a). Se debe tener en cuenta que se espera que la evolución en la masa estelar sea especialmente rápida en el extremo de masa baja del rango estudiado. Para  $V_{200} \approx 100 \text{ km s}^{-1}$ , por ejemplo, la masa estelar cae, de acuerdo con Behroozi et al. (2013), en casi un orden de magnitud de  $z = 0$  a  $z = 1$ .

Los tamaños de las galaxias simuladas evolucionan como se muestra en los paneles centrales de la Fig. 3.7. La evolución es especialmente notable para el extremo

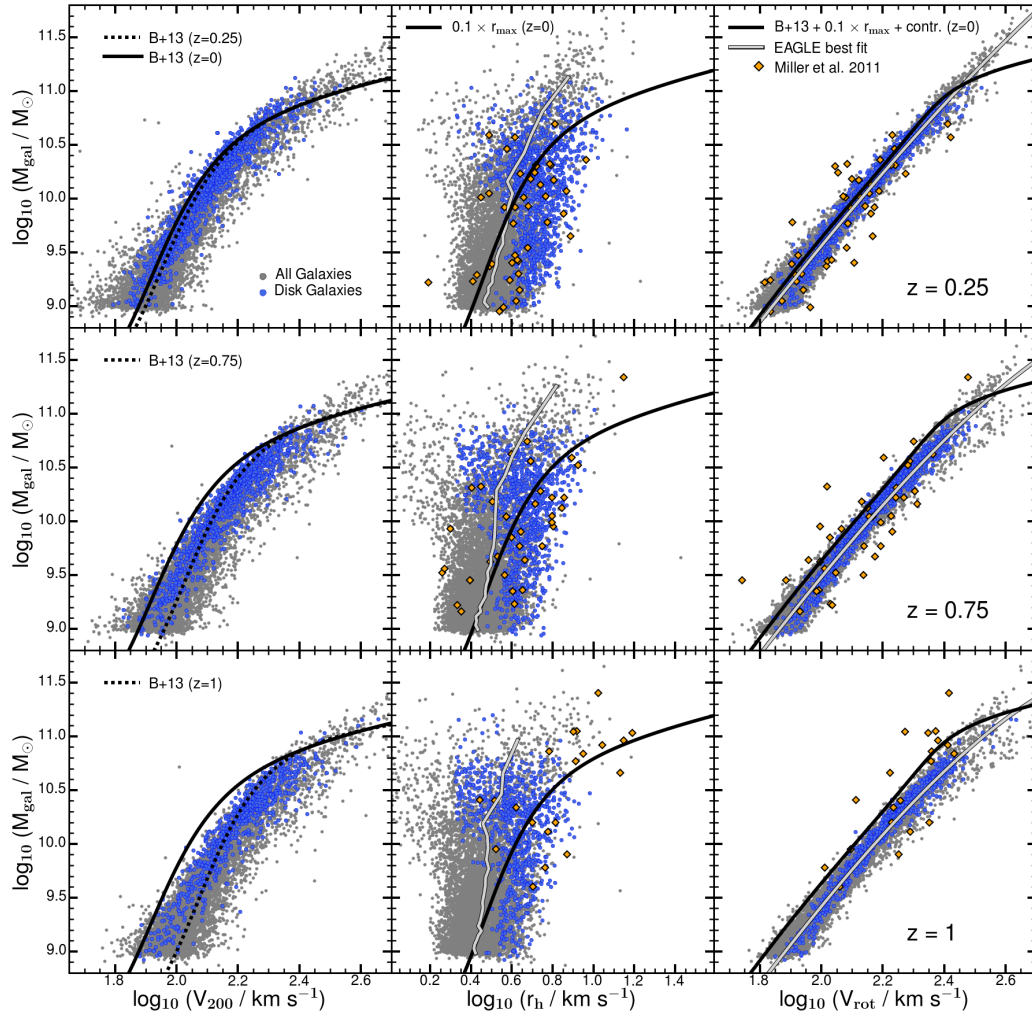


FIGURA 3.7: Evolución de la relación de Tully-Fisher simulada, en comparación con los datos de Miller et al. (2011) (símbolos anaranjados). Cada fila es equivalente a la Fig. 3.3. Las líneas negras continuas en cada panel son las mismas que en la Fig. 3.1, y se incluyen para ayudar a la comparación. Las curvas punteadas en los paneles de la izquierda indican las predicciones del modelo de coincidencia de abundancias B+13. Las finas líneas grises son ajustes a las galaxias de EAGLE, con los parámetros dados en la Tabla 3.1. Las galaxias de EAGLE se ajustan razonablemente bien a las predicciones de AM, tamaños y relación TF de las galaxias observadas en todos los *redshifts*. Ver el texto para una discusión más en profundidad.

más masivo, disminuyendo un factor 2 aproximadamente desde  $z = 1$  hasta la actualidad. En el extremo de masa baja la evolución es más débil pero igualmente notable. Curiosamente, los radios de galaxias simuladas de masa media en los primeros tiempos están aproximadamente de acuerdo con los de la muestra de Miller et al. (2011). La única diferencia está en  $z = 1$ , donde para masas altas las galaxias observadas parecen significativamente más grandes que las galaxias simuladas de masa similar. La buena correspondencia con las observaciones es consistente con los resultados de Furlong et al. (2015b), quienes encontraron que EAGLE reproduce la evolución observada de los tamaños relativamente bien.

La relación TF en cada *redshift* se muestra en la columna derecha de la Fig. 3.7, y muestra una buena coincidencia con los datos de Miller et al. (2011). La evolución en el tamaño se compensa en parte por la disminución de la eficiencia en la formación de galaxias a una dada velocidad virial, como se muestra en los paneles a  $z = 1$  de la Fig. 3.5. Esto acerca las galaxias a la relación en  $z = 0$ , debilitando la evolución de la relación TF resultante.

Redshift	$M_0[\times 10^8]$	$\alpha$	$\gamma$	$\sigma_M[\text{dex}]$	$\sigma_V[\text{dex}]$
0.00	$8.63 \pm 0.11$	$4.10 \pm 0.05$	$0.432 \pm 0.021$	0.11	0.08
0.25	$8.32 \pm 0.12$	$4.13 \pm 0.04$	$0.483 \pm 0.016$	0.10	0.08
0.75	$6.60 \pm 0.07$	$4.36 \pm 0.03$	$0.594 \pm 0.009$	0.09	0.08
1.00	$5.57 \pm 0.06$	$4.46 \pm 0.03$	$0.634 \pm 0.008$	0.09	0.08

TABLA 3.1: Parámetros de ajuste para la relación TF en EAGLE.

$M_{\text{gal}}/M_{\odot} = M_0 \nu^{\alpha} \exp(-\nu^{\gamma})$ , donde  $\nu$  es la velocidad en unidades de  $50 \text{ km s}^{-1}$ .

La excepción está en  $z = 1$ , donde las galaxias observadas tienen velocidades ligeramente más bajas que en la simulación. Recordando la discusión de la Sección 3.2, el motivo de la desviación probablemente este impulsado por la falta de coincidencia en los tamaños de las galaxias. A una dada masa, mientras más grande sea el tamaño de la galaxia, menor será la contribución del disco a la velocidad circular total y, por lo tanto, más débil será la respuesta del halo llevando en promedio a velocidades más bajas. Teniendo una simulación con galaxias tan masivas y grandes como las de la muestra de Miller et al. (2011) en  $z = 1$ , es muy

probable que las velocidades simuladas se hubieran aproximado a las observadas.

No está claro si la falta de discos grandes y masivos en EAGLE a  $z = 1$  es un problema para el modelo o si es el resultado de tener una simulación de un volumen relativamente pequeño, junto con los sesgos de selección inherentes que afectan a las muestras observacionales. De hecho, Furlong et al. (2015b) no encuentran tal discrepancia comparando EAGLE con los datos de van der Wel et al. (2014). Discos grandes y masivos son obviamente más fáciles de observar en altos *redshifts*: dada la sensibilidad de la relación TF al tamaño de las galaxias, esto tiene el potencial de inducir sesgos en la relación que deben tenerse muy en cuenta. Con esta advertencia, se llega a la conclusión de que la evolución general de la relación TF observada en EAGLE es bastante consistente con las limitadas observaciones disponibles actualmente.

### 3.4. Conclusiones

Se utilizó el conjunto de simulaciones hidrodinámicas cosmológicas EAGLE para estudiar la relación entre la coincidencia de abundancias (AM), los tamaños de las galaxias, y la relación de Tully-Fisher (TF). Los principales resultados se resumen de la siguiente manera:

- Las galaxias que acuerdan con las predicciones de los modelos de coincidencia de abundancias son consistentes con la relación TF observada a pesar del comportamiento no monótono de la eficiencia en la formación de galaxias con respecto a la masa virial del halo. Una consistencia con la relación TF observada requiere galaxias que sigan la relación tamaño-masa de las galaxias disco observadas, y halos que respondan contrayéndose frente a la formación de la galaxia, más o menos según lo predicho por el modelo simple de contracción adiabática.
- Las galaxias de EAGLE se ajustan a todas estas limitaciones, aproximadamente, y muestran una relación de Tully-Fisher en buen acuerdo con la observación en  $z = 0$ .



- El tamaño de la galaxia y la contracción del halo inducen una fuerte correlación entre la eficiencia en la formación de galaxias y la velocidad de rotación que endereza la relación TF en una ley de potencia única y esparce las galaxias a lo largo de la relación principal, manteniendo su estrecha dispersión. Como resultado, la dispersión de la relación TF simulada es sustancialmente menor que la observada, incluso cuando se consideran todas las galaxias en lugar de sólo los discos.
- La relación de masas galaxia-halo en EAGLE evoluciona aproximadamente como se espera a partir de los modelos de AM y la relación tamaño-masa evoluciona de acuerdo con las galaxias distantes de muestras observacionales. Esto se traduce en una evolución gradual pero débil de la relación TF simulada razonablemente de acuerdo con las limitaciones observadas, a pesar de la evolución más rápida en la eficiencia de formación de galaxias predicha por los modelos de coincidencia de abundancias.

La sensibilidad de la relación de Tully-Fisher al tamaño de las galaxias explica por qué muchas simulaciones han argumentado coherencia con esta relación de escala, mientras que, al mismo tiempo, fallan al querer coincidir con las masas de galaxias predichas por los modelos de coincidencia de abundancias. De hecho, siempre es posible cambiar la masa del disco por el tamaño de la galaxia para que la relación TF resultante se mantenga sin variación. Una simulación de formación de galaxias no puede considerarse exitosa a menos que concilie al mismo tiempo tanto la relación de Tully-Fisher como la abundancia y el tamaño de las galaxias en función de la masa estelar. En general, los resultados encontrados muestran que la pendiente, ordenada al origen, dispersión y evolución de la relación TF no representan una dificultad evidente para los modelos de formación de galaxias con cosmología  $\Lambda$ CDM.

## Agradecimientos

Se agradece el soporte financiero de la Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica, Argentina (PICT-1137/2012). También se agradece el soporte financiero de SECYT-UNC. En este trabajo se utilizó el sistema de datos DiRAC centrada en la Universidad de Durham, operado por el Instituto de Cosmología Computacional ([www.dirac.ac.uk](http://www.dirac.ac.uk)). Este equipo fue financiado por el BIS National E-infrastructure capital grant ST/K00042X/1, STFC capital grants ST/H008519/1 y ST/K00087X/1, STFC DiRAC Operations grant ST/K003267/1 y Durham University. DiRAC es parte de la National E-Infrastructure. RAC es la Royal Society University Research Fellow.

## Capítulo 4

# El Extremo Débil de la Relación de Tully-Fisher Bariónica

**RESUMEN**<sup>1</sup> La correlación entre la velocidad de rotación de una galaxia disco y su masa bariónica (relación de “Tully-Fisher bariónica”; TFB) ha desconcertado durante mucho tiempo a los modelos de formación de galaxias. Su pendiente es más empinada que la relación teórica entre la masa y velocidad virial  $M \propto V^3$  del halo y su ordenada al origen implica que las galaxias contienen una pequeña fracción de bariones. Esta baja eficiencia en la formación de galaxias puede deberse en principio a los vientos que tienen lugar durante la evolución estelar; sin embargo la baja dispersión de la relación TFB aboga en contra de la dispersión sustancial que acarraría tal vigoroso mecanismo de *feedback*. Se utilizan las simulaciones APOSTLE e EAGLE para mostrar que se puede reproducir muy bien la relación TFB en simulaciones  $\Lambda$ CDM que ajusten correctamente el tamaño y el número de galaxias en función de la masa estelar. En tales modelos que reproducen la relación TFB, las velocidades de rotación de las galaxias son proporcionales a la velocidad virial del halo. También, la pendiente empinada en la dependencia de la masa con la velocidad resulta de la disminución en la eficiencia de formación de galaxias a medida que disminuye la masa del halo, lo cual es necesario para hacer coincidir la función de masa de los halos con la función de luminosidad de las galaxias. A pesar de un *feedback* vigoroso, la dispersión en la TFB simulada es menor que en la observada, incluso cuando se consideran todas

---

<sup>1</sup>Basado en: Sales L. V., Navarro J. F., Oman K., Fattahi A., **Ferrero I.**, Abadi M. G., Bower R., Crain R. A., Frenk C. S., Sawala T., Schaller M., Schaye J., Theuns T., White S. D. M. Aceptado para ser publicado en MNRAS (2016).

las galaxias simuladas y no sólo aquellas soportadas por rotación. Las simulaciones predicen que la TFB debe ser cada vez más empinada hacia el extremo de masa baja, aunque la dispersión en velocidad para una masa fija debe mantenerse pequeña. Las galaxias observadas con velocidades de rotación por debajo de  $\sim 40 \text{ km s}^{-1}$  parecen desviarse de esta predicción. Se discuten los sesgos observacionales y las incertidumbres del modelado que pueden ayudar a explicar este desacuerdo en el contexto de los modelos  $\Lambda$ CDM de formación de galaxias enanas.

## 4.1. Introducción

La relación empírica entre la velocidad de rotación y la luminosidad de las galaxias disco no es solamente un indicador secundario de distancia confiable (Tully y Fisher 1977), sino también una fuente de indicios importantes sobre la masa total y el perfil de masa de los halos de materia oscura. La relación de Tully-Fisher ha sido estudiada ampliamente de manera observacional; su dependencia con la banda fotométrica, por ejemplo, está relativamente bien entendida y la relación se representa generalmente en términos de la masa estelar de la galaxia en lugar de la luminosidad (ver por ejemplo, McGaugh et al. 2000; Bell y de Jong 2001; Pizagno et al. 2005; Torres-Flores et al. 2011).

Esta relación puede aproximarse muy bien por una única ley de potencia con una dispersión pequeña, al menos para las galaxias de tipo tardío, con masas estelares  $\gtrsim 10^{9.5} M_{\odot}$  y velocidades  $\gtrsim 65 \text{ km s}^{-1}$  (McGaugh et al. 2000; Bell y de Jong 2001). Para velocidades (o masas) bajas, la relación se desvía de una ley de potencia simple, presumiblemente debido a que el aporte del gas frío se hace más predominante en las galaxias enanas. De hecho, la correlación de ley de potencia puede recuperarse en gran medida en el extremo débil considerando masas bariónicas en lugar de masas estelares solamente. La relación de “Tully-Fisher bariónica”, como se ha hecho conocida esta relación (o TFB, por sus siglas en Inglés), se puede aproximar muy bien por una ley de potencia única que cubre aproximadamente tres órdenes de magnitud en masa y un factor seis en velocidad (McGaugh et al. 2000; Stark, McGaugh y Swaters 2009). Su dispersión es bastante pequeña, al menos cuando se utilizan para el análisis solamente galaxias con datos de alta calidad y curvas de rotación extendidas radialmente (McGaugh 2012; Lelli, McGaugh y Schombert 2016).

La interpretación de la relación de Tully-Fisher en modelos cosmológicos de formación de galaxias ha sido un problema de larga data. Desde el punto de vista cosmológico, la relación de Tully-Fisher refleja la equivalencia entre la masa y la velocidad circular del halo impuesta por la edad finita del Universo (ver por ejemplo, Mo, Mao y White 1998; Steinmetz y Navarro 1999). Esa escala de tiempo característica se traduce en un contraste de densidad fijo que implica una relación lineal entre el radio virial y la velocidad virial, o una relación simple entre la masa y la velocidad circular  $M \propto V^3$ . Por lo tanto, se espera una relación de ley de

potencia entre la masa de la galaxia y la velocidad de rotación del disco si la masa de la galaxia y la velocidad de rotación escalan con la masa y la velocidad virial, respectivamente.

Estas últimas condiciones no son triviales de satisfacer, como lo ilustra el siguiente ejemplo. La masa bariónica de la Vía Láctea es  $\sim 6 \times 10^{10} M_{\odot}$  (Rix y Bovy 2013), y su velocidad de rotación es aproximadamente constante  $\sim 220 \text{ km s}^{-1}$  en todo el disco galáctico, o al menos fuera de 10 kpc. Un halo con una velocidad virial similar, por otro lado, tiene un radio virial de  $\sim 310 \text{ kpc}$  y una masa virial del orden de  $M_{200} \approx 3.5 \times 10^{12} M_{\odot}$ , o aproximadamente  $6 \times 10^{11} M_{\odot}$  en bariones, suponiendo una fracción bariónica de  $f_{\text{bar}} = \Omega_{\text{b}}/\Omega_{\text{M}} = 0.17$ . La mayoría de estos bariones puede, en principio, enfriarse y colapsar al disco de la Vía Láctea (ver por ejemplo, White y Frenk 1991). Este ejemplo ilustra dos puntos importantes: (i) sólo una pequeña fracción de los bariones disponibles están hoy ensamblados en el centro del halo de la Vía Láctea, y (ii) el radio en el cual se mide la velocidad de rotación del disco es mucho menor que el radio virial del halo anfitrión, donde se mide su velocidad virial.

Estos puntos son muy importantes para los modelos que tratan de explicar la relación TFB observada. Los bariones que se ensamblan para formar las galaxias son tan escasos que no está claro cómo sus masas deben escalar con la masa virial si es que lo hacen. El disco incluye una fracción tan pequeña del halo de materia oscura y además su cinemática examina el potencial tan lejos del radio virial que una relación de escala simple entre la velocidad de rotación de las galaxias y la velocidad circular virial puede desestimarse justificadamente. Por último, es perfectamente concebible que los mecanismos que limitan efectivamente la fracción de bariones que se depositan en una galaxia (en los modelos actuales principalmente son el *feedback* de estrellas y la evolución de los agujeros negros supermasivos) también puedan presentar grandes variaciones de un halo a otro debido a la naturaleza esporádica de la formación estelar. Esto hace que la dispersión baja en la relación de Tully-Fisher observada sea bastante difícil de explicar (McGaugh 2012).

Estas dificultades explican por qué la literatura está llena de intentos fallidos de reproducir la relación de Tully-Fisher en un universo dominado por materia oscura fría. Simulaciones de formación de galaxias, por ejemplo, han producido constantemente desde hace muchos años galaxias muy masivas y compactas con

curvas de rotación que disminuyen abruptamente y, en general, con un pobre ajuste de las observaciones (ver por ejemplo, Navarro y Steinmetz 2000; Abadi et al. 2003; Governato et al. 2004; Scannapieco et al. 2012, y sus referencias). Incluso los modelos semi-analíticos, donde las masas y tamaños de las galaxias se pueden ajustar para que coincidan con las observaciones, han tenido dificultades para reproducir la relación de Tully-Fisher (ver por ejemplo, Cole et al. 2000); típicamente predicen velocidades para una dada masa que son significativamente mayores que las observadas, a menos que se incluya algún ajuste arbitrario a la respuesta del halo (Dutton y van den Bosch 2009).

La situación, sin embargo, ha comenzado a cambiar, sobre todo como consecuencia de la mejora en las recetas de las simulaciones para el tratamiento de sub grilla de la formación de estrellas y su *feedback* asociado. Las simulaciones recientes han mostrado que discos soportados rotacionalmente con perfiles de densidad superficial realistas y curvas de rotación relativamente planas se pueden formar en halos de materia oscura fría. Esto es posible cuando el *feedback* es lo suficientemente fuerte como para regular eficazmente la formación estelar en curso mediante la limitación en la acumulación de excesos de gas y la eliminación del gas con bajo momento angular (ver por ejemplo, Guedes et al. 2011; Brook et al. 2012; McCarthy et al. 2012; Aumer et al. 2013; Marinacci, Pakmor y Springel 2014).

Estos resultados son alentadores, aunque el número de sistemas individuales simulados hasta ahora es pequeño y no está claro si los mismos códigos producirían una función de masa estelar de galaxias realista o si reproducirían la dispersión de la relación de Tully-Fisher cuando se aplica a un volumen cosmológicamente significativo. El papel que juega la respuesta del halo frente a la formación de la galaxias se ha mantenido controversial. Algunos autores argumentan que para explicar las relaciones de escala de las galaxias disco es necesaria una modificación sustancial de la estructura más interna del halo con un núcleo de densidad constante o un pico central (Dutton y van den Bosch 2009; Chan et al. 2015). Sin embargo, otros autores no encuentran la necesidad imperiosa de dicho ajuste (ver por ejemplo, Vogelsberger et al. 2014; Schaller et al. 2015b; Lacey et al. 2015).

La concreción reciente de simulaciones ambiciosas como el proyecto EAGLE (Schaye et al. 2015; Crain et al. 2015), el cual sigue la evolución temporal de la formación de miles de galaxias en cajas cosmológicas de  $\approx 100$  Mpc de lado, permiten

una nueva evaluación de este problema. Los módulos de física sub grilla en el código de EAGLE se han calibrado para hacer coincidir la función de masa estelar observada y los tamaños de las galaxias en  $z = 0$ . Sin embargo, no se ha ajustado para reproducir la relación TFB, por lo que es un verdadero corolario del modelo. Lo mismo puede decirse de otras relaciones, como la bi-modalidad en el color, la diversidad morfológica, o la relación de Tully-Fisher para galaxias brillantes, que son reproducidas exitosamente (Schaye et al. 2015; Trayford et al. 2015, analizado en el Capítulo 3). Combinando EAGLE con múltiples simulaciones de volúmenes más pequeños elegidos para reproducir el Grupo Local de Galaxias (proyecto APOSTLE, ver por ejemplo, Fattahi et al. 2016; Sawala et al. 2015), se puede estudiar la relación TFB resultante a lo largo de cuatro ordenes de magnitud en masa de galaxias. En particular, se pueden examinar las predicciones de las simulaciones para galaxias enanas débiles, donde los datos observacionales recientes han puesto de manifiesto las desviaciones de un ajuste de ley de potencia y/o un aumento de la dispersión en la relación TFB (Geha et al. 2006; Trachternach et al. 2009).

Se comienza con una breve descripción de EAGLE y APOSTLE en la Sección 4.2 y se presentan los principales resultados en la Sección 4.3. Se investiga la convergencia numérica en la Sección 4.3.1. El contenido estelar y gaseoso y el tamaño en función de la masa de las galaxias se presenta en la Sección 4.3.2 para luego de comparar la relación TFB simulada con las observaciones en la Sección 4.3.3. Se examina el extremo débil previsto de la relación en la Sección 4.3.4 antes de concluir con un breve resumen con las principales conclusiones en la Sección 4.4.

## 4.2. Simulaciones numéricas

### 4.2.1. El código

Las simulaciones numéricas se realizaron utilizando una versión modificada del código SPH P-GADGET 3 (Springel 2005b), desarrollado para el proyecto EAGLE (Schaye et al. 2015; Crain et al. 2015; Schaller et al. 2015c). El código incluye la versión “Anárquica” de SPH (Dalla Vecchia, en preparación, ver también el Apéndice A en Schaye et al. 2015), el cual usa la variante presión-entropía propuesta por



Hopkins (2013); dependencia del enfriamiento o calentamiento radiativo con la metalicidad (Wiersma, Schaye y Smith 2009), reionización de hidrógeno y helio (en *redshift*  $z = 11.5$  y  $z = 3.5$ , respectivamente), formación estelar dependiente de la metalicidad con un límite (Schaye 2004; Dalla Vecchia y Schaye 2008), evolución estelar y producción de metales (Wiersma et al. 2009), *feedback* estelar a través de inyección de energía térmica estocástica (Dalla Vecchia y Schaye 2012), y el crecimiento y el *feedback* de agujeros negros supermasivos (Springel, Di Matteo y Hernquist 2005; Booth y Schaye 2009; Rosas-Guevara et al. 2015b). Los parámetros libres para el tratamiento de la física sub grilla de estos mecanismos se han ajustado a fin de reproducir la función de masa estelar de las galaxias, los tamaños típicos de las galaxias disco, y la relación entre la masa del agujero negro y la masa estelar de la galaxia, a  $z \approx 0$ .

#### 4.2.2. Las simulaciones

Se utilizan dos conjuntos de simulaciones. Una de ellas es una corrida de alta resolución en un cubo de 100 Mpc comóviles de lado (Ref-L100N1504). Esta simulación contiene  $1504^3$  partículas de materia oscura con una masa de  $9.7 \times 10^6 M_{\odot}$ ; el mismo número de partículas de gas con una masa inicial de  $1.8 \times 10^6 M_{\odot}$ ; una longitud de ablandamiento gravitacional de Plummer de 700 pc (en unidades comóviles para *redshifts* mayores que  $z = 2.8$ ). La cosmología adoptada es la de Planck Collaboration et al. (2014), con  $\Omega_M = 0.307$ ,  $\Omega_{\Lambda} = 0.693$ ,  $\Omega_b = 0.04825$ ,  $h = 0.6777$  y  $\sigma_8 = 0.8288$ .

El otro conjunto son las simulaciones APOSTLE, las cuales evolucionan 12 volúmenes computacionales adaptados para reproducir la distribución espacial y cinemática de las galaxias del Grupo Local (Fattahi et al. 2016). Cada volumen fue elegido para contener dos halos con masas viriales individuales en el rango de  $5 \times 10^{11}$ - $2.5 \times 10^{12} M_{\odot}$ . Los halos están separados por una distancia comparable a la que existe entre la Vía Láctea (MW, por sus siglas en Inglés) y la galaxia de Andrómeda (M31) ( $800 \pm 200$  kpc) y con una velocidad radial de acercamiento consistente con la del par MW-M31 ( $0$ - $250$  km s $^{-1}$ ).

Los volúmenes en APOSTLE han sido seleccionados de la simulación de N-cuerpos DOVE, la cual evoluciona un volumen cosmológico de 100 Mpc de lado con la

cosmología WMAP-7 (Komatsu et al. 2011). Las simulaciones de APOSTLE se hicieron en tres resoluciones numéricas diferentes; baja (AP-LR), media (AP-MR) y alta (AP-HR), que se diferencian por sucesivos factores  $\sim 10$  en la masa de las partículas y factores  $\sim 2$  en la resolución de la fuerza gravitacional. Todos los 12 volúmenes se han corrido en media y baja resolución pero solamente dos volúmenes se han completado en alta resolución. La Tabla 4.1 resume los principales parámetros de estas simulaciones.

Simulación	Masa de partícula		Long. de ablan. [pc]	$M_{200}^{\text{conv}}$ [ $M_{\odot}$ ]
	DM [ $M_{\odot}$ ]	Gas [ $M_{\odot}$ ]		
AP-HR	$5.0 \times 10^4$	$1.0 \times 10^4$	94	$6.0 \times 10^9$
AP-MR	$5.9 \times 10^5$	$1.3 \times 10^5$	216	$3.0 \times 10^{10}$
AP-LR	$7.3 \times 10^6$	$1.5 \times 10^6$	500	$3.0 \times 10^{11}$
EAGLE	$9.7 \times 10^6$	$1.8 \times 10^6$	700	$3.0 \times 10^{11}$

TABLA 4.1: Parámetros numéricos de las simulaciones APOSTLE y EAGLE. Las simulaciones APOSTLE están identificadas con las letras “AP” seguidas por el nivel de resolución: LR, MR y HR (baja, media y alta resolución). La última columna resume la masa virial mínima de convergencia  $M_{200}^{\text{conv}}$  de cada resolución. Ver Sección 4.3.1

Se usa el algoritmo SubFind para identificar “galaxias”; es decir, estructuras gravitacionalmente ligadas (Springel, Yoshida y White 2001; Dolag et al. 2009) en un catálogo de halos Friend-of-Friends (FoF) (Davis et al. 1985) construido con una longitud de enlace 0.2 veces la separación media entre partículas. Se reservan para el análisis sólo las galaxias centrales de cada halo FoF, y se excluyen del análisis todos los sistemas contaminados por partículas de baja resolución. Las masas bariónicas (estrellas más gas) de las galaxias se computan dentro de un “radio galáctico” fiducial, que se define como  $r_{\text{gal}} = 0.15 r_{200}$ . Se comprobó que este es un radio lo suficientemente grande como para incluir la mayor parte del gas frío que esta formando estrellas y las estrellas ligadas a cada galaxia central.

## 4.3. Resultados

### 4.3.1. Eficiencia en la formación de galaxias y convergencia

El panel izquierdo de la Fig. 4.1 muestra la relación entre la masa virial,  $M_{200}$ , y la masa bariónica de la galaxia,  $M_{\text{bar}}^{\text{all}}$ , en las simulaciones donde  $M_{\text{bar}}^{\text{all}}$  se calcula contando todas las partículas de gas y estelares dentro de  $r_{\text{gal}}$ . Las regiones sombreadas encierran el rango intercuartil (diferencia entre el tercer y el primer cuartil de la distribución) de  $M_{\text{bar}}^{\text{all}}$  en función de la masa virial para cada uno de los conjuntos de simulaciones, como se indica en las leyendas. Las líneas gruesas continuas, con el mismo código de colores, indican la mediana. Los símbolos individuales indican los resultados para la simulación de alta resolución AP-HR, ya que el número total de galaxias en esos dos volúmenes completos es pequeño.

Las líneas grises a rayas indican la ubicación de las galaxias cuyas masas representan el 100 % (arriba), 10 % (medio) y 1 % (abajo) de todos los bariones dentro del radio virial. La Fig. 4.1 muestra que la eficiencia en la formación de galaxias es baja en todos los halos (menos del  $\sim 20\%$ ) y disminuye de manera constante a medida que disminuye la masa virial. Las galaxias de los halos más masivos que se muestran han sido capaces de acopiar aproximadamente un 15-20 % de los bariones en la galaxia central, pero la fracción se reduce a alrededor del 1 % en halos de  $\approx 10^{10} M_{\odot}$  para el caso de la AP-HR. Esta caída fuerte se espera en cualquier modelo que intente reproducir el comportamiento aplanado de la función de masa estelar de las galaxias en el extremo de masa baja con la pendiente empinada que muestra la función de masa de los halos (ver por ejemplo las discusiones en la Sección 5.2 de Schaye et al. 2015 y en la Sección 4 de McCarthy et al. 2012).

El panel izquierdo de la Fig. 4.1 también muestra las limitaciones introducidas por la resolución numérica. Los resultados para las diferentes simulaciones son consistentes en halos bien resueltos, pero la masa media de las galaxias comienza a desviarse en halos resueltos con un número pequeño de partículas. Esto se aprecia con mayor claridad cuando se comparan los resultados de la mediana  $M_{\text{bar}}^{\text{all}}$  de cada simulación de APOSTLE. Los resultados de AP-LR, por ejemplo, se despegan hacia abajo de la tendencia obtenida en una resolución más alta para masas viriales menores que  $\sim 3 \times 10^{11} M_{\odot}$ . Los de AP-MR, a su vez, se apartan de la tendencia de AP-HR por debajo de  $\sim 3 \times 10^{10} M_{\odot}$ . Para definir la convergencia

de la simulación de alta resolución, se adopta simplemente un factor 10 similar entre AP-MR y AP-HR. Estos límites se muestran con líneas verticales finas en el panel izquierdo de la Fig. 4.1.

El tema de la convergencia en las simulaciones bariónicas es complejo, ya que al aumentar la resolución procesos físicos nuevos entran en juego y no queda claro si es necesaria una recalibración en la física de la sub grilla (ver discusión detallada en Schaye et al. 2015). Se adopta aquí el enfoque simple de seleccionar objetos para los que diferentes resoluciones dan masas bariónicas consistentes. Tomando en cuenta de que la masa de partícula (gas y materia oscura) es  $8.8 \times 10^6 M_{\odot}$  y  $6.0 \times 10^4 M_{\odot}$  para AP-LR y AP-HR, respectivamente, una regla simple es que en promedio sólo aquellos halos resueltos con al menos 50.000 partículas dan masas galácticas consistentes para todas las simulaciones. Se destaca este rango de masas para cada una de estas corridas sombreando el rango intercuartil por encima de la masa mínima convergente.

El panel derecho de la Fig. 4.1 examina la convergencia del tamaño de la galaxia (el radio mitad de masa estelar 3D,  $r_h^{\text{str}}$ ), en función de la masa virial. Este panel muestra que los tamaños de las galaxias se aproximan a un valor constante por debajo de cierta masa virial dependiente de la resolución. Esto puede deberse a los efectos combinados del límite en resolución y de la elección de una ecuación de estado politrópica para el gas frío y denso en las simulaciones. Como fue discutido por Crain et al. (2015), la ecuación de estado impone un tamaño mínimo efectivo para el gas frío en una galaxia que explica el tamaño constante de las galaxias de masa baja que se ve en el panel derecho de la Fig. 4.1.

Cabe destacar que el mismo criterio que asegura la convergencia de la masa de las galaxias parece asegurar también la convergencia del tamaño, como se muestra con las regiones sombreadas en el panel de la derecha, las cuales se extienden hasta la misma masa mínima que en el panel izquierdo. La única excepción parece ser para AP-HR, donde el mínimo se alcanza en  $M_{200} \approx 6 \times 10^9 M_{\odot}$ . Se adopta de aquí en adelante esta masa como la mínima del halo requerida para la convergencia en AP-HR. Se resume en la Tabla 4.1 la masa virial mínima,  $M_{200}^{\text{conv}}$ , de las galaxias simuladas adoptadas para su posterior análisis.

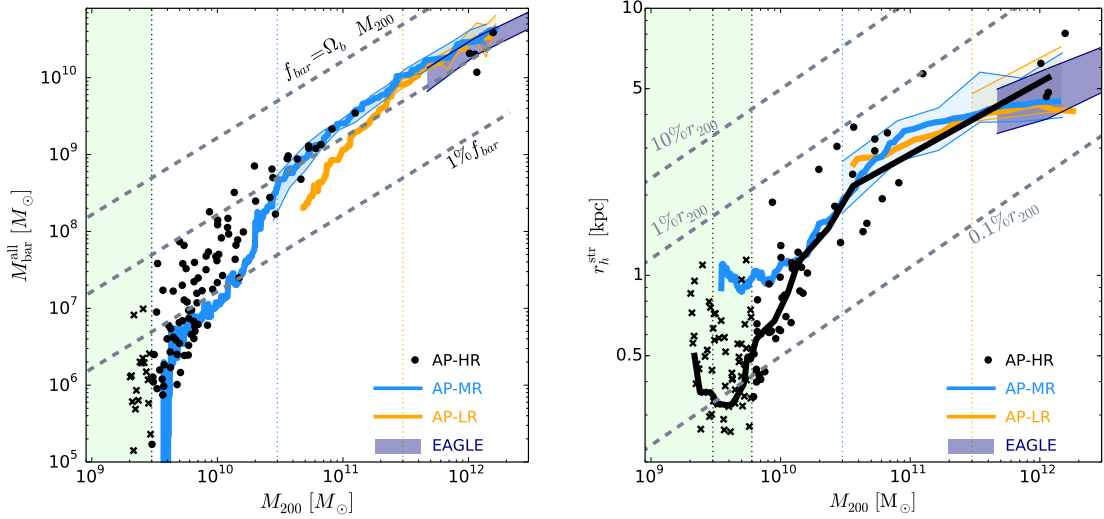


FIGURA 4.1: *Izquierda*: masa bariónica de la galaxia ( $M_{\text{bar}}^{\text{all}} = M_{\text{gas}}^{\text{all}} + M_{\text{str}}$ ) en función de la masa virial ( $M_{200}$ ) para la muestra de galaxias simuladas. Las regiones sombreadas indican el rango de masa bariónica intercuartil a una dada  $M_{200}$  y resaltan el rango de masa virial sobre las cuales los resultados de la simulación son insensibles a la resolución. Las líneas verticales punteadas indican la masa virial mínima convergente para cada nivel de resolución. Las líneas gruesas del mismo color indican la mediana para cada corrida, tal como se especifica en las leyendas, y se extienden para masas viriales por debajo del mínimo necesario de convergencia. Las líneas grises a rayas indican diversas fracciones del total de los bariones dentro del radio virial. Se debe tener en cuenta el fuerte descenso de la “eficiencia en la formación de galaxias” con la disminución de la masa virial. Los círculos negros indican los resultados de las galaxias individuales de AP-RH. La región sombreada de color verde claro destaca los sistemas no convergentes en la corrida de más alta resolución. Las cruces se utilizan para indicar las galaxias en halos considerados numéricamente como “no convergentes”. *Derecha*: radio mitad de masa estelar,  $r_h^{\text{str}}$ , en función de la masa virial para las galaxias simuladas. Los símbolos, el sombreado y codificación de colores son análogos al panel izquierdo. Una resolución limitada establece un tamaño mínimo para las galaxias en halos mal resueltos. La misma masa mínima necesaria para asegurar la convergencia en la masa bariónica parece suficiente para garantizar la convergencia en el tamaño de las galaxia, excepto tal vez para AP-HR, para la cual se adopta una masa virial mínima convergente de  $6 \times 10^9 M_{\odot}$ . Los valores adoptados para la masa virial mínima se muestran en la Tabla 4.1.

### 4.3.2. Contenido gaseoso y tamaños

Habiendo establecido criterios de convergencia numérica para la masa bariónica y para el tamaño de las galaxias simuladas—dos de los ingredientes más importantes de la relación TFB—se puede evaluar si las galaxias “convergentes” se asemejan a las observaciones en términos de su gas, tamaño y contenido estelar. Las estimaciones de la masa de gas en observaciones son por lo general derivadas directamente de las mediciones del hidrógeno neutro multiplicado por un factor  $\sim 1.33$  o  $1.4$  con el fin de tener en cuenta la contribución del helio y de elementos más pesados. Se observa, sin embargo, que tal procedimiento puede subestimar seriamente la cantidad total de gas, especialmente para las galaxias de masa baja donde se espera que la contribución del gas ionizado sea importante. La Fig. 4.2 muestra la comparación entre la cantidad total de gas dentro de  $r_{\text{gal}}$  y el hidrógeno neutro (HI) de las galaxias simuladas ( $M_{\text{HI}}$  se calcula utilizando la técnica descrita en el Apéndice A.2 de Rahmati et al. 2013). Para masas altas la relación es lineal con  $M_{\text{gas}} \approx 2 M_{\text{HI}}$  (línea punteada), pero por debajo de  $M_{\text{gas}} \approx 10^8 M_{\odot}$ , un escalado simple en la masa de hidrógeno neutro puede subestimar severamente la cantidad total de gas en la galaxia debido a la importancia creciente del gas ionizado (ver, Gnedin 2012).

Para imitar el procedimiento establecido, se estiman las masas de gas en las galaxias simuladas por  $M_{\text{gas}}^e = 1.4M_{\text{HI}}$  con el fin de comparar con las observaciones. Se hace hincapié en que ninguna de las conclusiones que se obtienen cambiaría cualitativamente si se hubiera utilizado en su lugar la cantidad total de gas.

La Fig. 4.3 muestra el gas en función de la masa estelar (panel izquierdo), y la masa bariónica en función del radio (proyectado) que contiene la mitad de la masa estelar  $R_{\text{h}}^{\text{str}}$  de las galaxias simuladas (panel derecho) comparadas con una recopilación de muestras observacionales, tal como se indica en las leyendas<sup>2</sup>. Se debe tener en cuenta que para mantener coherencia con las observaciones, en el panel derecho de la Fig. 4.3 los tamaños en las simulaciones se calculan en 2D,

<sup>2</sup>Datos tomados de Begum et al. (2008a), Oh et al. (2011), McGaugh (2012), Adams, Fatuzzo y Holden (2014), Oh et al. (2015) y Bradford et al. (2015). Además, se incluye un subconjunto de la muestra de galaxia de Papastergis et al. (2015), incluyendo los datos del “Survey of HI in Extremely Low-mass Dwarfs, SHIELDS”(Cannon et al. 2011), el “Local Volume HI Survey, LV-HIS”(Trachternach et al. 2009; Kirby et al. 2012), y Leo P (Bernstein-Cooper et al. 2014)

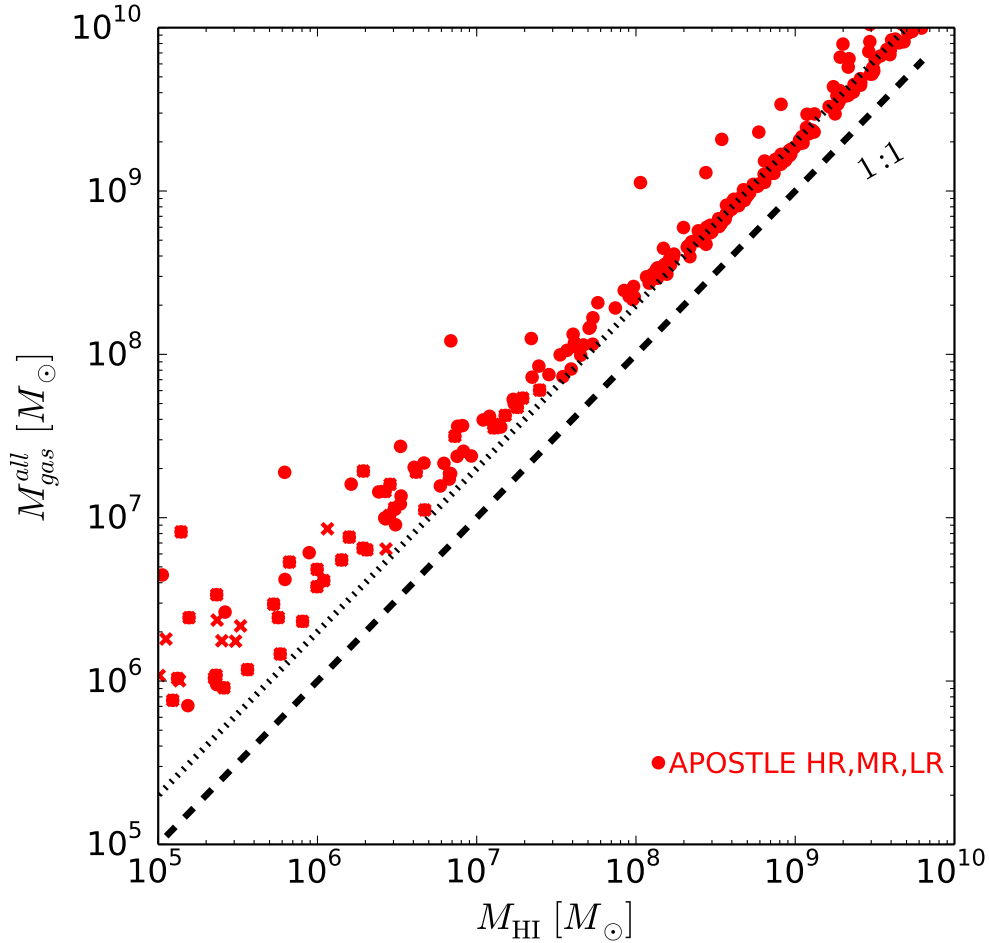


FIGURA 4.2: Relación entre la masa total de gas  $M_{\text{gas}}^{\text{all}}$  y la masa de hidrógeno neutro  $M_{\text{HI}}$  dentro de  $r_{\text{gal}}$ , calculado siguiendo la receta de Rahmati et al. (2013). La línea a rayas muestra la relación uno-a-uno y la línea punteada corresponde a  $M_{\text{gas}}^{\text{all}} = 2 M_{\text{HI}}$ , que es una buena aproximación para galaxias simuladas masivas. Las galaxias enanas de masa baja, por el contrario, tienen una fracción mayor de gas ionizado y por lo tanto sus masas totales de gas pueden ser subestimadas si se aplica el mismo factor de escala para calcular la masa de gas que en sistemas masivos. Como antes, las cruces se utilizan para indicar las galaxias de la simulación de más alta resolución que se encuentran en halos considerados numéricamente como "no convergentes".

mediante la proyección de todas las partículas estelares a lo largo de una línea de la visual aleatoria.

Esta comparación muestra que las galaxias simuladas reproducen las tendencias observadas relativamente bien, a pesar de algunas diferencias que vale la pena señalar. Una de ellas es la masa característica de las galaxias por debajo de la cual el contenido de gas domina el contenido bariónico de una galaxia, lo que sucede en  $M_{\text{str}} \lesssim 5 \times 10^9 M_{\odot}$  en las galaxias observadas. En las simulaciones, aunque el gas es más abundante en las galaxias de masa baja que en las masivas, estas raramente dominan la masa bariónica, con un aporte promedio de alrededor de la mitad en galaxias con masas estelares  $\lesssim 1 \times 10^9 M_{\odot}$ . En promedio, el cociente  $M_{\text{gas}}^e/M_{\text{str}}$  es un factor 3-4 más pequeño en las simulaciones que en observaciones para una  $M_{\text{bar}}^e$  fija. Curiosamente, este factor es independiente de la masa bariónica, lo que sugiere que la eficiencia en la formación de estrellas en las simulaciones puede ser tan alta por un factor similar en todas las masas.

El segundo punto a destacar es que, a una dada  $M_{\text{bar}}$ , la componente estelar de las galaxias simuladas en el extremo de masa débil tiende a ser un poco más grande en tamaño, que en su contraparte observacional (un efecto  $\sim 50\%$ ). El acuerdo razonable en masa y tamaño entre las observaciones y las simulaciones implica que las estimaciones de la velocidad circular del disco en las simulaciones pueden ser comparados confiablemente con las mediciones en las observaciones.

### 4.3.3. Relación de Tully-Fisher bariónica

Ahora se procede a examinar la relación entre la velocidad y la masa bariónica. La relación de Tully-Fisher bariónica simulada se muestra en la Fig. 4.4, donde se representa gráficamente la velocidad circular ( $V_c^2 = GM(r)/r$ ) estimada en el doble del radio que contiene la mitad de la masa bariónica,  $V_c(2r_{\text{h}}^{\text{bar}})$ , en función de  $M_{\text{bar}}$ , la suma de la masa estelar y gaseosa dentro de  $r_{\text{gal}}$ . En esta figura el análisis se centra en galaxias con velocidades de rotación superiores a  $30 \text{ km s}^{-1}$ , lo que incluye la mayoría de las galaxias utilizadas tradicionalmente en los estudios observacionales de la TFB y en la siguiente Sección se presenta el análisis de la relación para el extremo de masa débil.



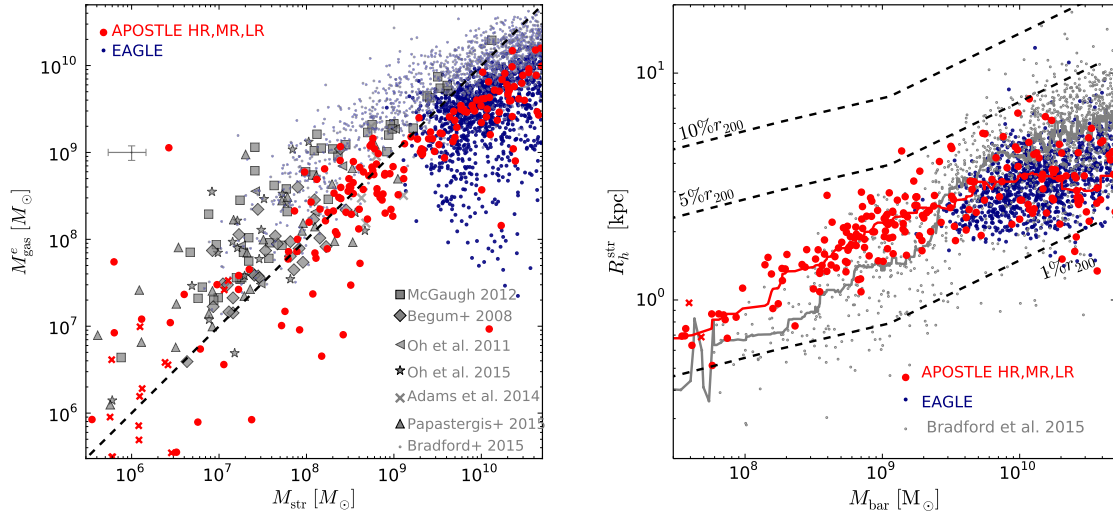


FIGURA 4.3: Propiedades de las galaxias simuladas (símbolos rojos/azules) y para diferentes muestras de galaxias observadas tomadas de la literatura (símbolos grises). La muestra simulada incluye todas las galaxias en halos por encima de la masa virial mínima convergente correspondiente (ver Tabla 4.1). Las cruces se utilizan para denotar galaxias en AP-HR por debajo de la masa mínima convergente. *Izquierda*: relación entre la masa estelar y la masa de gas, donde las masas de gas en las observaciones y en las simulaciones se estimaron a partir de la masa HI como  $M_{\text{gas}}^e = 1.4 M_{\text{HI}}$ . La forma y la dispersión de la relación coinciden bastante bien entre las simulaciones y las observaciones, aunque la razón entre la masa de gas y de estrellas en las simulaciones es 3 a 4 veces más pequeña para todas las masas estelares. *Derecha*: masa bariónica ( $M_{\text{bar}} = M_{\text{str}} + M_{\text{gas}}^e$ ) en función del radio mitad de masa estelar proyectado ( $R_h^{\text{str}}$ ). Las galaxias simuladas se comparan con los datos de Bradford et al. (2015). Las galaxias simuladas son algo menores que las observadas para  $M_{\text{bar}}$  mayores que  $2 \times 10^9 M_{\odot}$  aproximadamente, pero son alrededor de 50 % más grandes para masas bariónicas más pequeñas.

Un ajuste de una ley de potencia a la TFB simulada en este intervalo de velocidad sugiere una relación  $M_{\text{bar}} = 4.4 \times 10^9 (V_c/100 \text{ km s}^{-1})^{3.6} M_{\odot}$  (ver la línea negra continua). Esto puede compararse con los datos de galaxias individuales de la muestra de McGaugh (2012), representadas por los cuadrados grises con barras de error, así como con el ajuste de una ley de potencia dado por este autor,  $M_{\text{bar}} = 4 \times 10^9 (V_c/100 \text{ km s}^{-1})^{3.8} M_{\odot}$  (ver línea gruesa gris).

Las diferencias entre las relaciones TFB simulada y observada no son grandes, sobre todo teniendo en cuenta que se están usando todas las galaxias simuladas en la comparación, sin hacer una selección por el contenido de gas, tamaño, morfología o soporte rotacional. Las galaxias de la muestra observada, por el contrario, son principalmente sistemas disco donde la componente de gas domina<sup>3</sup> y donde la curva de rotación se extiende lo suficientemente lejos como para llegar al valor asintótico máximo de la curva de rotación. Aunque no se intenta hacer coincidir estos procedimientos de selección en las simulaciones, el desplazamiento entre las relaciones TFB observadas y simuladas es bastante pequeño (como máximo un 20 % en velocidad para galaxias con masa bariónica del orden de  $10^8 M_{\odot}$ ) y solamente mejoraría aún más si se utilizara la velocidad asintótica máxima de las galaxias simuladas. Esto último se muestra con la línea continua verde con la leyenda “ $V_{\text{max}}$ ”, la cual muestra el ajuste de la relación media entre  $M_{\text{bar}}$  y  $V_{\text{max}}$  como se indica en la Tabla 4.2 (ver, Oman et al. 2015).

El acuerdo entre las relaciones TFB simulada y observada mostradas en la Fig. 4.4 parece surgir de forma natural en las simulaciones  $\Lambda$ CDM que reproducen generalmente la función de masa de las galaxias y sus tamaños en función de la masa. La normalización para el extremo débil en luminosidad está determinado principalmente por la necesidad de ajustar la densidad numérica  $L_*$  de galaxias. Esto fija el promedio de la eficiencia en la formación de galaxias en halos con masa virial  $\sim 2 \times 10^{12} M_{\odot}$ , asignándole una galaxia como la Vía Láctea (es decir,  $M_{\text{bar}} \approx 6 \times 10^{10} M_{\odot}$ ).

La velocidad virial de tales halos,  $V_{200} \approx 190 \text{ km s}^{-1}$ , está ligeramente por debajo de los  $220 \text{ km s}^{-1}$  que se obtienen de la relación TFB observada (línea gris en la Fig. 4.4). Esto implica que el acuerdo entre simulaciones y observaciones existe

<sup>3</sup>Estas fueron deliberadamente escogidas por estar dominadas por gas con el fin de minimizar las incertidumbres sobre sus masas bariónicas que surgen de la pobre relación masa-luminosidad.

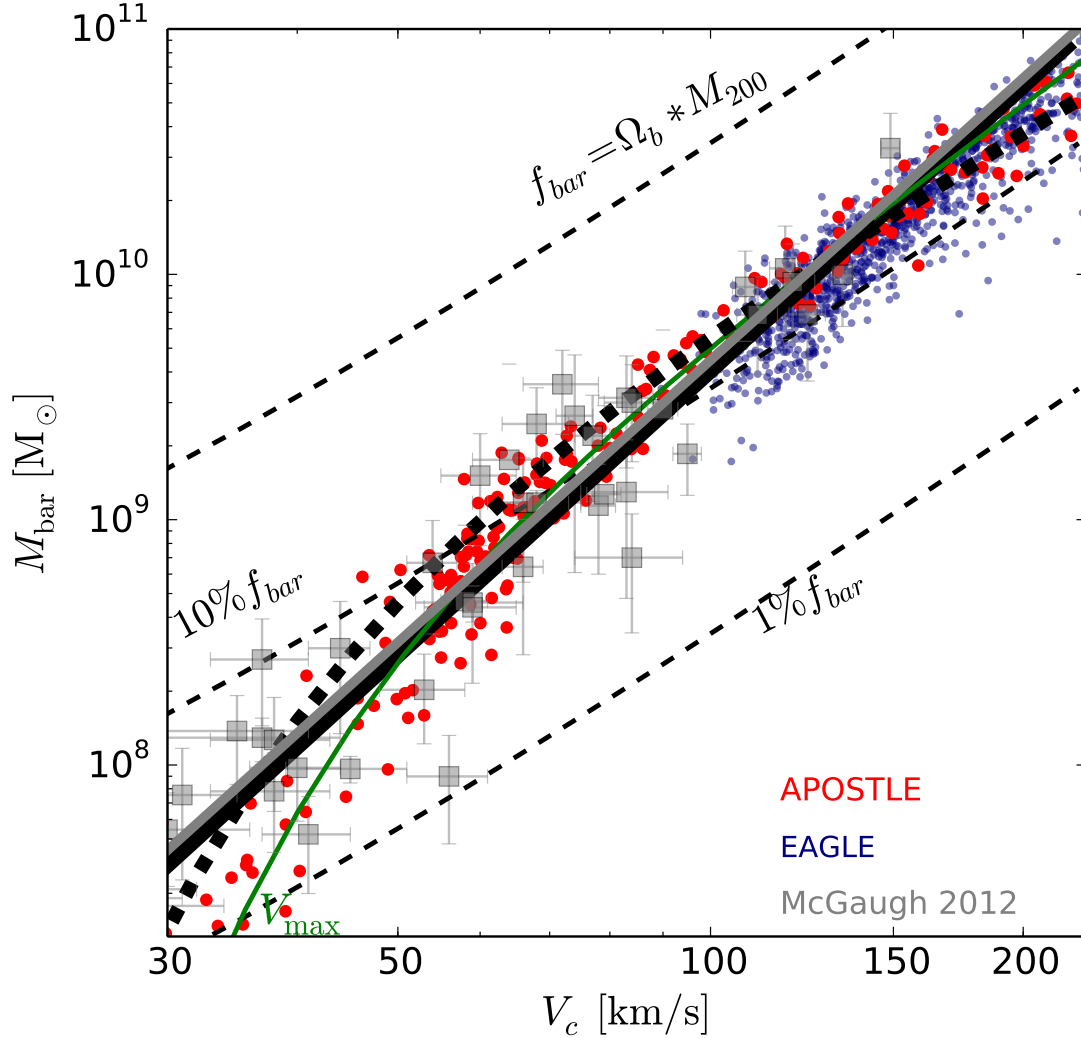


FIGURA 4.4: Relación TFB simulada para galaxias con velocidades circulares en el rango de  $30 < V_c / \text{km s}^{-1} < 230$ . Los símbolos y los colores son análogos a la Fig. 4.3. Se utiliza la velocidad circular medida en  $2r_h^{\text{bar}}$  para las galaxias simuladas. Los símbolos grises con barras de error representan los datos de la muestra observacional de McGaugh (2012), que utiliza la velocidad de rotación asintótica plana. Las simulaciones y las observaciones están en buen acuerdo. Las líneas continuas indican el mejor ajuste de una ley de potencia para las simulaciones (negra) y para las observaciones (gris). La línea negra gruesa a rayas es un ajuste a los datos simulados con un aumento en la pendiente en el extremo de masa débil. Los parámetros del ajuste se muestran en la Tabla 4.2. La curva fina verde representa la relación entre la masa bariónica y la velocidad circular máxima de los halos en las simulaciones. Se debe tener en cuenta que la pendiente de la relación TFB simulada es más pronunciada que  $V^3$ , como resultado de la caída en la eficiencia de formación de galaxias para halos de masas bajas que se muestra en la Fig. 4.1.

si la velocidad circular trazada por los bariones es aproximadamente un 15% mayor que su velocidad virial. Como se muestra en la Fig. 4.5 para la muestra completa, donde se grafica la velocidad circular medida en  $2 r_h^{\text{bar}}$  en función de la velocidad virial para todas las galaxias simuladas. En promedio, una relación de proporcionalidad vincula estas dos medidas; es decir  $V_c(2 r_h^{\text{bar}}) \approx 1.15 V_{200}$  (ver la línea gruesa a rayas de la Fig. 4.5 que muestra que la mediana de los puntos es muy cercana a la línea uno-a-uno), exactamente lo que se necesita para conciliar la normalización de las relaciones TFB simulada y observada.

Relación	$m_0$ [ $M_\odot$ ]	$\alpha$	$\gamma$
$V_{\text{max}}$	$7.1 \times 10^8$	3.08	-2.43
$V_{\text{out}}$	$1.25 \times 10^9$	2.5	-2.00

TABLA 4.2: Parámetros del mejor ajuste a la relación  $M_{\text{bar}}/M_\odot = m_0 \nu^\alpha \exp(-\nu^\gamma)$ , donde  $\nu$  es la velocidad en unidades de  $50 \text{ km s}^{-1}$ , y puede referirse a  $V_{\text{max}}$  o  $V_{\text{out}}$  como se indica.

Se hace notar que este no es un resultado trivial, sino mas bien una consecuencia de los efectos combinados de (i) la naturaleza auto-similar de los halos  $\Lambda$ CDM que regula la cantidad total de materia oscura encerrada dentro de la región luminosa de una galaxia; (ii) la masa y el tamaño de la galaxia que especifica la contribución bariónica a la velocidad total de rotación del disco; y (iii) la respuesta del halo frente a la formación de la galaxia, que determina cómo el halo se contrae o se expande luego de que los bariones se depositan en su centro. El acuerdo entre la relación TFB observada y simulada que se muestra en la Fig. 4.4 debe ser considerado como un éxito importante de este modelo de formación de las galaxias  $\Lambda$ CDM.

Las simulaciones también ayudan a entender por qué la relación TFB simulada es más empinada que la relación “natural”  $M \propto V^3$  discutida en la Sección 4.1. Dado que las velocidades de rotación son directamente proporcionales a la velocidad virial (Fig. 4.5), la pendiente más pronunciada se debe principalmente al hecho de que la eficiencia en la formación de galaxias disminuye gradualmente pero

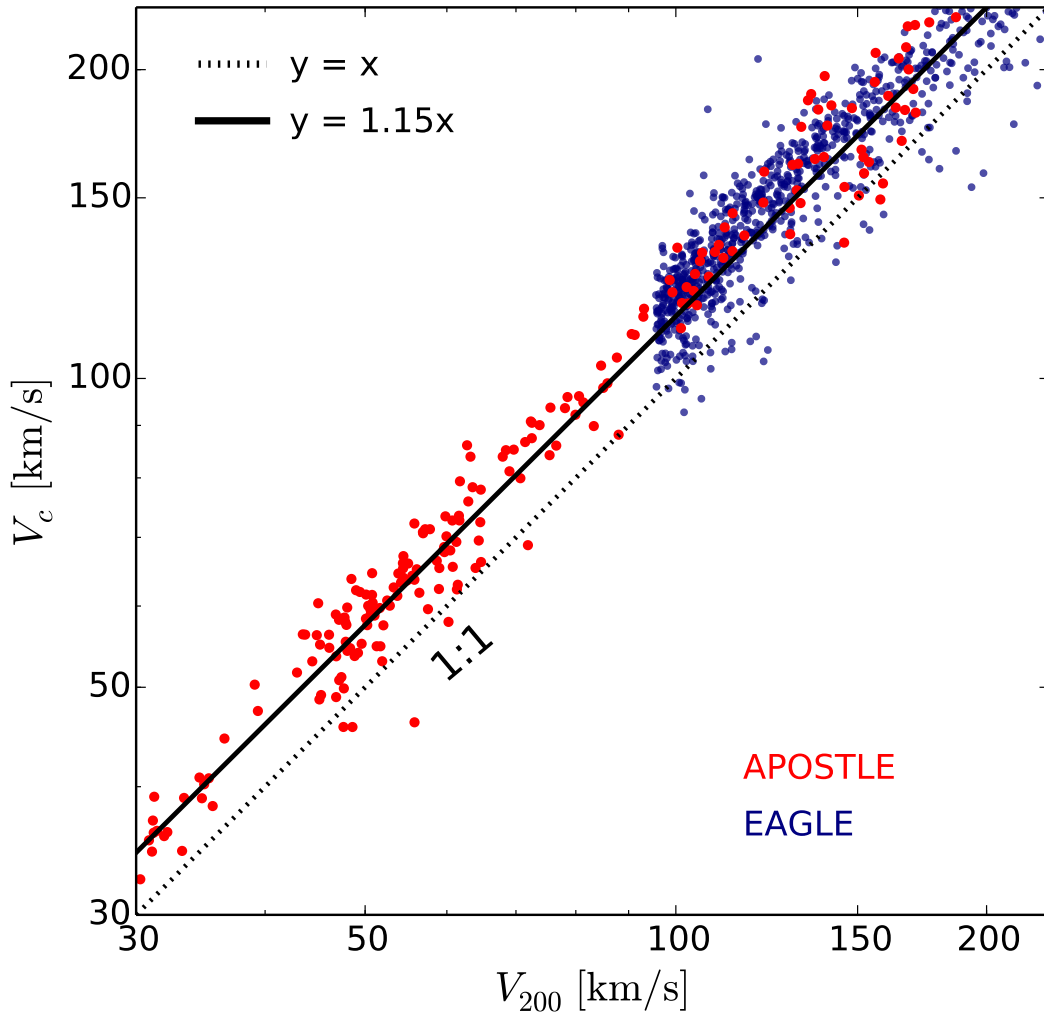


FIGURA 4.5: Velocidad circular medida en dos veces el radio mitad de masa bariónica,  $V_c(2r_h^{\text{bar}})$ , en función de la velocidad virial,  $V_{200}$ , para las galaxias simuladas. Los símbolos son análogos a la Fig. 4.3. Se debe tener en cuenta que una simple proporcionalidad ( $V_c \approx 1.15 V_{200}$ ) une estas dos medidas de la velocidad circular (línea continua negra). Este no es un resultado trivial, sino mas bien una consecuencia de la naturaleza auto-similar de los halos  $\Lambda$ CDM, de la suave pendiente del tamaño de la galaxia en función de la masa bariónica (Fig. 4.3), y de la ligera respuesta del halo frente al ensamble de la galaxias.

de manera constante al disminuir la masa del halo. Esta disminución se requiere para hacer coincidir el extremo de masa débil de la función de masa estelar de las galaxias (ver el panel izquierdo de la Fig. 4.1).

La respuesta del halo en las simulaciones APOSTLE e EAGLE ha sido discutida en detalle en Schaller et al. (2015b) y Schaller et al. (2015a). Por lo que no se repite dicho análisis aquí. Sólo se señala que para radios tan grandes como  $2r_h^{\text{bar}}$  esta puede caracterizarse con bastante precisión por una contracción “adiabática”, que sólo es importante en las galaxias más masivas y dominadas por bariones. La eficiencia en la formación de galaxias en los halos de galaxias enanas es tan baja que sus perfiles de masas internas no se ven afectados por la formación de las galaxias (ver la discusión en Oman et al. 2015).

Por último, se analiza la dispersión en la relación TFB simulada. Una estimación conservadora se puede derivar considerando todas las galaxias simuladas, independientemente del tipo morfológico, tamaño, fracción de gas o de la forma de la curva de rotación. Se encuentra una dispersión (rms) de 0.20 dex en masa y 0.05 dex en velocidad para el mejor ajuste de una ley de potencia de los datos que se muestran en la Fig. 4.4. La dispersión es aún menor si en lugar de una ley de potencia, se propone una relación cuya pendiente sea ligeramente más abrupta hacia el extremo débil<sup>4</sup>. La dispersión de esta relación es sólo de 0.14 dex en masa y 0.04 dex en velocidad. En comparación, la dispersión de la ley de potencia en la relación TFB observada que se muestra en la Fig. 4.4 es 0.2 dex en masa y 0.06 dex en velocidad. Se concluye que las simulaciones analizadas no tienen ninguna dificultad obvia para reproducir la dispersión baja de la relación TFB. Sin embargo, lo contrario parece ser el caso cuando se consideran las galaxias más débiles como se ve en la siguiente Sección.

#### 4.3.4. Extremo débil de la relación TFB

La discusión de la Sección anterior tiene consecuencias importantes para el extremo débil de la relación TFB. Si la eficiencia en la formación de galaxias cae cada vez más rápidamente con la disminución de masa del halo (como se muestra en

<sup>4</sup>Estos ajustes son de la forma  $M_{\text{bar}}/M_{\odot} = m_0 \nu^{\alpha} \exp(-\nu^{\gamma})$ , donde  $\nu$  es la velocidad en unidades de  $50 \text{ km s}^{-1}$ . Los parámetros de mejor ajuste  $m_0$ ,  $\alpha$ , y  $\gamma$  se muestran en la Tabla 4.2.

el panel izquierdo de la Fig. 4.1), se espera una pendiente empinada en el extremo de masa baja de la relación TFB. Esto se grafica explícitamente por la delgada línea verde con la leyenda “ $V_{\max}$ ” en la Fig. 4.4, que muestra la masa bariónica media en función de la velocidad circular máxima asintótica de las galaxias simuladas. La caída en el extremo débil es una consecuencia directa del aumento en la eficiencia del *feedback* en los pozos de potencial menos profundos siendo una predicción robusta del modelo.

Con el fin de examinar si esta predicción está de acuerdo con las observaciones, se necesita extender la muestra observacional para incluir galaxias más débiles que las de la muestra de McGaugh (2012). Por lo tanto, se añaden las muestras de galaxias de los relevamientos THINGS (de Blok et al. 2008; Oh et al. 2011) y LITTLE THINGS (Oh et al. 2015); los de la muestra de Papastergis et al. (2015); así como las galaxias individuales observados por Begum et al. (2008a) y Adams, Fatuzzo y Holden (2014).

Un problema que surge cuando se amplía la muestra de galaxias enanas de esta manera es que en muchos casos la curva de rotación sigue aumentando más allá del radio medido y por lo tanto la velocidad utilizada puede estar por debajo del valor máximo asintótico del sistema. Una forma de estimar esto se muestra en la Fig. 4.6, donde se grafica el radio exterior de la curva de rotación,  $r_{\text{out}}$ , en función de la masa bariónica para todas las galaxias de las muestras. Claramente, la extensión radial observada de la curva de rotación correlaciona fuertemente con la masa bariónica: cuanto menor es la masa de la galaxia más pequeño es el tamaño y más corta su curva de rotación. Esto está en marcado contraste con el radio  $r_{\text{max}}$ , en el cual se alcanza la velocidad circular máxima en las galaxias simuladas, que muestra un aplanamiento para masas pequeñas como resultado de la caída en la relación  $M_{\text{bar}}-M_{200}$ . En términos generales, todas las galaxias enanas en la Fig. 4.6 con masas bariónicas por debajo de  $\sim 10^8 M_{\odot}$  habitan halos con masas viriales similares, lo que da lugar a la dependencia muy débil de  $r_{\text{max}}$  con  $M_{\text{bar}}$  que se muestra en esta figura.

Debido a que  $r_{\text{out}}$  es en muchos casos bastante más pequeño que  $r_{\text{max}}$ , sobre todo en el extremo de masa baja, es importante que las velocidades se estimen en radios similares cuando se comparan con las observaciones. Se trata de hacer esto

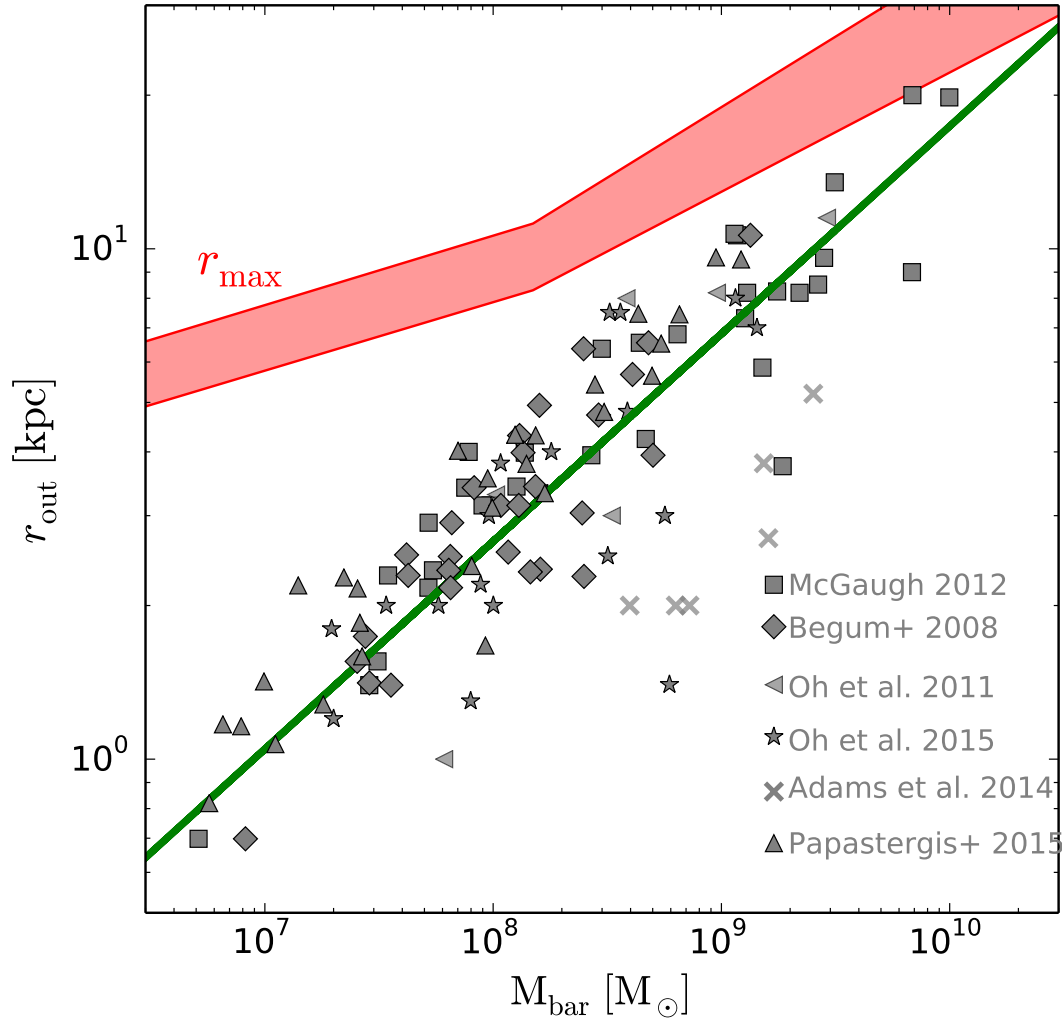


FIGURA 4.6: Radio exterior,  $r_{\text{out}}$ , de la curva de rotación de las galaxias observadas en función de la masa bariónica. La línea verde muestra un ajuste como ley de potencia de las observaciones  $\log(r_{\text{out}}/\text{kpc}) = 0.42 \log(M_{\text{bar}}/M_{\odot}) - 2.82$ . El área sombreada de color rojo encierra, para una dada  $M_{\text{bar}}$ , el rango intercuartil de los radios donde las galaxias simuladas alcanzan la velocidad circular máxima. La extensión limitada en la medición de las curvas de rotación de las galaxias observadas muestra solo el interior creciente de la curva de velocidad circular del halo, sobre todo en el extremo de masa baja,  $M_{\text{bar}} < 5 \times 10^8 M_{\odot}$ . Este efecto necesita ser tenido en cuenta al comparar el extremo débil de las relaciones TFB observada y simulada.



mediante la elección de un valor de  $r_{\text{out}}$  para cada galaxia simulada basado en su masa bariónica  $M_{\text{bar}}$  y mediante un muestreo aleatorio de la relación  $M_{\text{bar}}-r_{\text{out}}$  mostrada en la Fig. 4.6. En la práctica se utiliza el ajuste de ley de potencia que se indica con la línea verde continua con una dispersión gaussiana de 0.15 en radio. Este procedimiento garantiza que las velocidades circulares de las galaxias simuladas se miden en promedio en el mismo radio que las galaxias observadas de igual masa bariónica. Se debe tener en cuenta que para las masas pequeñas, que son las de mayor interés en este trabajo, ambos sistemas simulados y observados están generalmente dominados por materia oscura, por lo que que la distribución real de los bariones tiene poco efecto.

El resultado de este ejercicio se muestra en la Fig. 4.7, en donde los círculos rojos muestran la velocidad predicha  $V_{\text{out}}$  para las galaxias simuladas y las áreas sombreadas representan la distribución intercuartil de velocidades obtenida a una dada  $M_{\text{bar}}$ . La comparación ilustra un par de puntos interesantes. Uno es que, como se espera, las velocidades de rotación en el extremo débil subestiman en algunos casos las velocidades circulares máximas por un factor bastante grande. Esto corrige en gran medida la caída en la TFB predicha al utilizar  $V_{\text{max}}$  de manera que la relación en el extremo débil parece seguir una ley de potencia de escala similar a la de los sistemas más luminosos (ver, Brook y Di Cintio 2015, para un análisis y conclusión similar). Por lo tanto la caída abrupta de la TFB en el extremo débil puede estar más “oculta” por el hecho de que los tamaños de las galaxias escalan fuertemente con la masa bariónica, lo que conduce a una subestimación sistemática más grande de la velocidad circular máxima con la disminución de la masa galáctica (ver discusión en Papastergis y Shankar 2016).

La Fig. 4.7 también pone en evidencia algunas diferencias entre lo observado y simulado en el extremo débil de la relación: (i) la dispersión en velocidad para una dada masa es significativamente mayor en las observaciones, y (ii) la caída en el extremo débil de la TFB simulada es más pronunciada que en la observada, a pesar del efecto de corrección causado por los pequeños valores de  $r_{\text{out}}$  discutido anteriormente.

El primer punto puede apreciarse con mayor claridad al tener en cuenta la dispersión de las velocidades simuladas para una dada masa, que es básicamente

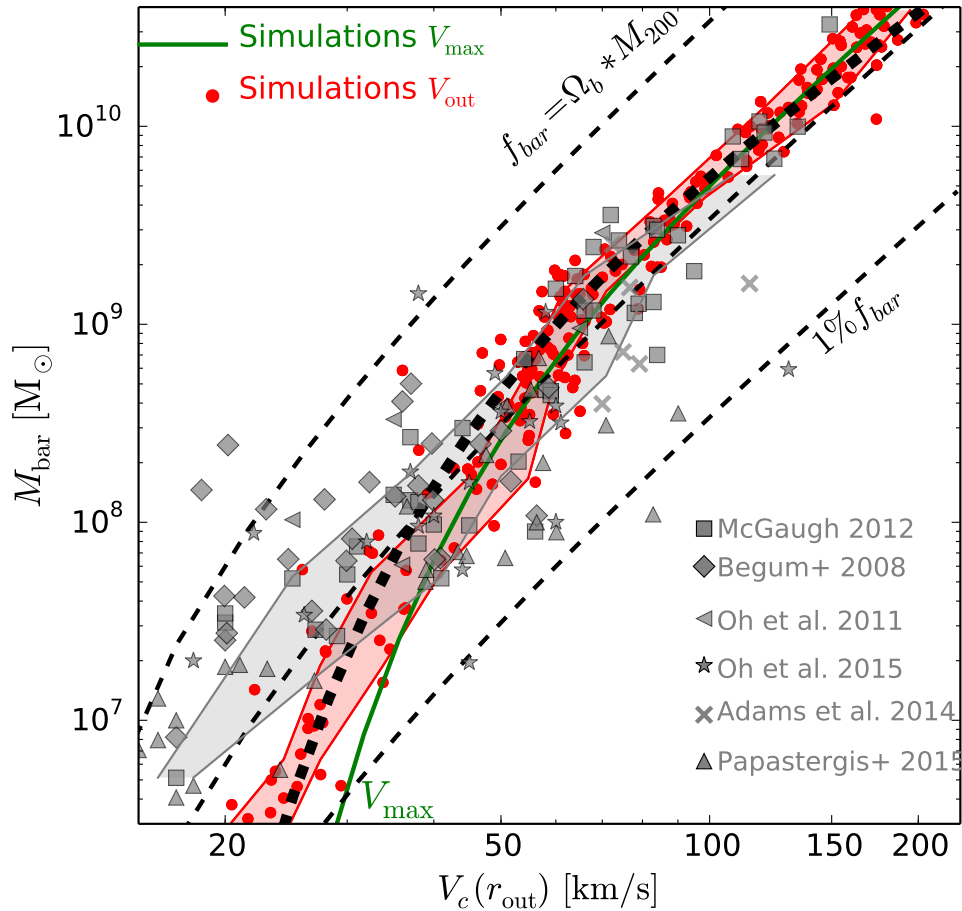


FIGURA 4.7: Comparación entre las relaciones de Tully-Fisher bariónica predicha y observada, extendida para incluir galaxias más débiles que en la Fig. 4.4. Los símbolos grises indican las muestras observadas, a partir de las referencias que figuran en las leyendas. Las velocidades se definen ahora en  $r_{\text{out}}$ , punto más externo de la curva de rotación observada mostrado en la Fig. 4.6 (o su valor máximo, cuando los dos no coinciden). Los valores medios de la velocidad máxima, a una dada masa bariónica, para las galaxias simuladas se indican mediante la línea gruesa continua con la leyenda " $V_{\text{max}}$ ". Los puntos pequeños indican las velocidades predichas para las galaxias simuladas medidas en  $r_{\text{out}}$  basadas en el mejor ajuste de una ley de potencia de la muestra observada (ver línea verde en la Fig. 4.6). Las áreas sombreadas corresponden al rango intercuartil de velocidades, a una dada masa bariónica, para la muestra simulada (rojo) y observada (gris). Como era de esperar a partir de la Fig. 4.6,  $V_c(r_{\text{out}})$  subestima la velocidad máxima en galaxias de masa baja por un factor  $\sim 1.5$ . Se debe tener en cuenta también que la TFB simulada muestra una caída clara en masa en el extremo débil que es menos pronunciada que en la TFB observada. La TFB observada también tiene sustancialmente mayor dispersión en el extremo débil, con un número de valores atípicos que no se ven en la muestra simulada.

independiente de  $M_{\text{bar}}$  y es sólo del orden de 0.05 dex cuando se mide a partir de la función de mejor ajuste que se muestra con la línea gruesa a rayas de color negro. Por otro lado, la dispersión en los datos observados es mucho mayor: para  $M_{\text{bar}} \approx 10^8 M_{\odot}$  la dispersión en la velocidad es de 0.13 dex, con algunos valores atípicos en la muestra observada que no se ven en la contraparte simulada.

El segundo punto sugiere que en el extremo muy débil las galaxias observadas habitan halos de menor masa (o menor velocidad circular, para ser más precisos) que los predichos por el modelo. Este resultado es similar al encontrado en el Capítulo 2. Un problema similar surge cuando se comparan las masas predichas y estimadas de los satélites de la Vía Láctea, también conocido como el problema “too-big-to-fail” (Boylan-Kolchin, Bullock y Kaplinghat 2011). Sin embargo la diferencia es pequeña: la velocidad media predicha para las galaxias en el rango de  $5 \times 10^6 < M_{\text{bar}}/M_{\odot} < 3 \times 10^7$  es  $\sim 22 \text{ km s}^{-1}$  mientras que el valor observado es  $\sim 19 \text{ km s}^{-1}$ .

Los valores atípicos observados en la Fig. 4.7 presentan un enigma más preocupante. Los que están a la derecha de la tendencia simulada en principio pueden ser explicados como galaxias dominadas por bariones donde la concentración central de la materia bariónica garantiza una velocidad de rotación que excede el máximo asintótico del halo (es decir, curvas de rotación “empinadas”). Los que están a la izquierda, por el contrario, son más difíciles de explicar. Estos son galaxias extremadamente masivas en bariones para su velocidad de rotación o, en su defecto que giran mucho más lento de lo que es típico para su masa.

Debido a que la eficiencia en la formación de galaxias es, casi sin excepción, muy baja en las galaxias enanas simuladas, la masa bariónica observada de una galaxia pone un límite inferior fuerte en la masa virial del halo que habita. La masa del halo por consiguiente limita la cantidad total de materia oscura dentro de  $r_{\text{out}}$ , colocando un límite inferior firme a la velocidad circular allí medida. Los valores extremos a la izquierda de la tendencia simulada que se muestran en la Fig. 4.7 son, por lo tanto, sistemas con una atípica alta eficiencia en la formación de galaxias, o sistemas con un inusual contenido bajo de materia oscura dentro de  $r_{\text{out}}$  para su masa virial.

Si estas galaxias están soportadas rotacionalmente (de tal manera que su velocidad de rotación medida es igual a su velocidad circular  $V_c(r)^2 = GM(r)/r$ ),

la última opción implica que hay materia oscura “faltante” en las regiones interiores del halo, lo que conduce a una velocidad circular en  $r_{\text{out}}$  que subestima sustancialmente la verdadera velocidad circular máxima del sistema. Sería tentador atribuir este resultado a la presencia de “núcleos” en el halo pero se observa que esto implicaría núcleos más grandes que la propia galaxia. Además, en ese caso, todos estos valores atípicos deberían tener curvas de rotación crecientes que se extiendan mas allá de  $r_{\text{out}}$ . Este es sin duda el caso de un punto simulado cerca de la línea de eficiencia 100 % (curva superior a rayas en la Fig. 4.7). En ese caso, una velocidad de rotación de  $\sim 34.5 \text{ km s}^{-1}$  se mide en  $r_{\text{out}} = 1.5 \text{ kpc}$ , mientras que la velocidad máxima asintótica de  $62 \text{ km s}^{-1}$  no se alcanza hasta  $r_{\text{max}} \approx 18 \text{ kpc}$ . Por otra parte, como se discute en Oman et al. (2016) las curvas de rotación de galaxias observadas marginales son típicamente no-crecientes en su radio más externo.

Los errores de inclinación también podrían ser potencialmente responsables de algunos puntos marginales en la relación. Esto, sin embargo, requeriría correcciones de inclinación del orden de  $15^\circ - 30^\circ$ , muy por encima de las incertidumbres estimadas en las observaciones actuales (ver discusión detallada en Oman et al. 2016). Si las mediciones más precisas de ángulos de inclinación confirman las estimaciones actuales, estas galaxias marginales son realmente sistemas sin explicación en este modelo de formación de galaxias basado en  $\Lambda\text{CDM}$ .

## 4.4. Conclusiones

Se utilizó el conjunto de simulaciones hidrodinámicas cosmológicas APOSTLE e EAGLE para examinar el escalado entre la masa bariónica y la velocidad de rotación de las galaxias formadas en un universo  $\Lambda\text{CDM}$ . Los principales resultados pueden resumirse de la siguiente manera:

Se encontró que la relación TFB observada se reproduce sin necesidad de ajustes finos, mediante simulaciones de formación de galaxias que reproducen la función de masa estelar de las galaxias y predicen tamaños comparables a los valores observados. Esto implica que: (i) la normalización de la TFB está determinada en gran medida por el ajuste de la abundancia de galaxias con luminosidades  $L_*$ ; (ii) la pendiente resulta de la disminución constante en la eficiencia de formación

de galaxias a medida que disminuye la masa virial. A través de una combinación fortuita entre los efectos que compiten, las velocidades de rotación de las galaxias terminan siendo, en promedio, casi iguales a las velocidades viriales de los halos ( $V_c \approx 1.15 V_{\text{vir}}$ ). La dispersión en la relación TFB simulada es ligeramente menor que la observada, a pesar de los fuertes vientos impulsados por el *feedback* que regulan la acumulación de gas y la formación de estrellas en las simulaciones.

El acuerdo entre las relaciones TFB observada y simulada no requiere, en estas simulaciones, ningún ajuste especial del perfil de densidad interior de materia oscura (tales como la creación de núcleos de densidad constante o una expansión sustancial del pico central) a excepción de una leve contracción del halo en los sistemas dominados por bariones.

En el extremo muy débil (es decir, velocidades de rotación  $\lesssim 40 \text{ km s}^{-1}$ ) la relación TFB simulada se inclina considerablemente en masa como consecuencia de la fuerte caída en la eficiencia de formación de galaxias en halos de masa baja que se requiere para reproducir el aplanamiento del extremo débil de la función de masa estelar de las galaxias. Esto implica que la mayoría de las galaxias enanas débiles (es decir,  $M_{\text{bar}} \lesssim 10^9 M_{\odot}$ ) deben habitar halos con masas viriales muy similares o lo que es lo mismo, similares velocidades circulares máximas.

El empinamiento observado en el extremo débil de la relación TFB es menos pronunciado y está acompañado por una mayor dispersión de la encontrada en las simulaciones. Este desacuerdo se reduce cuando se tiene en cuenta el hecho de que las galaxias de masa baja son pequeñas: sus curvas de rotación relevan sólo la parte creciente del perfil de velocidad circular del halo, lo que conduce a una subestimación sistemática de la velocidad circular máxima asintótica.

La gran dispersión en el extremo débil de la relación TFB observada es más difícil de conciliar con las simulaciones. La presencia de galaxias masivas con velocidades de rotación sorprendentemente pequeñas es particularmente difícil de explicar. Esto se debe a que, dada la escasa eficiencia en la formación de galaxias en halos de masa baja inherentes a este modelo, la masa bariónica de una galaxia pone un fuerte límite inferior en la masa del halo que habita, lo que implica velocidades mucho más altas que las observadas. A menos que la interpretación de los datos observacionales tenga un error sustancial (tal vez debido a la grave subestimación en las inclinaciones de las galaxias) estos valores atípicos parecen deberse a

una falta de materia oscura en las regiones interiores de sus halos, o por haber experimentado una eficiencia en la formación de galaxias extraordinaria (Oman et al. 2016). Ninguna de estas posibilidades es tomada en cuenta en este modelo, y por lo tanto estos sistemas observacionales no tienen sistemas homólogos en estas simulaciones.

## Agradecimientos

Se agradece a S.-H. Oh, E. de Blok, J. Adams, M. Papastergis and J. Bradford por la disponibilidad electrónica de los datos. JFN agradece a Leverhulme Trust Visiting Professorship alojado en ICC por CSF. Este trabajo fue respaldado por la Science and Technology Facilities Council (otorgamiento número ST/F001166/1). RAC es la Royal Society University Research Fellow. CSF agradece a la ERC Advanced Grant 267291 "COSMIWAYz JFN a Leverhulme Visiting Professor otorgamiento ofrecido por el Institute for Computational Cosmology, Durham University. En este trabajo se utilizó el DiRAC Data Centric system de la Durham University, operado por el Institute for Computational Cosmology en nombre de la STFC DiRAC HPC Facility ([www.dirac.ac.uk](http://www.dirac.ac.uk)). Este equipo fue financiado por BIS National E-infrastructure capital grant ST/K00042X/1, STFC capital grant ST/H008519/1, y STFC DiRAC Operations grant ST/K003267/1 y Durham University. DiRAC es parte del National E-Infrastructure. La investigación fue financiada en parte por el European Research Council en el marco del European Union Seventh Framework Programme (FP7/2007-2013) / ERC Grant agreement 278594-GasAroundGalaxies.

# Apéndice A

## Modelado de la Contracción del Halo

**RESUMEN** Este apéndice tiene como objetivo presentar distintos modelos teóricos de contracción de halos de materia oscura. En particular se discute el modelo analítico de contracción adiabática desarrollado por Blumenthal et al. (1986) y se lo compara con modelos no adiabáticos basados en simulaciones numéricas cosmológicas de formación de galaxias y cúmulos. El modelado de la redistribución de la materia oscura debido a la formación de galaxias es un proceso complejo que involucra una variedad de subprocesos, algunos de los cuales no están aún entendidos completamente. Los detalles de los diferentes modelos adoptados producen diferentes resultados en la distribución final de la materia oscura afectando la interpretación de los resultados observacionales.





## A.1. Contracción Adiabática

Desarrollado analíticamente por Blumenthal et al. (1986, *Blumenthal*), es la receta más aceptada y utilizada en el modelado de la redistribución de la materia oscura del halo como consecuencia de la formación de la galaxia. Sus hipótesis son sencillas y el eje del modelo está en asumir que la formación de una galaxia es un procesos tan lento que el potencial del sistema (halo-galaxia) cambia relativamente poco durante el período orbital típico de una partícula de materia oscura, dándole el nombre de contracción “adiabática”. La redistribución adiabática de las partículas de materia oscura implica que su estado final es independiente del camino seguido, por lo tanto, solo depende del estado final que se asume para los bariones.

En una evolución adiabática, la acción (llamada también invariante adiabática) se conserva. Bajo la hipótesis de que las órbitas de las partículas de materia oscura son circulares, la invariante adiabática es el momento angular<sup>1</sup> por unidad de masa (momento angular específico). Reescribiendo este en función de la masa  $M(r)$  encerrada dentro del radio  $r$  se llega sencillamente a que  $rM(r) = cte$ . Esto nos dice que si inicialmente una partícula se encontraba a una distancia  $r_i$  del centro, luego de un determinado tiempo se encontrara a una distancia  $r_f$ , dada por

$$r_f = \frac{r_i M_i(r_i)}{M_f(r_f)}, \quad (\text{A.1})$$

donde  $M_i(r_i)$  y  $M_f(r_f)$  son las masas totales dentro de los radios  $r_i$  y  $r_f$ , respectivamente. Una condición necesaria para la estricta validez de la Eq. A.1 es la de suponer una distribución esférica también para los bariones.

La Eq. A.1 puede utilizarse para modelar la contracción que sufre un halo de materia oscura como consecuencia de la formación de una galaxia en su centro. Esta se resuelve numéricamente buscando el  $r_f$  correspondiente a cada  $r_i$ . Inicialmente, la masa total viene dada por  $M_i(r_i) = M_i^b(r_i) + M_i^h(r_i)$ , donde  $M_i^b(r_i)$  y  $M_i^h(r_i)$  corresponden a la masa inicial barionica y de materia oscura dentro de

<sup>1</sup>El momento angular específico esta dado por:  $J = rV(r)$  donde  $V(r)$  es la velocidad circular correspondiente a ese radio  $r$

$r_i$ , respectivamente. Dado que en la etapa inicial los bariones y la materia oscura se encuentran mezclados, entonces conocida la fracción bariónica universal<sup>2</sup> ( $f_b$ ) puedo escribir la masa bariónica inicial como  $M_i^b(r_i) = f_b M_i^h(r_i)$ , permitiendo describir totalmente el estado inicial de la Eq. A.1 dando solamente el perfil inicial del halo de materia oscura  $M_i^h(r_i)$ . En el estadio final se tiene que  $M_f(r_f) = M_f^b(r_f) + M_f^h(r_f)$ , si se asume que durante la contracción no hay cruzamiento de cascaras ( $M_i^h(r_i) = M_f^h(r_f)$ ) se puede describir completamente el estado final de la Eq. A.1 dando el perfil final de los bariones  $M_f^b(r_f)$ .

Ambas hipótesis, inicial y final, permiten encontrar numéricamente el perfil de masa contraído de un halo ( $M_f^h(r_f)$ ) conociendo la distribución inicial de materia oscura ( $M_i^h(r_i)$ ) y el perfil final de los bariones ( $M_f^b(r_f)$ ) a través de la siguiente ecuación

$$r_f = r_i (f_b + 1) \left( \frac{M_f^b(r_f)}{M_i^h(r_i)} + 1 \right)^{-1}. \quad (\text{A.2})$$

A juzgar por la Eq. A.2, el modelo de contracción adiabática de *Blumenthal* es bastante sencillo, pero muchas veces un tratamiento tan elemental de procesos astrofísicos tiene sus consecuencias. Numerosos autores han señalado las falencias que tiene este modelo (ver por ejemplo, Barnes 1987; Sellwood 1999; Sellwood y McGaugh 2005) dando lugar a que otros autores busquen recetas diferentes para el tratado de este proceso físico.

## A.2. Contracción no-Adiabática

Algunas de las hipótesis en las que se basa el modelado de la redistribución de la materia oscura mediante una contracción adiabática son muy fuertes. La hipótesis principal del modelo de *Blumenthal* es la existencia de una invariante adiabática ( $rM(r)$ ) posibilitada por un halo perfectamente esférico donde las partículas se mueven en órbitas circulares. Sin embargo, las simulaciones numéricas de formación de halos de materia oscura han mostrado que esta hipótesis no es correcta y que, en realidad, las órbitas de las partículas son típicamente bastante excéntricas

---

<sup>2</sup> $f_b = \Omega_b/\Omega_d$ , donde  $\Omega_b$  y  $\Omega_d$  son la densidad universal de bariones y de materia oscura, respectivamente.

(ver, Ghigna et al. 1998). Por ejemplo, Sellwood (1999) sugiere que la hipótesis de la contracción adiabática puede llevar a una sobreestimación considerable de la contracción del halo.

De todas las recetas disponibles en la literatura para modelar la contracción del halo, dos de ellas se destacan.

### Modelo de Gnedin

Utilizando simulaciones numéricas cosmológicas, Gnedin et al. (2004, Gnedin) compararon los perfiles de densidad de los halos de materia oscura simulados con los perfiles teóricos predichos mediante un modelo de contracción adiabática. Simularon en total un conjunto de 7 cúmulos y 1 galaxia, cada uno en dos versiones diferentes; una con y otra sin enfriamiento radiativo. Estos autores encuentran, como fue sugerido inicialmente por Sellwood (1999), que la contracción sufrida por los halos simulados es menor que la predicha por el modelo adiabático. Luego de analizar la excentricidad característica de la órbitas de las partículas de materia oscura llegan a la conclusión de que esta hipótesis es la principal causa de la diferencia con este modelo analítico. Consiguientemente, proponen un modelo modificado que permite órbitas más radiales, liberando la hipótesis de circularidad.

La Fig. A.1 resume los resultados de Gnedin et al. (2004). Las curvas rojas corresponden al perfil de masa integrada del halo de materia oscura, la curva gruesa (fina) corresponde al modelo con (sin) enfriamiento radiativo para los bariones mostrados por la curva azul gruesa (fina). La curva negra a rayas corresponde al modelo de contracción adiabática estándar (*standard AC*, Blumenthal et al. 1986) mientras que la curva negra de puntos y rayas representa el modelo de contracción adiabática modificado (*modified AC*, Gnedin et al. 2004). Es claro de la Fig. A.1 que el modelo modificado ajusta de mejor manera el perfil de masa integrada del halo simulado. Si bien pareciera no haber grandes diferencias en los perfiles de masa integrada de estos dos modelos, cuando lo que se analiza es el perfil de velocidad esta diferencia es más notable.

### Modelo de Abadi

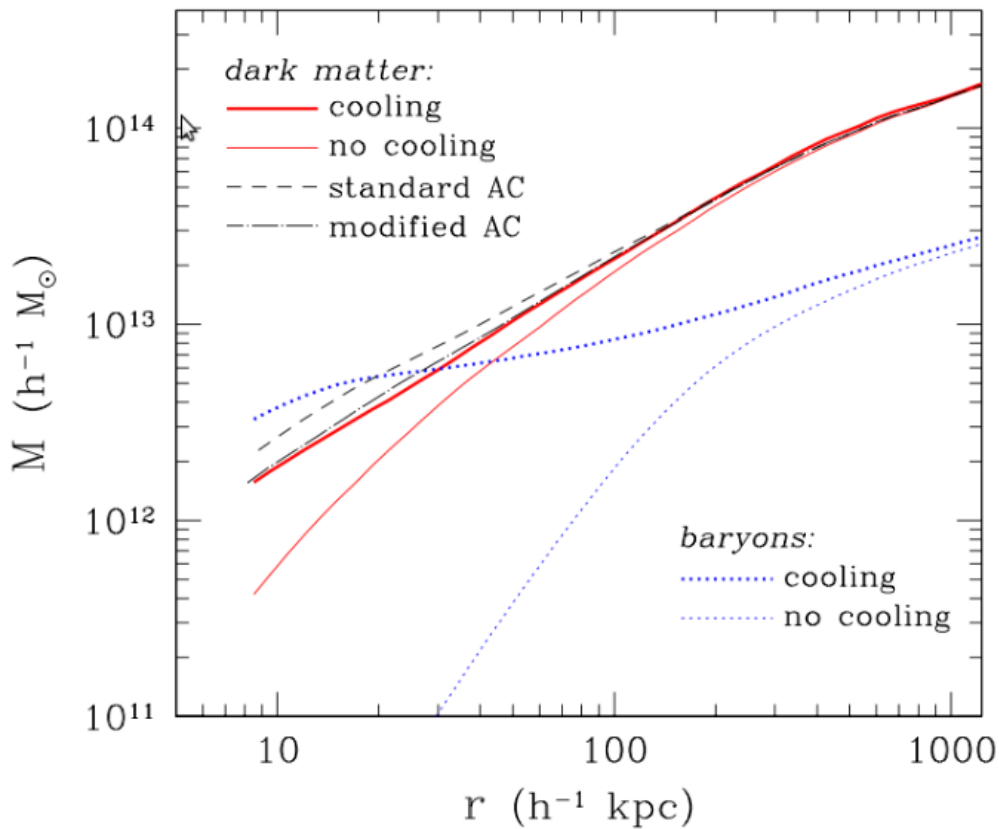


FIGURA A.1: Perfil de masa integrada del halo de materia oscura (curvas rojas continuas) y de los bariones (curvas azules de puntos), para los casos donde el gas puede enfriarse radiativamente (gruesa) y otra donde evoluciona adiabáticamente (fina). La curva a rayas muestra la predicción del modelo estándar (*standard AC*, Blumenthal et al. 1986), mientras que la curva a puntos y rayas muestra el modelo modificado (*modified AC*, Gnedin et al. 2004). Imagen tomada y modificada de Gnedin et al. (2004).

El modelo de contracción de Abadi et al. (2010, *Abadi*) supone un efecto aún más leve que el encontrado por Blumenthal et al. (1986) y Gnedin et al. (2004). Para modelar el efecto de la contracción, realizaron 13 simulaciones numéricas cosmológicas  $\Lambda$ CDM de formación de halos galácticos individuales. Para cada una de estas compararon dos clases de simulaciones numéricas; una que sigue sólo la evolución de una componente de materia oscura y otra donde se añade una componente bariónica que evoluciona hidrodinámicamente incluyendo el enfriamiento radiativo. Con el propósito de encontrar una cota máxima en la contracción del halo debido a la redistribución de los bariones, no incluyeron ni formación estelar ni *feedback*.

Abadi et al. (2010), proponen una modificación a la Eq. A.1 que permite plasmar los tres modelos aquí mencionados en una sola ecuación general de la siguiente forma

$$r_f = r_i + r_i A \left[ \left( \frac{M_i(r_i)}{M_f(r_f)} \right)^n - 1 \right], \quad (\text{A.3})$$

donde,  $A$  y  $n$  son parámetros ajustados numéricamente para cada modelo. Estos pueden verse en la Tabla A.1, donde se incluyen también los parámetros correspondientes a un modelo sin contracción.

Modelo	A	n
<i>Blumenthal</i>	1	1
<i>Gnedin</i>	0.73	1
<i>Abadi</i>	0.3	2
Sin Contracción	0	0

TABLA A.1: Valores de los parámetros  $A$  y  $n$

Partiendo de un halo de materia oscura cuyas partículas tengan inicialmente un perfil de densidad NFW (Navarro, Frenk y White 1997) y adoptando un perfil exponencial para el disco que describa la distribución final de los bariones, se puede modelar la contracción que sufre este halo NFW para cada uno de los modelos presentados. A modo de ejemplo, la Fig. A.2 muestra el perfil de velocidad total (negro) y la contribución del disco (azul) y del halo de materia oscura (cían) como resultado de aplicar el modelo de *Blumenthal* (panel superior derecho), *Gnedin* (panel inferior izquierdo), *Abadi* (panel inferior derecho) y también el modelo sin contracción (panel superior izquierdo). Para la distribución final de los bariones, se escogió un disco exponencial que represente el disco de la Vía Láctea: radio de escala  $R_e = 3.5$  kpc y masa bariónica  $M_b = 6 \times 10^{10} M_\odot$  (Rix y Bovy 2013). Se observa de la Fig. A.2 que el modelo de *Blumenthal* produce un perfil de velocidad más empinado como consecuencia del marcado pico central debido a la gran concentración de materia oscura producto de una contracción fuerte. En el otro extremo, el modelo de *Abadi* produce perfiles de velocidad más planos en acuerdo con las curvas de rotación de galaxias observadas. De manera análoga a la Fig. A.2, la Fig. A.3 muestra el perfil de masa integrada. Es evidente la discrepancia entre los distintos modelos tanto en los perfiles de velocidad como en los de masa integrada.

El modelo de *Blumenthal*, el cual maximiza la contracción, predice velocidades típicamente 10% más elevadas que si no se considerara ninguna contracción. Por lo tanto, las diferencias que pueda haber entre el modelo de *Abadi* y el modelo de *Blumenthal*, no superan este porcentaje. Se concluye entonces que es conveniente evaluar el costo-beneficio de emplear uno u otro modelo, el modelo de *Blumenthal* es muy sencillo (“computacionalmente barato”) pero el modelo de *Gnedin* o *Abadi* otorgan una mayor precisión.

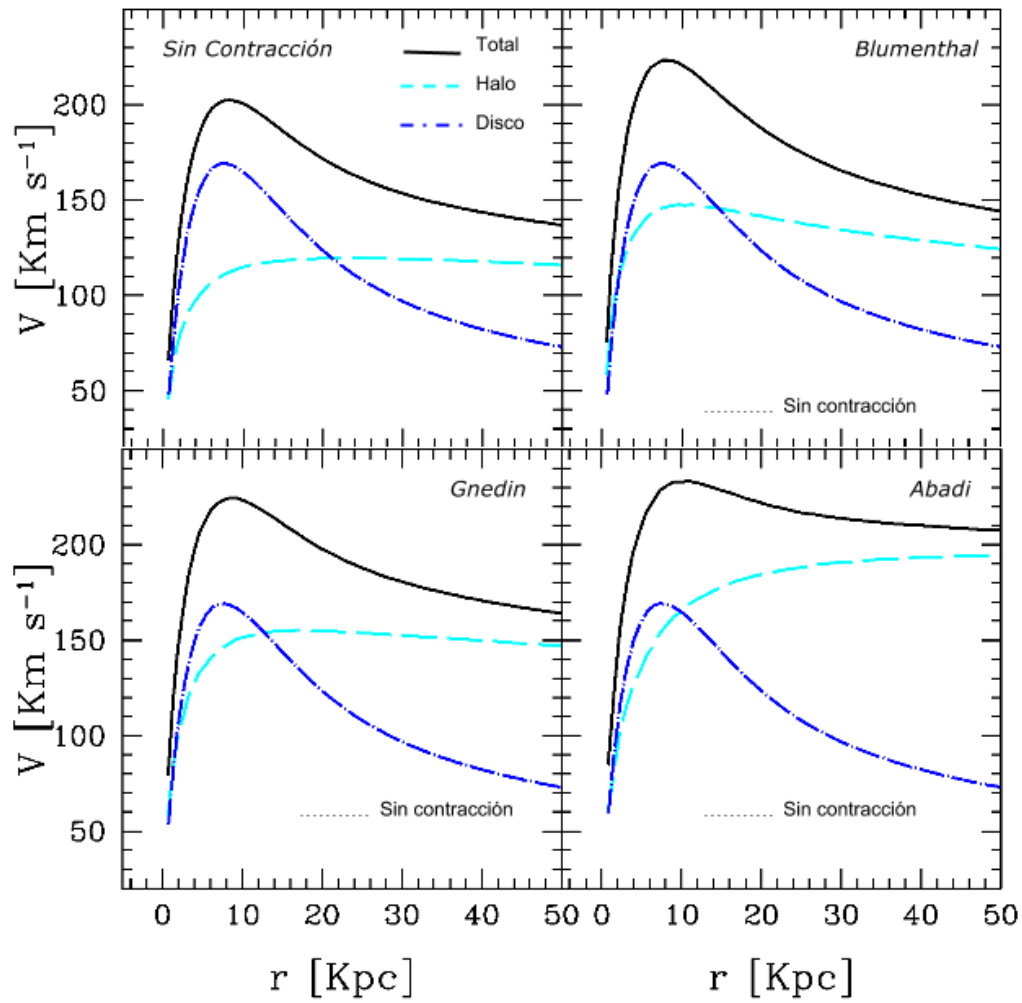


FIGURA A.2: Contribuciones en velocidad del disco (curva azul a puntos y rayas), del halo de materia oscura (curva cían a rayas) y la velocidad total obtenida mediante suma en cuadratura (curva negra continua) para cada uno de los modelos. En sentido horario y empezando del panel superior izquierdo, se muestran los modelos sin contracción, *Blumenthal*, *Abadi* y *Gnedin*.

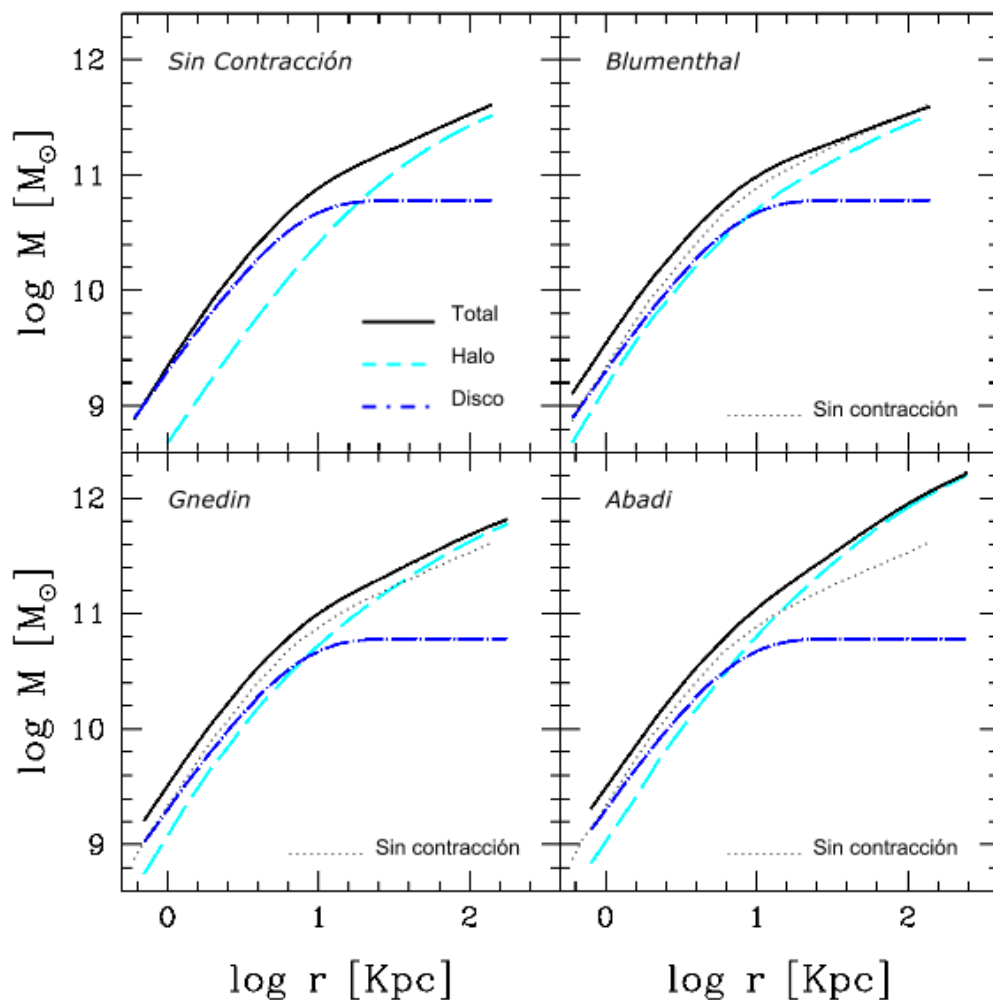


FIGURA A.3: Perfiles de masa del disco (curva azul a puntos y rayas), del halo de materia oscura (curva cian a rayas) y el correspondiente perfil de masa total (curva negra continua) para cada uno de los modelos. En sentido horario y empezando del panel superior izquierdo, se muestran los modelos sin contracción, *Blumenthal*, *Abadi* y *Gnedin*.



## Bibliografía

- Aaronson, M., J. Huchra y J. Mould (1979). «The infrared luminosity/H I velocity-width relation and its application to the distance scale». En: *ApJ* 229, págs. 1-13.
- Abadi, M. G. et al. (2003). «Simulations of Galaxy Formation in a  $\Lambda$  Cold Dark Matter Universe. II. The Fine Structure of Simulated Galactic Disks». En: *ApJ* 597, págs. 21-34.
- Abadi, M. G. et al. (2010). «Galaxy-induced transformation of dark matter haloes». En: *MNRAS* 407, págs. 435-446.
- Adams, F. C., M. Fatuzzo y L. Holden (2014). «Distributions of Short-lived Radioactive Nuclei Produced by Young Embedded Star Clusters». En: *ApJ* 789, 86, pág. 86.
- Angulo, R. E. et al. (2012). «Scaling relations for galaxy clusters in the Millennium-XXL simulation». En: *MNRAS* 426, págs. 2046-2062.
- Aumer, M. et al. (2013). «Towards a more realistic population of bright spiral galaxies in cosmological simulations». En: *MNRAS* 434, págs. 3142-3164.
- Avila-Reese, V. et al. (2008). «On the Baryonic, Stellar, and Luminous Scaling Relations of Disk Galaxies». En: *AJ* 136, págs. 1340-1360.
- Bailin, J. y M. Steinmetz (2005). «Internal and External Alignment of the Shapes and Angular Momenta of  $\Lambda$ CDM Halos». En: *ApJ* 627, págs. 647-665.
- Baldry, I. K., K. Glazebrook y S. P. Driver (2008). «On the galaxy stellar mass function, the mass-metallicity relation and the implied baryonic mass function». En: *MNRAS* 388, págs. 945-959.
- Barnes, D. G. et al. (2001). «The Hi Parkes All Sky Survey: southern observations, calibration and robust imaging». En: *MNRAS* 322, págs. 486-498.
- Barnes, J. E. (1987). «Halo response to galaxy formation». En: *Nearly Normal Galaxies. From the Planck Time to the Present*. Ed. por S. M. Faber, págs. 154-159.

- Begum, A. et al. (2008a). «Baryonic Tully-Fisher relation for extremely low mass Galaxies». En: *MNRAS* 386, págs. 138-144.
- Begum, A. et al. (2008b). «FIGGS: Faint Irregular Galaxies GMRT Survey - overview, observations and first results». En: *MNRAS* 386, págs. 1667-1682.
- Behroozi, P. S. et al. (2013). «Using Cumulative Number Densities to Compare Galaxies across Cosmic Time». En: *ApJL* 777, L10, pág. L10.
- Bell, E. F. y R. S. de Jong (2001). «Stellar Mass-to-Light Ratios and the Tully-Fisher Relation». En: *ApJ* 550, págs. 212-229.
- Bell, E. F. et al. (2003). «The Optical and Near-Infrared Properties of Galaxies. I. Luminosity and Stellar Mass Functions». En: *ApJS* 149, págs. 289-312.
- Benítez-Llambay, A. et al. (2013). «Dwarf Galaxies and the Cosmic Web». En: *ApJL* 763, L41, pág. L41.
- Bernstein-Cooper, E. Z. et al. (2014). «ALFALFA Discovery of the Nearby Gas-rich Dwarf Galaxy Leo P. V. Neutral Gas Dynamics and Kinematics». En: *AJ* 148, 35, pág. 35.
- Binney, J. y S. Tremaine (1987). *Galactic dynamics*. Princeton NJ, Princeton University Press 1987, 747 p.
- Blumenthal, G. R. et al. (1986). «Contraction of dark matter galactic halos due to baryonic infall». En: *ApJ* 301, págs. 27-34.
- Böhm, A. et al. (2004). «The Tully-Fisher relation at intermediate redshift». En: *A&A* 420, págs. 97-114.
- Booth, C. M. y J. Schaye (2009). «Cosmological simulations of the growth of supermassive black holes and feedback from active galactic nuclei: method and tests». En: *MNRAS* 398, págs. 53-74.
- Bower, R. G. et al. (2006). «Breaking the hierarchy of galaxy formation». En: *MNRAS*, pág. 659.
- Boylan-Kolchin, M., J. S. Bullock y M. Kaplinghat (2011). «Too big to fail? The puzzling darkness of massive Milky Way subhaloes». En: *MNRAS* 415, págs. L40-L44.

- (2012). «The Milky Way’s bright satellites as an apparent failure of  $\Lambda$ CDM». En: *MNRAS* 422, págs. 1203-1218.
- Boylan-Kolchin, M. et al. (2009). «Resolving cosmic structure formation with the Millennium-II Simulation». En: *MNRAS* 398, págs. 1150-1164.
- Bradford, C. M. et al. (2015). «A Cryogenic Space Telescope for Far-Infrared Astrophysics: A Vision for NASA in the 2020 Decade». En: *ArXiv e-prints*.
- Brook, C. B. y A. Di Cintio (2015). «Signatures of dark matter halo expansion in galaxy populations». En: *MNRAS* 453, págs. 2133-2143.
- Brook, C. B. et al. (2011). «Hierarchical formation of bulgeless galaxies: why outflows have low angular momentum». En: *MNRAS* 415, págs. 1051-1060.
- Brook, C. B. et al. (2012). «MaGICC discs: matching observed galaxy relationships over a wide stellar mass range». En: *MNRAS* 424, págs. 1275-1283.
- Cannon, J. M. et al. (2011). «The Survey of H I in Extremely Low-mass Dwarfs (SHIELD)». En: *ApJL* 739, L22, pág. L22.
- Cattaneo, A., P. Salucci y E. Papastergis (2014). «Galaxy Luminosity Function and Tully-Fisher Relation: Reconciled through Rotation-curve Studies». En: *ApJ* 783, 66, pág. 66.
- Chan, T. K. et al. (2015). «The impact of baryonic physics on the structure of dark matter haloes: the view from the FIRE cosmological simulations». En: *MNRAS* 454, págs. 2981-3001.
- Chevallard, J. et al. (2015). «Effect of primordial non-Gaussianities on the far-UV luminosity function of high-redshift galaxies: implications for cosmic reionization». En: *MNRAS* 446, págs. 3235-3252.
- Cole, S. et al. (1994). «A Recipe for Galaxy Formation». En: *MNRAS* 271, pág. 781.
- Cole, S. et al. (2000). «Hierarchical galaxy formation». En: *MNRAS* 319, págs. 168-204.
- Conselice, C. J. et al. (2005). «Evolution of the Near-Infrared Tully-Fisher Relation: Constraints on the Relationship between the Stellar and Total Masses of Disk Galaxies since  $z \sim 1$ ». En: *ApJ* 628, págs. 160-168.

- Côté, S., C. Carignan y K. C. Freeman (2000). «The Various Kinematics of Dwarf Irregular Galaxies in Nearby Groups and Their Dark Matter Distributions». En: *AJ* 120, págs. 3027-3059.
- Courteau, S. (1997). «Optical Rotation Curves and Linewidths for Tully-Fisher Applications». En: *AJ* 114, pág. 2402.
- Courteau, S. et al. (2007). «Scaling Relations of Spiral Galaxies». En: *ApJ* 671, págs. 203-225.
- Crain, R. A. et al. (2015). «The EAGLE simulations of galaxy formation: calibration of subgrid physics and model variations». En: *MNRAS* 450, págs. 1937-1961.
- Cresci, G. et al. (2009). «The SINS Survey: Modeling the Dynamics of  $z \sim 2$  Galaxies and the High- $z$  Tully-Fisher Relation». En: *ApJ* 697, págs. 115-132.
- Croton, D. J. et al. (2006). «The many lives of active galactic nuclei: cooling flows, black holes and the luminosities and colours of galaxies». En: *MNRAS* 365, págs. 11-28.
- Dalla Vecchia, C. y J. Schaye (2008). «Simulating galactic outflows with kinetic supernova feedback». En: *MNRAS* 387, págs. 1431-1444.
- (2012). «Simulating galactic outflows with thermal supernova feedback». En: *MNRAS* 426, págs. 140-158.
- Davis, M. et al. (1985). «The evolution of large-scale structure in a universe dominated by cold dark matter». En: *ApJ* 292, págs. 371-394.
- de Blok, W. J. G. et al. (2008). «High-Resolution Rotation Curves and Galaxy Mass Models from THINGS». En: *AJ* 136, 2648-2719, págs. 2648-2719.
- Desmond, H. y R. H. Wechsler (2015). «The Tully-Fisher and mass-size relations from halo abundance matching». En: *MNRAS* 454, págs. 322-343.
- di Cintio, A. et al. (2011). «Too small to succeed? Lighting up massive dark matter subhaloes of the Milky Way». En: *MNRAS* 417, págs. L74-L78.
- Diemand, J., M. Kuhlen y P. Madau (2007). «Dark Matter Substructure and Gamma-Ray Annihilation in the Milky Way Halo». En: *ApJ* 657, págs. 262-270.
- Djorgovski, S. y M. Davis (1987). «Fundamental properties of elliptical galaxies». En: *ApJ* 313, págs. 59-68.

- Dolag, K. et al. (2009). «Substructures in hydrodynamical cluster simulations». En: *MNRAS* 399, págs. 497-514.
- Duffy, A. R. et al. (2008). «Dark matter halo concentrations in the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe year 5 cosmology». En: *MNRAS* 390, págs. L64-L68.
- Dutton, A. A. y F. C. van den Bosch (2009). «The impact of feedback on disc galaxy scaling relations». En: *MNRAS* 396, págs. 141-164.
- Dutton, A. A. et al. (2010). «The kinematic connection between galaxies and dark matter haloes». En: *MNRAS* 407, págs. 2-16.
- Einasto, J. (1965). En: *Trudy Inst. Astrofiz. Alma-Ata* 51, pág. 87.
- Eke, V. R. et al. (2005). «Where are the stars?» En: *MNRAS* 362, págs. 1233-1246.
- Fattahi, A. et al. (2016). «The APOSTLE project: Local Group kinematic mass constraints and simulation candidate selection». En: *MNRAS* 457, págs. 844-856.
- Flores, H. et al. (2006). «3D spectroscopy with VLT/GIRAFFE. I. The true Tully Fisher relationship at  $z \sim 0.6$ ». En: *A&A* 455, págs. 107-118.
- Förster Schreiber, N. M. et al. (2009). «The SINS Survey: SINFONI Integral Field Spectroscopy of  $z \sim 2$  Star-forming Galaxies». En: *ApJ* 706, págs. 1364-1428.
- Frenk, C. S. et al. (1988). «The formation of dark halos in a universe dominated by cold dark matter». En: *ApJ* 327, págs. 507-525.
- Furlong, M. et al. (2015a). «Evolution of galaxy stellar masses and star formation rates in the EAGLE simulations». En: *MNRAS* 450, págs. 4486-4504.
- Furlong, M. et al. (2015b). «Size evolution of normal and compact galaxies in the EAGLE simulation». En: *ArXiv e-prints*.
- Geha, M. et al. (2006). «The Baryon Content of Extremely Low Mass Dwarf Galaxies». En: *ApJ* 653, págs. 240-254.
- Ghigna, S. et al. (1998). «Dark matter haloes within clusters». En: *MNRAS* 300, págs. 146-162.
- Giovanelli, R. et al. (2005). «The Arecibo Legacy Fast ALFA Survey. I. Science Goals, Survey Design, and Strategy». En: *AJ* 130, págs. 2598-2612.

- Gnedin, N. Y. (2012). «On the Baryonic Contents of Low-mass Galaxies». En: *ApJ* 754, 113, pág. 113.
- Gnedin, O. Y. et al. (2004). «Response of Dark Matter Halos to Condensation of Baryons: Cosmological Simulations and Improved Adiabatic Contraction Model». En: *ApJ* 616, págs. 16-26.
- Governato, F. et al. (2004). «The Formation of Realistic Disk Galaxy in  $\Lambda$ -dominated Cosmologies». En: *ApJ* 607, págs. 688-696.
- Governato, F. et al. (2007). «Forming disc galaxies in  $\Lambda$ CDM simulations». En: *MNRAS* 374, págs. 1479-1494.
- Governato, F. et al. (2012). «Cuspy no more: how outflows affect the central dark matter and baryon distribution in  $\Lambda$  cold dark matter galaxies». En: *MNRAS* 422, págs. 1231-1240.
- Guedes, J. et al. (2011). «Forming Realistic Late-type Spirals in a  $\Lambda$ CDM Universe: The Eris Simulation». En: *ApJ* 742, 76, pág. 76.
- Guedes, J. et al. (2013). «Pseudobulge Formation as a Dynamical Rather than a Secular Process». En: *ApJ* 772, 36, pág. 36.
- Guo, Q. et al. (2010). «How do galaxies populate dark matter haloes?» En: *MNRAS* 404, págs. 1111-1120.
- Guo, Q. et al. (2011). «From dwarf spheroidals to cD galaxies: simulating the galaxy population in a  $\Lambda$ CDM cosmology». En: *MNRAS* 413, págs. 101-131.
- Haynes, M. P. et al. (1999). «The I-Band Tully-Fisher Relation for SC Galaxies: 21 Centimeter H I Line Data». En: *AJ* 117, págs. 2039-2051.
- Hopkins, P. F. (2013). «A general class of Lagrangian smoothed particle hydrodynamics methods and implications for fluid mixing problems». En: *MNRAS* 428, págs. 2840-2856.
- Hu, W. y A. V. Kravtsov (2003). «Sample Variance Considerations for Cluster Surveys». En: *ApJ* 584, págs. 702-715.
- Jarrett, T. H. (2000). «Near-Infrared Galaxy Morphology Atlas». En: *PASP* 112, págs. 1008-1080.

- Jenkins, A. et al. (2001). «The mass function of dark matter haloes». En: *MNRAS* 321, págs. 372-384.
- Kassin, S. A. et al. (2012). «The Epoch of Disk Settling:  $z \sim 1$  to Now». En: *ApJ* 758, 106, pág. 106.
- Kauffmann, G., S. D. M. White y B. Guiderdoni (1993). «The Formation and Evolution of Galaxies Within Merging Dark Matter Haloes». En: *MNRAS* 264, pág. 201.
- Kirby, E. M. et al. (2012). «The Local Volume H I Survey: galaxy kinematics». En: *MNRAS* 420, págs. 2924-2943.
- Klypin, A. et al. (1999). «Where Are the Missing Galactic Satellites?» En: *ApJ* 522, págs. 82-92.
- Komatsu, E. et al. (2011). «Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation». En: *ApJS* 192, 18, pág. 18.
- Lacey, C. G. et al. (2015). «A unified multi-wavelength model of galaxy formation». En: *ArXiv e-prints*.
- Larson, R. B. (1974). «Effects of supernovae on the early evolution of galaxies». En: *MNRAS* 169, págs. 229-246.
- Lelli, F., S. S. McGaugh y J. M. Schombert (2016). «The Small Scatter of the Baryonic Tully-Fisher Relation». En: *ApJL* 816, L14, pág. L14.
- Li, C. y S. D. M. White (2009a). «The distribution of stellar mass in the low-redshift Universe». En: *MNRAS* 398, págs. 2177-2187.
- (2009b). «The distribution of stellar mass in the low-redshift Universe». En: *MNRAS* 398, págs. 2177-2187.
- Ludlow, A. D. et al. (2016). «The Mass-Concentration-Redshift Relation of Cold and Warm Dark Matter Halos». En: *MNRAS*.
- Marinacci, F., R. Pakmor y V. Springel (2014). «The formation of disc galaxies in high-resolution moving-mesh cosmological simulations». En: *MNRAS* 437, págs. 1750-1775.
- Mathewson, D. S., V. L. Ford y M. Buchhorn (1992). «A southern sky survey of the peculiar velocities of 1355 spiral galaxies». En: *ApJS* 81, págs. 413-659.

- McCarthy, I. G. et al. (2012). «Global structure and kinematics of stellar haloes in cosmological hydrodynamic simulations». En: *MNRAS* 420, págs. 2245-2262.
- McGaugh, S. S. (2005). «The Baryonic Tully-Fisher Relation of Galaxies with Extended Rotation Curves and the Stellar Mass of Rotating Galaxies». En: *ApJ* 632, págs. 859-871.
- (2012). «The Baryonic Tully-Fisher Relation of Gas-rich Galaxies as a Test of  $\Lambda$ CDM and MOND». En: *AJ* 143, 40, pág. 40.
- McGaugh, S. S. y J. Wolf (2010). «Local Group Dwarf Spheroidals: Correlated Deviations from the Baryonic Tully-Fisher Relation». En: *ApJ* 722, págs. 248-261.
- McGaugh, S. S. et al. (2000). «The Baryonic Tully-Fisher Relation». En: *ApJL* 533, págs. L99-L102.
- Miller, S. H. et al. (2011). «The Assembly History of Disk Galaxies. I. The Tully-Fisher Relation to  $z \sim 1.3$  from Deep Exposures with DEIMOS». En: *ApJ* 741, 115, pág. 115.
- Mo, H. J., S. Mao y S. D. M. White (1998). «The formation of galactic discs». En: *MNRAS* 295, págs. 319-336.
- Mo, H. J. y S. D. M. White (1996). «An analytic model for the spatial clustering of dark matter haloes». En: *MNRAS* 282, págs. 347-361.
- Moore, B. et al. (1999). «Cold collapse and the core catastrophe». En: *MNRAS* 310, págs. 1147-1152.
- Moster, B. P., T. Naab y S. D. M. White (2013). «Galactic star formation and accretion histories from matching galaxies to dark matter haloes». En: *MNRAS* 428, págs. 3121-3138.
- Moster, B. P. et al. (2010). «Constraints on the Relationship between Stellar Mass and Halo Mass at Low and High Redshift». En: *ApJ* 710, págs. 903-923.
- Navarro, J. F., C. S. Frenk y S. D. M. White (1996). «The Structure of Cold Dark Matter Halos». En: *ApJ* 462, pág. 563.
- (1997). «A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering». En: *ApJ* 490, pág. 493.



- Navarro, J. F. y M. Steinmetz (2000). «Dark Halo and Disk Galaxy Scaling Laws in Hierarchical Universes». En: *ApJ* 538, págs. 477-488.
- Neto, A. F. et al. (2007). «The statistics of  $\Lambda$  CDM halo concentrations». En: *MNRAS* 381, págs. 1450-1462.
- Oh, S.-H. et al. (2011). «Dark and Luminous Matter in THINGS Dwarf Galaxies». En: *AJ* 141, 193, pág. 193.
- Oh, S.-H. et al. (2015). «High-resolution Mass Models of Dwarf Galaxies from LITTLE THINGS». En: *AJ* 149, 180, pág. 180.
- Okamoto, T. et al. (2005). «Effects of feedback on the morphology of galaxy discs». En: *MNRAS* 363, págs. 1299-1314.
- Oman, K. A. et al. (2015). «The unexpected diversity of dwarf galaxy rotation curves». En: *MNRAS* 452, págs. 3650-3665.
- Oman, K. A. et al. (2016). «Missing dark matter in dwarf galaxies?» En: *MNRAS* 460, págs. 3610-3623.
- Papastergis, E. y F. Shankar (2016). «An assessment of the "too big to fail" problem for field dwarf galaxies in view of baryonic feedback effects». En: *A&A* 591, A58, A58.
- Papastergis, E. et al. (2011). «The Velocity Width Function of Galaxies from the 40% ALFALFA Survey: Shedding Light on the Cold Dark Matter Overabundance Problem». En: *ApJ* 739, 38, pág. 38.
- Papastergis, E. et al. (2015). «Is there a "too big to fail" problem in the field?» En: *A&A* 574, A113, A113.
- Parry, O. H. et al. (2012). «The baryons in the Milky Way satellites». En: *MNRAS* 419, págs. 3304-3318.
- Penzias, A. A. y R. W. Wilson (1965). «A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s.» En: *ApJ* 142, págs. 419-421.
- Pizagno, J. et al. (2005). «Dark Matter and Stellar Mass in the Luminous Regions of Disk Galaxies». En: *ApJ* 633, págs. 844-856.
- Pizagno, J. et al. (2007). «The Tully-Fisher Relation and its Residuals for a Broadly Selected Sample of Galaxies». En: *AJ* 134, págs. 945-972.

- Planck Collaboration et al. (2014). «Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results». En: *A&A* 571, A1, A1.
- Pontzen, A. y F. Governato (2012). «How supernova feedback turns dark matter cusps into cores». En: *MNRAS* 421, págs. 3464-3471.
- Press, W. H. y P. Schechter (1974). «Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation». En: *ApJ* 187, págs. 425-438.
- Rahmati, A. et al. (2013). «On the evolution of the HI column density distribution in cosmological simulations». En: *MNRAS* 430, págs. 2427-2445.
- Reyes, R. et al. (2011). «Calibrated Tully-Fisher relations for improved estimates of disc rotation velocities». En: *MNRAS* 417, págs. 2347-2386.
- Rix, H.-W. y J. Bovy (2013). «The Milky Way's stellar disk. Mapping and modeling the Galactic disk». En: *A&A Reviews* 21, 61, págs. 61.
- Rosas-Guevara, Y. M. et al. (2015a). «The impact of angular momentum on black hole accretion rates in simulations of galaxy formation». En: *MNRAS* 454, págs. 1038-1057.
- (2015b). «The impact of angular momentum on black hole accretion rates in simulations of galaxy formation». En: *MNRAS* 454, págs. 1038-1057.
- Sales, L. V. et al. (2012). «The origin of discs and spheroids in simulated galaxies». En: *MNRAS* 423, págs. 1544-1555.
- Sales, L. V. et al. (2016). «The low-mass end of the baryonic Tully-Fisher relation». En: *ArXiv e-prints*.
- Sawala, T. et al. (2013). «The abundance of (not just) dark matter haloes». En: *MNRAS* 431, págs. 1366-1382.
- Sawala, T. et al. (2015). «Bent by baryons: the low-mass galaxy-halo relation». En: *MNRAS* 448, págs. 2941-2947.
- Scannapieco, C. et al. (2012). «The Aquila comparison project: the effects of feedback and numerical methods on simulations of galaxy formation». En: *MNRAS* 423, págs. 1726-1749.
- Schaller, M. et al. (2015a). «Baryon effects on the internal structure of  $\Lambda$ CDM haloes in the EAGLE simulations». En: *MNRAS* 451, págs. 1247-1267.

- Schaller, M. et al. (2015b). «The EAGLE simulations of galaxy formation: the importance of the hydrodynamics scheme». En: *MNRAS* 454, págs. 2277-2291.
- (2015c). «The EAGLE simulations of galaxy formation: the importance of the hydrodynamics scheme». En: *MNRAS* 454, págs. 2277-2291.
- Schaye, J. (2004). «Star Formation Thresholds and Galaxy Edges: Why and Where». En: *ApJ* 609, págs. 667-682.
- Schaye, J. y C. Dalla Vecchia (2008). «On the relation between the Schmidt and Kennicutt-Schmidt star formation laws and its implications for numerical simulations». En: *MNRAS* 383, págs. 1210-1222.
- Schaye, J. et al. (2015). «The EAGLE project: simulating the evolution and assembly of galaxies and their environments». En: *MNRAS* 446, págs. 521-554.
- Schechter, P. (1976). «An analytic expression for the luminosity function for galaxies.» En: *ApJ* 203, págs. 297-306.
- Sellwood, J. A. (1999). «Dynamical Constraints on Disk Masses». En: *Galaxy Dynamics - A Rutgers Symposium*. Ed. por D. R. Merritt, M. Valluri y J. A. Sellwood. Vol. 182. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, págs. 351-+.
- Sellwood, J. A. y S. S. McGaugh (2005). «The Compression of Dark Matter Halos by Baryonic Infall». En: *ApJ* 634, págs. 70-76.
- Sheth, R. K., H. J. Mo y G. Tormen (2001). «Ellipsoidal collapse and an improved model for the number and spatial distribution of dark matter haloes». En: *MNRAS* 323, págs. 1-12.
- Sheth, R. K. y G. Tormen (1999). «Large-scale bias and the peak background split». En: *MNRAS* 308, págs. 119-126.
- Skrutskie, M. F. et al. (2006). «The Two Micron All Sky Survey (2MASS)». En: *AJ* 131, págs. 1163-1183.
- Somerville, R. S. y J. R. Primack (1999). «Semi-analytic modelling of galaxy formation: the local Universe». En: *MNRAS* 310, págs. 1087-1110.
- Spergel, D. N. et al. (2003). «First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters». En: *ApJS* 148, págs. 175-194.

- Springel, V. (2005a). «The cosmological simulation code GADGET-2». En: *MNRAS* 364, págs. 1105-1134.
- (2005b). «The cosmological simulation code GADGET-2». En: *MNRAS* 364, págs. 1105-1134.
- Springel, V., T. Di Matteo y L. Hernquist (2005). «Modelling feedback from stars and black holes in galaxy mergers». En: *MNRAS* 361, págs. 776-794.
- Springel, V., N. Yoshida y S. D. M. White (2001). «GADGET: a code for collisionless and gasdynamical cosmological simulations». En: *New Astronomy* 6, págs. 79-117.
- Springel, V. et al. (2005). «Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars». En: *Nature* 435, págs. 629-636.
- Springel, V. et al. (2008). «The Aquarius Project: the subhaloes of galactic haloes». En: *MNRAS* 391, págs. 1685-1711.
- Stark, D. V., S. S. McGaugh y R. A. Swaters (2009). «A First Attempt to Calibrate the Baryonic Tully-Fisher Relation with Gas-Dominated Galaxies». En: *AJ* 138, págs. 392-401.
- Steinmetz, M. y J. F. Navarro (1999). «The Cosmological Origin of the Tully-Fisher Relation». En: *ApJ* 513, págs. 555-560.
- Stoehr, F. et al. (2002). «The satellite population of the Milky Way in a  $\Lambda$ CDM universe». En: *MNRAS* 335, págs. L84-L88.
- Swaters, R. A. (1999). «Dark Matter in Late-type Dwarf Galaxies». Tesis doct. , Rijksuniversiteit Groningen, (1999).
- Swaters, R. A. et al. (2009). «The rotation curves shapes of late-type dwarf galaxies». En: *A&A* 493, págs. 871-892.
- Torres-Flores, S. et al. (2011). «GHASP: an  $H\alpha$  kinematic survey of spiral and irregular galaxies - IX. The near-infrared, stellar and baryonic Tully-Fisher relations». En: *MNRAS* 416, págs. 1936-1948.
- Torrey, P. et al. (2014). «A model for cosmological simulations of galaxy formation physics: multi-epoch validation». En: *MNRAS* 438, págs. 1985-2004.
- Trachternach, C. et al. (2009). «The baryonic Tully-Fisher relation and its implication for dark matter halos». En: *A&A* 505, págs. 577-587.

- Trayford, J. W. et al. (2015). «Colours and luminosities of  $z = 0.1$  galaxies in the EAGLE simulation». En: *MNRAS* 452, págs. 2879-2896.
- Tully, R. B. y J. R. Fisher (1977). «A new method of determining distances to galaxies». En: *A&A* 54, págs. 661-673.
- Tully, R. B. et al. (1998). «Global Extinction in Spiral Galaxies». En: *AJ* 115, págs. 2264-2272.
- Vale, A. y J. P. Ostriker (2004). «Linking halo mass to galaxy luminosity». En: *MNRAS* 353, págs. 189-200.
- van der Wel, A. et al. (2014). «3D-HST+CANDELS: The Evolution of the Galaxy Size-Mass Distribution since  $z = 3$ ». En: *ApJ* 788, 28, pág. 28.
- Vera-Ciro, C. A. et al. (2012). «Not too big, not too small: the dark halos of the dwarf spheroidals in the Milky Way». En: *ArXiv e-prints*.
- Verheijen, M. A. W. (1997). «The Ursa Major Cluster of Galaxies: TF-relations and dark matter». Tesis doct. PhD thesis, Univ. Groningen The Netherlands (1997).
- Vogelsberger, M. et al. (2013). «A model for cosmological simulations of galaxy formation physics». En: *MNRAS* 436, págs. 3031-3067.
- Vogelsberger, M. et al. (2014). «Introducing the Illustris Project: simulating the coevolution of dark and visible matter in the Universe». En: *MNRAS* 444, págs. 1518-1547.
- Wang, J. et al. (2012). «The missing massive satellites of the Milky Way». En: *MNRAS*, pág. 3369.
- White, S. D. M. y C. S. Frenk (1991). «Galaxy formation through hierarchical clustering». En: *ApJ* 379, págs. 52-79.
- White, S. D. M. y M. J. Rees (1978). «Core condensation in heavy halos - A two-stage theory for galaxy formation and clustering». En: *MNRAS* 183, págs. 341-358.
- Wiersma, R. P. C., J. Schaye y B. D. Smith (2009). «The effect of photoionization on the cooling rates of enriched, astrophysical plasmas». En: *MNRAS* 393, págs. 99-107.
- Wiersma, R. P. C. et al. (2009). «Chemical enrichment in cosmological, smoothed particle hydrodynamics simulations». En: *MNRAS* 399, págs. 574-600.

- 
- Williams, M. J., M. Bureau y M. Cappellari (2010). «The Tully-Fisher relations of early-type spiral and S0 galaxies». En: *MNRAS* 409, págs. 1330-1346.
- Wolf, J. et al. (2010). «Accurate masses for dispersion-supported galaxies». En: *MNRAS* 406, págs. 1220-1237.
- York, D. G. et al. (2000). «The Sloan Digital Sky Survey: Technical Summary». En: *AJ* 120, págs. 1579-1587.
- Zeldovich, I. B. (1980). «Cosmological fluctuations produced near a singularity». En: *MNRAS* 192, págs. 663-667.
- Ziegler, B. L. et al. (2002). «The Evolution of the Tully-Fisher Relation of Spiral Galaxies». En: *ApJL* 564, págs. L69-L72.
- Zwaan, M. A., M. J. Meyer y L. Staveley-Smith (2010). «The velocity function of gas-rich galaxies». En: *MNRAS* 403, págs. 1969-1977.

