

Tesis Doctoral

Efectos del entorno sobre la formación y evolución de galaxias

Tecce, Tomás Enrique

2011

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Tecce, Tomás Enrique. (2011). Efectos del entorno sobre la formación y evolución de galaxias. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:

Tecce, Tomás Enrique. "Efectos del entorno sobre la formación y evolución de galaxias". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2011.

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Departamento de Física

EFFECTOS DEL ENTORNO SOBRE LA FORMACIÓN Y EVOLUCIÓN DE GALAXIAS

**Trabajo de Tesis para optar por el título de
Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias Físicas**

Tomás Enrique Tecce

Directora de tesis: Dra. Patricia B. Tissera

Directora asistente: Dra. Sofía A. Cora

Consejero de estudios: Dr. Daniel Gómez

Lugar de trabajo:

Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE), CONICET-UBA

Buenos Aires, 2011

Resumen

En el presente trabajo se estudia la influencia del medio ambiente en el que se encuentran las galaxias sobre su formación y evolución, a través de la interacción entre la galaxia y el gas caliente y difuso del medio intracúmulo (*intracluster medium*, ICM). Las galaxias en cúmulos pueden moverse a velocidades casi supersónicas, experimentando una considerable presión dinámica ejercida por el ICM sobre el medio interestelar de la galaxia en movimiento. Este efecto se denomina *ram pressure stripping* (RPS), y puede remover una fracción significativa del contenido de gas frío de la galaxia. Implementamos este proceso dentro de un modelo híbrido de formación de galaxias, que combina simulaciones hidrodinámicas no disipativas de cúmulos de galaxias con un modelo semianalítico de formación y evolución de galaxias que contempla los procesos físicos que afectan a los bariones. Para ello fue necesario desarrollar un método para calcular los tamaños de los discos galácticos, teniendo en cuenta los efectos del halo de materia oscura anfitrión y la presencia de bulbos galácticos. Una importante innovación respecto a trabajos anteriores es el uso de las partículas de gas de las simulaciones hidrodinámicas para obtener las propiedades cinemáticas y termodinámicas del ICM, logrando así un método autoconsistente. Caracterizamos las distribuciones de RP obtenidas con nuestro nuevo modelo para cúmulos de galaxias simulados de distintas masas, encontrando que la RP media crece con la masa del cúmulo y la edad del Universo. Los perfiles de RP en función de la distancia al centro del halo obtenidos con nuestra nueva implementación pueden aproximarse mediante perfiles analíticos, con parámetros que dependen de manera sencilla de la masa del halo y el corrimiento al rojo. Los ajustes determinados serán de gran utilidad para incluir RPS en otros modelos de formación de galaxias. Finalmente, cuando se considera la posibilidad de que las galaxias conserven su halo de gas caliente al convertirse en satélites, mostramos que la implementación de RPS como un proceso de dos etapas, afectando en primer lugar al halo de gas caliente y luego al gas frío, permite obtener una distribución de colores para las galaxias simuladas en mejor acuerdo con las observaciones, resolviendo un defecto común a los modelos semianalíticos actuales.

Palabras clave: galaxias: formación – galaxias: evolución – cúmulos de galaxias – medio intergaláctico – métodos numéricos.

Effects of environment on the formation and evolution of galaxies

In this work we study the influence of the ambient medium in which a galaxy resides on its formation and evolution, through the interaction between the galaxy and the hot, diffuse gas of the intracluster medium (ICM). Galaxies in clusters can move through the ICM at velocities close to supersonic, and thus experience a considerable ram pressure (RP) exerted by the ICM on the interstellar medium of the moving galaxy. This effect is called ram pressure stripping (RPS), and it can remove a significant fraction of the cold gas content of a galaxy. We implement the RPS process within a hybrid model of galaxy evolution, which combines hydrodynamical non-radiative simulations of galaxy clusters with a semi-analytic model of galaxy formation and evolution which handles the baryonic physics. This required the development of a method to calculate the sizes of galactic discs, taking into account the effects of their host dark matter halo and the presence of galactic bulges. An important innovation with respect to previous works is the use of the gas particles in the hydrodynamical non-radiative simulations to obtain the kinematical and thermodynamical properties of the ICM. This allows a self-consistent estimation of the RPS experienced by satellite galaxies. We characterize the distributions of RP obtained with our new model in simulated galaxy clusters of different masses, and we find that the mean RP grows with the cluster mass and the age of the Universe. The RP profiles as a function of distance to the centre of the system obtained with our new implementation can be well fitted by analytic profiles, with parameters that depend on system mass and redshift in a simple fashion. The fits provided here will prove very useful to include RPS in galaxy formation models which do not include gas physics. Finally, considering the possibility that galaxies keep their hot gas reservoir when becoming satellite systems, we show how implementing RPS as a two-stage process, which affects first the hot gas haloes of galaxies and then the cold disc gas, allows to recover a distribution of simulated galaxy colours which is in better agreement with observations, solving a defect common to current semi-analytic models.

Key words: galaxies: formation – galaxies: evolution – galaxies: clusters: general – (galaxies:) intergalactic medium – methods: numerical.

Agradecimientos

Son muchas las personas que me han ayudado a lo largo de estos años en los que llevé adelante mi trabajo de doctorado y que han contribuido, en mayor o menor medida, a la realización de esta tesis.

En primer lugar, agradezco a mis directoras de tesis, Sofía Cora y Patricia Tissera, por la oportunidad de realizar este trabajo de tesis, por su cordialidad y su apoyo permanente.

También agradezco a mi consejero de estudios, Daniel Gómez, por su amabilidad y su excelente predisposición para contestar preguntas y aclarar dudas.

Gracias al resto de los integrantes del grupo de Astrofísica Numérica del IAFE, por su compañerismo y apoyo: Josefa Pérez, Susana Pedrosa, y en especial a María Emilia de Rossi.

Al IAFE y a todo su personal, por la hospitalidad y el excelente clima de trabajo. También agradezco a mis profesores del Departamento de Física, FCEyN, UBA.

Agradezco al CONICET por las becas doctorales que me permitieron llevar adelante este trabajo.

Gracias a Nelson Padilla por las buenas ideas, la amabilidad y el apoyo constante.

Un agradecimiento también a Carlton Baugh, Richard Bower y Andreea Font, mis anfitriones durante mi estadía en la Universidad de Durham, Reino Unido, y también a Klaus Dolag, autor de las simulaciones utilizadas en este trabajo y con quien tuve la oportunidad de trabajar en el Max-Planck-Institut für Astrophysik, Alemania. Gracias al programa LENAC y a la Max-Planck-Gesellschaft por otorgarme las becas que financiaron dichas visitas.

Gracias a Claudia Lagos y Noelia Jiménez por su colaboración y buena disposición.

A los amigos que brindaron su apoyo, ayuda o simplemente compartieron buenos momentos: Juan Manuel Barrionuevo, Ligia Ciocci Brazzano, Francisco Di Lorenzo, Gustavo Fernández Walker, Felipe Forte, Martín González, Sebastián Nuza, Martín Ortega, Cecilia Scannapieco, Federico Stasyszyn. Una mención especial para Leonardo Pellizza, tanto por su permanente disposición a ayudar con

VIII

lo científico como por su gran amistad.

A mi familia extendida: Mike, Graciela y Guillermo Watson.

Y por último, a Johann Sebastian Bach por componer la banda sonora del Universo.

*Dedicada a mi esposa Anita,
a mis padres Mirta y Enrique,
a mis hermanas Laura, Verónica y Sofía,
y a la memoria de mi abuela María.*

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Galaxias y su entorno	2
1.2. Galaxias de disco en cúmulos	11
1.3. Procesos físicos causados por el entorno	15
1.3.1. Interacciones gravitatorias y fusiones entre galaxias	15
1.3.2. Remoción del halo de gas caliente de galaxias satélites . .	16
1.3.3. Interacciones hidrodinámicas: <i>ram pressure stripping</i> . . .	17
1.3.4. Trabajos previos	20
2. Formación y evolución de galaxias	23
2.1. Formación de galaxias en el paradigma Λ CDM de formación de estructura en el Universo	24
2.1.1. Halos de materia oscura	24
2.1.2. Modelos semianalíticos de formación de galaxias	26
2.2. Simulaciones hidrodinámicas de cúmulos de galaxias	27
2.2.1. Descripción de las simulaciones utilizadas	27
2.2.2. Identificación de objetos	31
2.3. Modelo SAG de formación de galaxias	36
2.3.1. Tipos de galaxias	36
2.3.2. Enfriamiento radiativo del gas, formación estelar y feed- back por supernovas	38
2.3.3. Enriquecimiento químico	40
2.3.4. Fusiones entre galaxias	41
2.3.5. Inestabilidades de disco	42

2.3.6.	Reducción del enfriamiento de gas por acción de AGNs	43
2.3.7.	Propiedades fotométricas y atenuación por polvo	45
3.	Modelado de discos galácticos	47
3.1.	Formación de discos galácticos en una cosmología Λ CDM	48
3.1.1.	Modelo iterativo de formación de discos	48
3.1.2.	Tamaños de discos en el modelo semianalítico	52
3.1.3.	Dependencia del modelo con la cosmología adoptada	57
3.2.	Momento angular de los halos de DM	58
3.3.	Relación entre concentración y masa para halos de DM	60
3.4.	Propiedades de las galaxias simuladas	63
4.	Nuevo modelo para RPS	69
4.1.	Determinación de las propiedades del ICM	70
4.2.	Cálculo de RPS en el modelo semianalítico	72
4.2.1.	Posiciones y velocidades de las galaxias	77
5.	Distribuciones de RP y efecto sobre las propiedades de las galaxias	81
5.1.	Perfiles radiales y distribuciones de RP en cúmulos de galaxias	82
5.2.	Efectos de RPS sobre propiedades de las galaxias	93
5.2.1.	Truncamiento de los discos de gas	94
5.2.2.	Contenido de gas frío de las galaxias	96
5.2.3.	Influencia sobre los colores de las galaxias	99
6.	Ajustes a los perfiles de RP en grupos y cúmulos de galaxias	109
6.1.	Construcción de los perfiles de RP	110
6.2.	Formas funcionales para los perfiles de RP	114
7.	Regulación por RPS de la acreción de gas en galaxias satélites	121
7.1.	Cálculo de la masa de gas caliente de galaxias satélites	122
7.2.	Remoción del halo de gas de galaxias satélites	123
7.2.1.	Modos de <i>stripping</i>	124
7.2.2.	Implementación	133
7.3.	Resultados	134

8. Conclusiones	141
Lista de abreviaturas	150
Bibliografía	153

Índice de figuras

1.1. Galaxias en distintos entornos	3
1.2. Clasificación morfológica de las galaxias según Hubble	4
1.3. Diagrama color-magnitud para galaxias a $z < 0,1$	6
1.4. Muestra de galaxias tipo disco del SDSS	8
1.5. Muestra de galaxias elípticas del SDSS	9
1.6. Diagramas color-masa estelar para entornos de diferente densidad	10
1.7. Dependencia de la fracción de galaxias en la secuencia roja con la densidad del entorno y la masa estelar	10
1.8. Diagramas color-masa estelar para galaxias en el cúmulo de Virgo y sus alrededores	12
1.9. Galaxia de disco NGC 4522 en el cúmulo de Virgo	13
1.10. Posición de NGC 4522 en el cúmulo de Virgo	14
1.11. Simulación hidrodinámica del efecto de RPS sobre una galaxia de disco	18
2.1. Visualización de la temperatura del gas en las simulaciones hidro- dinámicas no radiativas de cúmulos de galaxias utilizadas en el presente trabajo	29
2.2. Densidad de materia en la caja completa de una de las simulaciones	30
2.3. Árbol de fusiones de una simulación	37
2.4. Geometría para el modelo de absorción por polvo	45
3.1. Curvas de rotación para galaxias disco sin componente de bulbo generadas mediante el método iterativo	53

3.2.	Influencia de una componente de bulbo sobre el radio de escala obtenido mediante el método iterativo	55
3.3.	Distribución de valores del parámetro de spin para halos de DM en las simulaciones	59
3.4.	Parámetro de concentración de los halos en las simulaciones como función de la masa y el redshift	63
3.5.	Función de luminosidad en banda b_J para los cúmulos simulados .	65
3.6.	Relación entre la masa del bulbo y la masa del BH central para galaxias simuladas	66
3.7.	Relación entre el radio de escala R_d y la luminosidad en banda I para galaxias de disco simuladas	67
4.1.	Perfil de densidad de las partículas SPH a $z = 0$ para uno de los cúmulos simulados	70
4.2.	Perfiles de densidad media del ICM en los cúmulos simulados . .	73
4.3.	Masa de gas removida por acción de RPS	75
4.4.	Perfil de densidad superficial proyectada (en número) para los cúmulos de galaxias simulados	79
5.1.	Densidad del ICM, velocidad relativa al ICM y la RP resultante, como función de la distancia al centro del cúmulo y a distintos redshifts, para galaxias en uno de los cúmulos simulados	83
5.2.	Diferencia media entre la RP determinada con el modelo RP-A y el modelo RP-PG, para distintos redshifts	85
5.3.	Histogramas de la RP experimentada por las galaxias en los cúmulos simulados	87
5.4.	RP media experimentada por las galaxias en los cúmulos simulados como función del redshift	90
5.5.	Historias de RP de galaxias satélites en los cúmulos simulados . .	92
5.6.	Radio de truncamiento como función de la máxima RP experimentada por galaxias satélites simuladas de tipo disco	95
5.7.	Fracciones de galaxias simuladas completamente desprovistas de gas frío como función de la distancia al centro del cúmulo, a distintos redshifts	97

5.8. Diagramas color-magnitud para galaxias en los cúmulos simulados, a diferentes redshifts	100
5.9. Color medio de las secuencias roja y azul en los cúmulos simulados, a distintos redshifts	102
5.10. Diagrama color-masa estelar para las galaxias de los cúmulos G15 a $z = 0$, indicando actividad de formación estelar	103
5.11. Fracción acumulada, respecto al total, de galaxias satélites con una fracción dada de gas frío	104
5.12. Fracciones de galaxias rojas como función de la masa estelar para galaxias en todos los cúmulos simulados	106
6.1. Distribución de masas de los halos de DM seleccionados para la determinación de perfiles de RP	112
6.2. Perfiles combinados de RP para halos en diferentes rangos de masa	113
6.3. Estimador chi-cuadrado de bondad del ajuste como función del factor de expansión cosmológico para los diferentes modelos analíticos considerados	115
6.4. Evolución temporal de los parámetros de mejor ajuste	116
6.5. Valores de los parámetros obtenidos del ajuste de la evolución temporal de los parámetros de mejor ajuste como función de la masa virial del halo	117
6.6. Fracción de galaxias que han perdido completamente su gas frío como función de la distancia al centro del halo, para tres modelos diferentes	119
7.1. Radio de marea de un subhalo respecto de su radio virial	127
7.2. Radio de truncamiento de un halo de gas caliente, para distintos valores de RP y distintas masas de galaxias	131
7.3. Diagramas color-magnitud a $z = 0$ para las galaxias en todos los cúmulos simulados, comparando modelos con distintos procesos de RP activados	136
7.4. Distribuciones de los colores de las galaxias para los diferentes modelos	137

7.5. Fracción de galaxias en la secuencia roja a $z = 0$ para los distintos modelos considerados	138
---	-----

Índice de tablas

2.1. Masas y radios a $z = 0$ de los cúmulos simulados	32
3.1. Parámetros del modelo semianalítico de referencia SAG	64
5.1. Valores medios y dispersiones de las distribuciones de RP obteni- das de simulaciones	88

XX

Capítulo 1

Introducción

Determinar cuándo y cómo las galaxias se forman en el Universo, y qué procesos físicos determinan sus propiedades observadas, es uno de los temas de investigación más importantes de la actualidad, impulsando el desarrollo científico y la construcción de nuevas e importantes instalaciones durante la última década. Recientes relevamientos de galaxias en gran escala han provisto datos observacionales de gran precisión, que proveen una imagen detallada de las propiedades de las galaxias y cómo el entorno en el que residen influencia dichas propiedades. Sin embargo, aún no queda claro cuáles mecanismos físicos son los principales responsables de las diferencias observadas entre las galaxias que pueblan diferentes entornos. Esta cuestión es en la actualidad materia de intenso debate, involucrando a todos los campos de la Astrofísica moderna: teoría, observaciones y simulaciones numéricas.

El objetivo de este trabajo de tesis es estudiar la influencia de entornos de distinta densidad sobre las propiedades físicas de las galaxias, contribuyendo al entendimiento general sobre la formación y evolución de las mismas. Esto se lleva a cabo utilizando un modelo híbrido, que combina simulaciones numéricas hidrodinámicas de N -cuerpos con un modelo semianalítico de formación y evolución de galaxias, que ha sido mejorado para el presente propósito. En particular, nos enfocaremos en el estudio del efecto que la interacción hidrodinámica entre el medio interestelar de las galaxias (*interstellar medium*, ISM) y el gas caliente y difuso del medio intergaláctico e intracúmulo (*intracluster medium*, ICM) tiene

sobre las propiedades observadas (Tecce et al. 2010, 2011a). También consideraremos el problema de la evolución de los colores de las galaxias, que no es bien reproducida por los modelos de formación actuales, y exploraremos una posible solución al mismo (Tecce et al. 2011b). En este capítulo resumimos los aspectos teóricos y observacionales relevantes para esta tesis.

1.1. Galaxias y su entorno

Observacionalmente, se define el entorno de una galaxia a través de la densidad en número, en una determinada región del cielo, de galaxias cuya luminosidad L (i.e. la cantidad de energía electromagnética radiada por unidad de tiempo) sea mayor a un cierto límite L_{lim} . Alternativamente, puede cuantificarse el entorno determinando la distancia media a la N -ésima galaxia vecina cuya luminosidad sea mayor a L_{lim} . Muchas galaxias se encuentran relativamente aisladas de otras galaxias similares, y otras forman parte de *grupos de galaxias* con 2–10 galaxias brillantes y un número mayor de galaxias satélites, contenidas en un diámetro de 1 a 2 Mpc. Los entornos más densos corresponden a los *cúmulos de galaxias*, que contienen del orden de 50–1000 galaxias en un diámetro de 2 hasta 10 Mpc (Figura 1.1).

Antes de continuar es conveniente aclarar el significado de algunos términos. En Astronomía se define el *color* de un objeto como la diferencia entre las magnitudes observadas en dos filtros diferentes. Por convención, en la resta se pone en primer lugar la magnitud correspondiente al filtro de menor longitud de onda. De esta forma cuanto mayor es el color más “rojo” es el objeto, teniendo en cuenta que la magnitud es una escala logarítmica en la cual a mayor luminosidad le corresponde menor magnitud. Se emplea el término *metales* para referirse a todos los elementos químicos más pesados que el helio, por razones históricas, y la *metalicidad* Z de un sistema se define como la fracción de la masa total del sistema contenida en metales. Las épocas en la evolución del Universo se expresarán en términos del *corrimiento al rojo* z , al cual nos referiremos frecuentemente mediante su nombre en inglés, *redshift*. La expansión del Universo se describe mediante la ley de Hubble, $V_r = H_0 d$, que relaciona la velocidad radial V_r de las galaxias con la distancia d a la que se encuentran. El valor en la

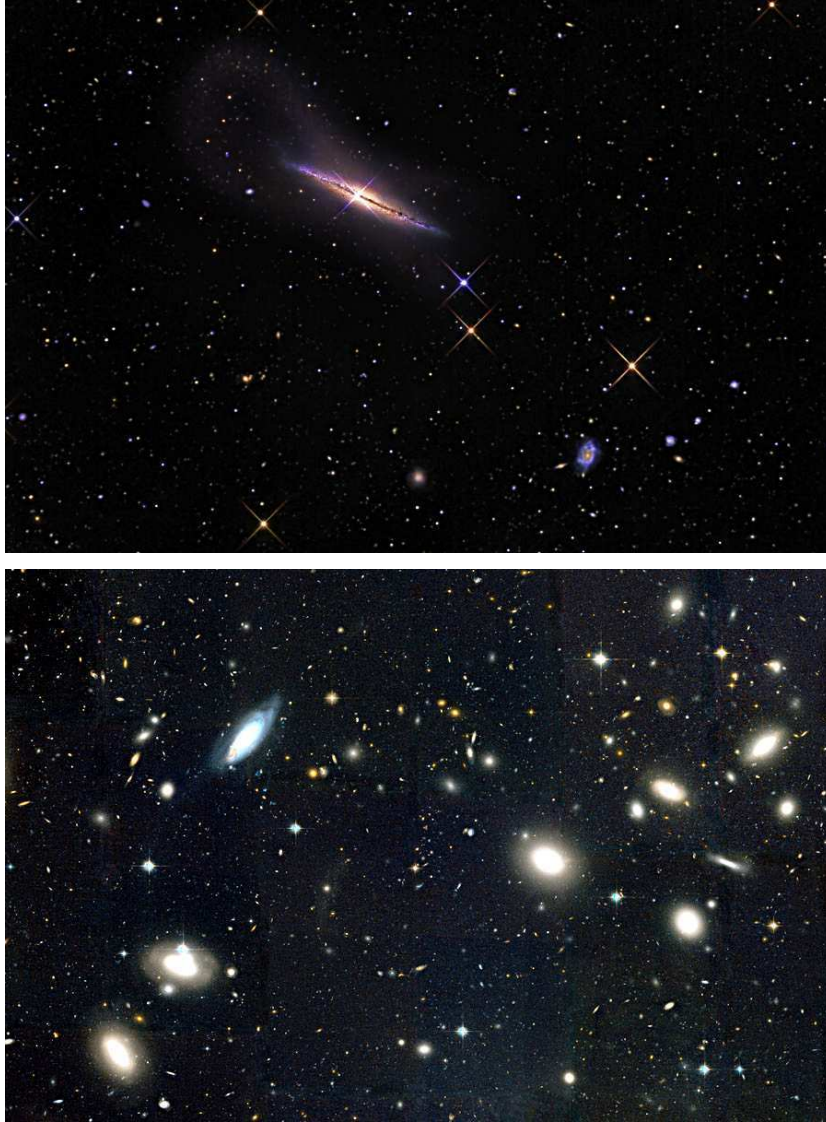


Figura 1.1: Galaxias en distintos entornos. Arriba: NGC 4013, una galaxia tipo disco en la constelación de la Osa Mayor, ejemplo de una galaxia relativamente aislada. Abajo: región central del cúmulo de galaxias de Coma, uno de los cúmulos más densos conocidos. La gran mayoría de los objetos en la imagen son galaxias. Créditos: NGC 4013, R. Jay Gabany (Blackbird Observatory), D. Martínez-Delgado (IAC, MPIA), M. Pohlen (Cardiff), S. Majewski (U. Virginia), J. Peñarrubia (U. Victoria), C. Palma (Penn State); Coma, D. Carter et al. (LJMU), Coma HST ACS Treasury Team, NASA, ESA, Hubble Heritage (STScI/AURA).

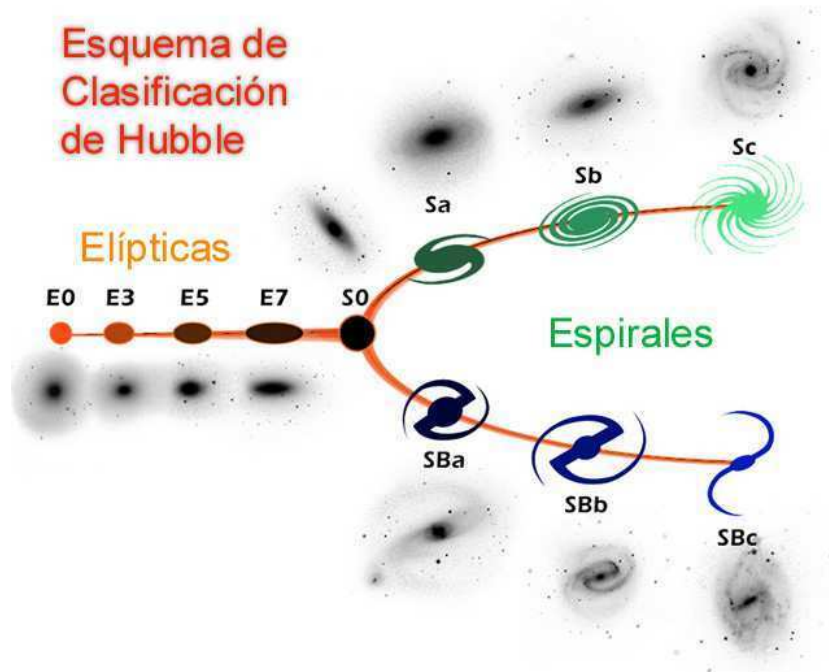


Figura 1.2: Clasificación de las galaxias según Hubble (1936). Las galaxias se dividen en dos categorías generales: *elípticas* a la izquierda y *espirales* o de *disco* a la derecha. Las galaxias elípticas se clasifican de E0 a E7 según su grado de excentricidad, siendo las E0 las más esféricas. Las galaxias espirales se dividen a su vez en dos clases, SB y S, según presenten o no una estructura central de barra, respectivamente, y las letras a, b y c indican un grado creciente de separación entre los brazos espirales. Muchas galaxias espirales presentan una componente esferoidal denominada *bulbo* en su centro. En las galaxias Sa/SBa, el bulbo es más importante que en las Sc/SBc. Las galaxias espirales que no presentan bulbo se denominan Sd (no se muestran en el diagrama). En el centro del diagrama, las galaxias S0 son galaxias de tipo disco pero que no muestran ninguna estructura de brazos espirales; son también llamadas galaxias *lenticulares*. Las galaxias a la izquierda se denominan de *tipo temprano* y las de la derecha *tipo tardío*. Existe una categoría adicional de galaxias que no son ni elípticas ni espirales, denominadas galaxias *irregulares*. Figura cortesía del Sloan Digital Sky Survey (SDSS), <http://skyserver.sdss.org/dr8/en/>.

época actual del parámetro H_0 , la *constante de Hubble*, se encuentra en el rango 50–80 km s⁻¹ Mpc. Es habitual indicar explícitamente la incerteza en la constante de Hubble, definiendo h como el valor de H_0 en unidades de 100 km s⁻¹ Mpc.

Según el modelo cosmológico de mayor aceptación en la actualidad, la estructura a gran escala observada en el Universo se originó a partir del colapso por inestabilidad gravitatoria de pequeñas fluctuaciones en la distribución primordial de materia. Dichas inhomogeneidades crecieron hasta exceder la densidad media del Universo, y colapsaron formando sistemas ligados gravitatoriamente. Dichos sistemas luego se fusionan para formar estructuras mayores. Las evidencias observacionales provistas por recientes relevamientos de la radiación cósmica de fondo (*cosmic microwave background*, CMB) y de la distribución de galaxias a escala cosmológica respaldan este paradigma, el cual postula un Universo espacialmente plano cuya densidad de energía está compuesta por ~ 5 por ciento de bariones, ~ 25 por ciento materia oscura fría (*cold dark matter*, CDM) y el resto corresponde a energía oscura, que es representada por una constante cosmológica Λ . Los grupos de galaxias corresponden a sistemas cuya masa total (bariones más materia oscura) es del orden de $10^{13} M_\odot$, y los cúmulos a sistemas con masa total $\gtrsim 10^{14} M_\odot$.

El estudio de la relación entre las galaxias y su entorno comenzó con el trabajo pionero de Hubble & Humason (1931), quienes ya observaron que la morfología de las galaxias no es independiente de la densidad local. Hubble (1936) introdujo una clasificación morfológica que continúa siendo ampliamente utilizada. Las galaxias se dividen en dos categorías generales (Figura 1.2): en primer lugar las *elípticas* o de *tipo temprano*, de forma esferoidal, cuyo perfil de intensidad (luminosidad por unidad de área) se puede describir según (Sérsic 1968)

$$I(r) \propto \exp \left[(-r/r_0)^{1/n} \right], \quad (1.1)$$

con $n \simeq 4$ (de Vaucouleurs 1948). Por otro lado están las galaxias *espirales*, de *disco* o de *tipo tardío*. Los perfiles de intensidad de los discos galácticos son aproximadamente exponenciales, y se pueden describir mediante la fórmula

$$I(R) = \frac{I_0}{2\pi R_d^2} \exp(-R/R_d), \quad (1.2)$$

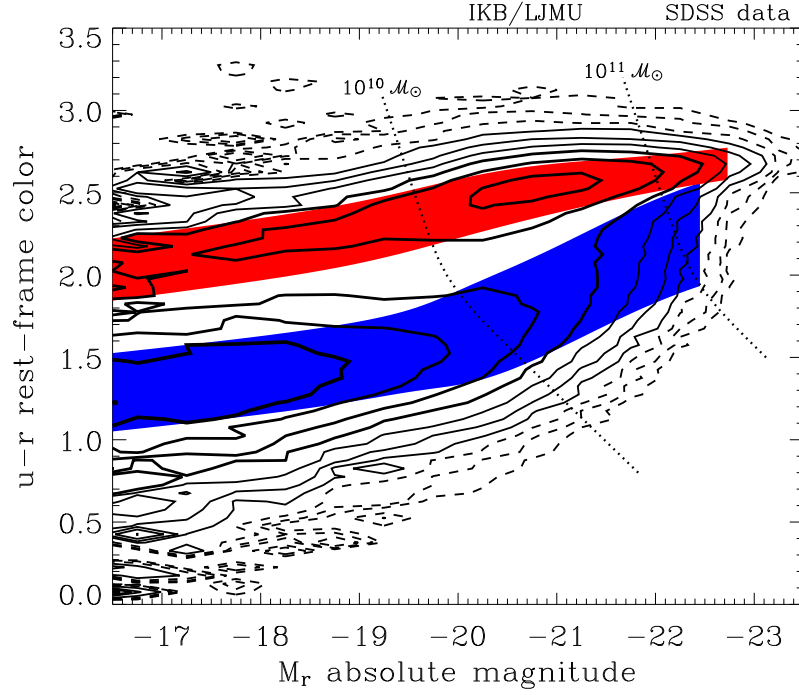


Figura 1.3: Diagrama color-magnitud para galaxias del SDSS a $z < 0.1$. Los contornos representan la densidad en número de galaxias, espaciados logarítmicamente con cuatro contornos por cada factor 10. Las regiones azul y roja muestran la zona comprendida entre $\pm 1\sigma$ del color medio para las secuencias azul y roja, respectivamente. Las líneas punteadas representan galaxias de igual masa estelar, usando los cocientes masa-luminosidad de Kauffmann et al. (2003). Figura de Baldry et al. (2004).

donde R_d es el *radio de escala* del disco¹ e I_0 la intensidad central. Las galaxias de disco suelen poseer en su centro una componente de tipo esferoidal, denominada *bulbo*. En los entornos densos predominan las galaxias de tipo temprano (ver Figura 1.1, panel inferior), mientras que las galaxias espirales se encuentran preferentemente en el campo² (*relación morfología-densidad*, Dressler 1980; ver también Whitmore, Gilmore, & Jones 1993 y Domínguez, Muriel, & Lambas 2001).

En años recientes, los grandes relevamientos de galaxias (*large-scale galaxy surveys*) tales como el Sloan Digital Sky Survey (SDSS, York et al. 2000) o el

¹En todo este trabajo usaremos la siguiente convención: r y R representan las coordenadas radiales usuales en coordenadas esféricas y cilíndricas, respectivamente.

²En el presente trabajo usaremos la expresión “galaxias de campo” para referirnos a todas las galaxias que no pertenezcan a cúmulos.

Two-degree Field Galaxy Redshift Survey (2dFGRS, Colless et al. 2001) proveen un mapa detallado de la distribución de galaxias en el Universo y una enorme cantidad de información sobre sus propiedades espectroscópicas y fotométricas: luminosidades, tamaños, colores, historias de formación estelar, masas, dispersiones de velocidad y propiedades de las líneas de emisión. Los datos de estos relevamientos han establecido que la distribución de colores de la población de galaxias es bimodal (Figura 1.3), con una *secuencia roja* y una *secuencia azul* (Strateva et al. 2001; Blanton et al. 2003; Bell et al. 2004; Baldry et al. 2004). La clasificación de las galaxias en rojas y azules no tiene una relación sencilla con el criterio morfológico de Hubble (Blanton & Moustakas 2009). Las galaxias de la secuencia azul son en su gran mayoría galaxias de disco, con activa formación estelar (Figura 1.4). La secuencia roja, en cambio, está poblada por una mezcla de tipos. El extremo de baja luminosidad consiste en galaxias elípticas enanas (*dwarf spheroidals*, dSph). Para magnitudes absolutas $M_r \lesssim -19$, la secuencia roja es una mezcla de espirales enrojecidas, galaxias lenticulares y elípticas gigantes (Figura 1.5); estas últimas son la población dominante en las luminosidades más altas. Lo que la mayoría de las galaxias en la secuencia roja sí tienen en común es que se trata de sistemas pasivos con escasa o nula formación estelar.

Las dos poblaciones de galaxias, roja y azul, se observan en todos los diferentes entornos. Lo que depende del entorno es la importancia relativa de una secuencia respecto de la otra (e.g. Balogh et al. 2004; Martínez, Coenda, & Muriel 2010). En el Universo local ($z \simeq 0$), si consideramos entornos cada vez más densos, la secuencia roja se hace cada vez más dominante (Figura 1.6). La fracción de galaxias en la secuencia roja depende fuertemente del entorno (Baldry et al. 2006, Figura 1.7), de manera que el color medio de las galaxias es la propiedad que mejor correlaciona con el entorno local (Blanton et al. 2005; Martínez & Muriel 2006). La tasa de formación estelar (*star formation rate*, SFR) de una galaxia, además de estar relacionada con el color de la misma, también depende del entorno. En los entornos de mayor densidad, las SFRs se ven fuertemente suprimidas para galaxias en un amplio rango de masas estelares (Kauffmann et al. 2004). Sin embargo, esta situación podría ser diferente a $z \sim 1$, en donde la dependencia con el entorno sería mucho más débil (e.g. Poggianti et al. 2008).

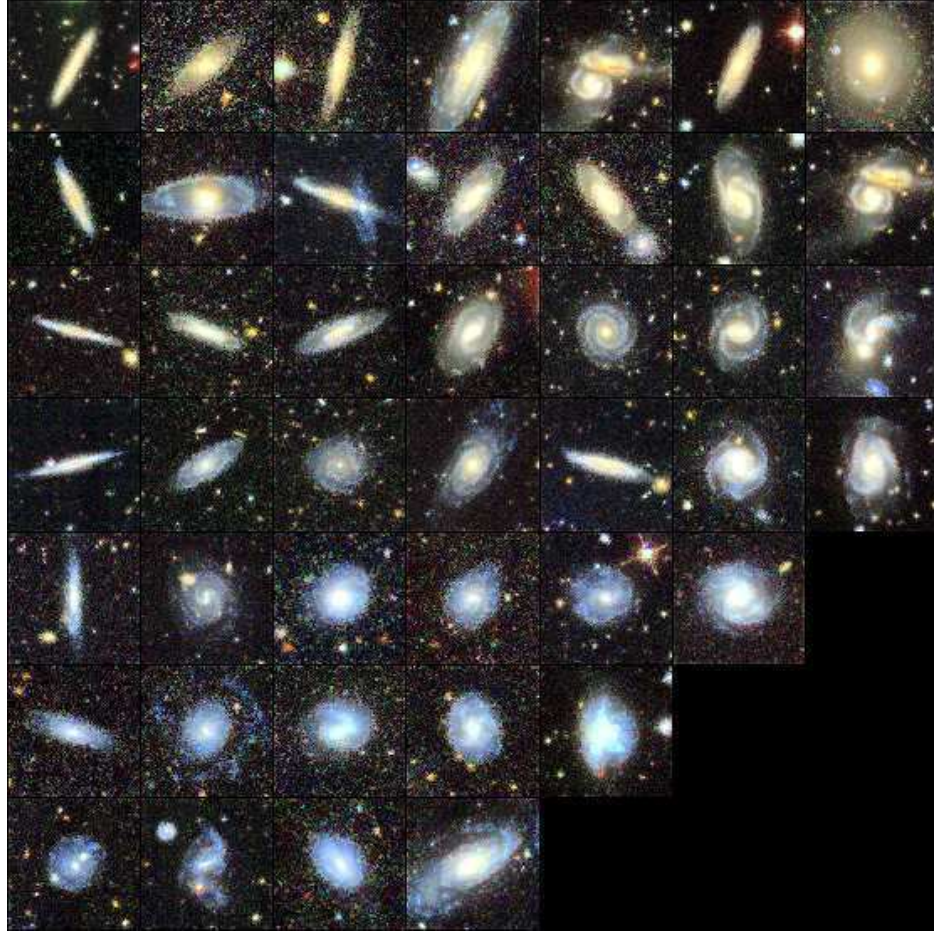


Figura 1.4: Imágenes de galaxias tipo disco seleccionadas al azar de la muestra del SDSS. Las imágenes están ordenadas por magnitud absoluta en la dirección horizontal, de $M_r - 5 \log h \sim -18,5$ hasta -22 de izquierda a derecha, y por color $g - r$ en la dirección vertical, desde 0,2 hasta 0,9 magnitudes de abajo hacia arriba. De esta forma las galaxias disco más brillantes y rojas están arriba a la derecha. Nótese la falta de galaxias de disco brillantes y azules. Figura tomada de Blanton & Moustakas (2009).

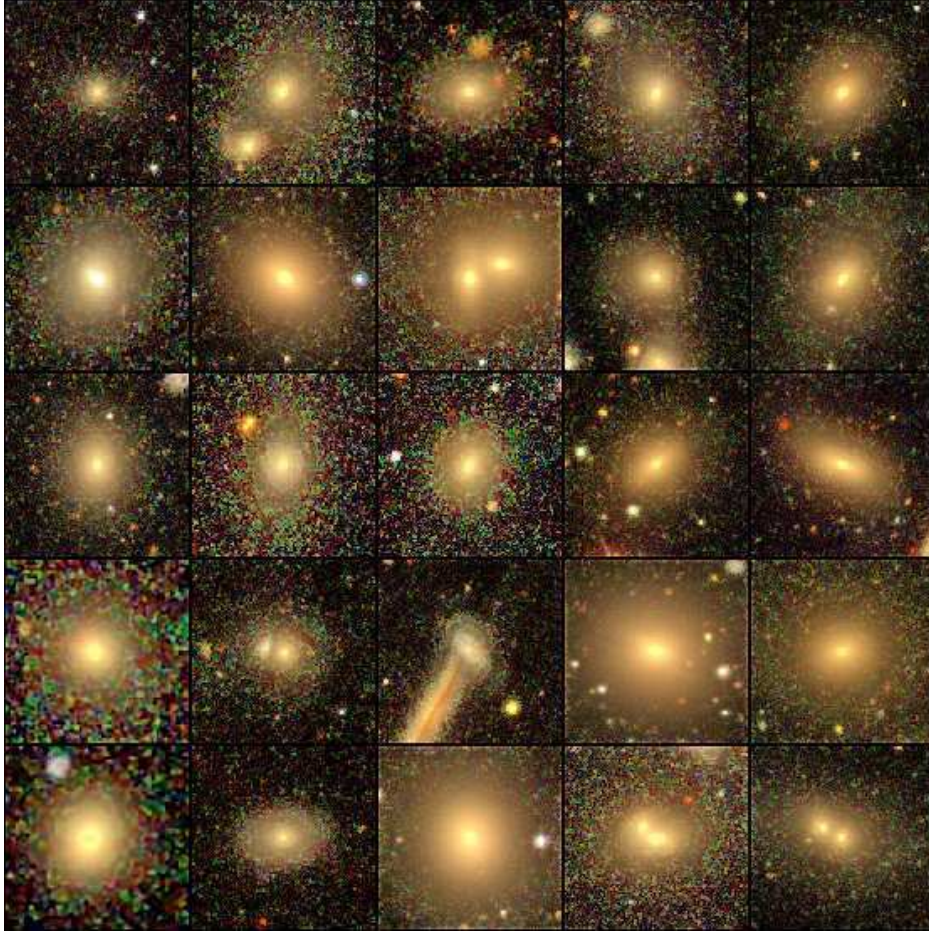


Figura 1.5: Imágenes de galaxias elípticas seleccionadas al azar de la muestra del SDSS. Las imágenes están ordenadas por magnitud absoluta en la dirección horizontal, de $M_r - 5 \log h \sim -18,5$ hasta -22 de izquierda a derecha, y según el cociente $C_{90} \equiv r_{90}/r_{50}$ en la dirección vertical, donde r_{50} y r_{90} son los radios que encierran un 50 por ciento y un 90 por ciento de la luminosidad total de la galaxia, respectivamente. C_{90} va desde 2,2 hasta 3,8 de abajo hacia arriba. De esta forma las galaxias elípticas más brillantes y concentradas están arriba a la derecha. Figura tomada de Blanton & Moustakas (2009).

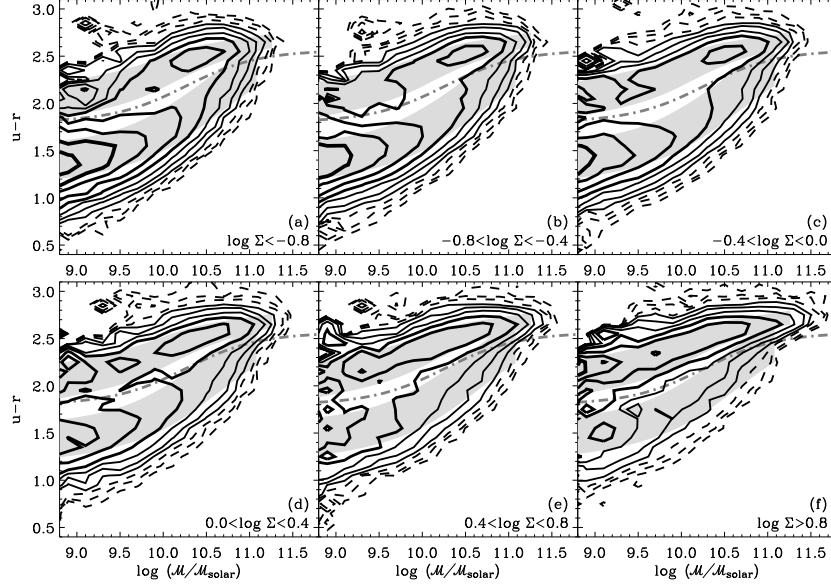


Figura 1.6: Diagramas color-masa estelar para galaxias del SDSS a $z < 0,1$ en función de la densidad del entorno, definida como $\Sigma = 5/\pi d^2$ donde d es la distancia proyectada sobre el plano del cielo al quinto vecino más próximo con magnitud $M_r < -20$. El panel de arriba a la izquierda representa un entorno de densidad baja, mientras que el panel de abajo a la derecha representa cúmulos de galaxias. Los contornos representan densidad en número de galaxias, espaciados logarítmicamente. Las regiones sombreadas marcan las secuencias azul y roja; nótese que las secuencias no cambian de posición para distintos entornos. Figura de Baldry et al. (2006).

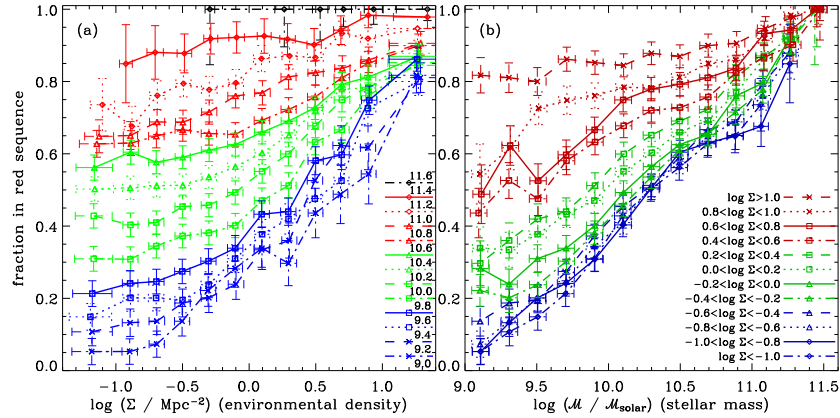


Figura 1.7: Izquierda: fracción de galaxias en la secuencia roja como función de la densidad Σ . Las líneas y símbolos indican diferentes rangos de masa estelar. Derecha: fracción de galaxias en la secuencia roja como función de la masa estelar. Las líneas y símbolos indican diferentes densidades del entorno. Figuras de Baldry et al. (2006).

1.2. Galaxias de disco en cúmulos

En los cúmulos, las galaxias de disco no sólo son menos frecuentes que en el campo sino que también se diferencian de las galaxias de disco del campo en un número de propiedades (ver Boselli & Gavazzi 2006). En las galaxias de tipo tardío, el hidrógeno atómico o HI es el principal componente del ISM, a partir del cual se forman las estrellas. La distribución del HI en galaxias de disco aisladas se extiende típicamente más allá del disco visible formado por estrellas³. Densidades de columna de $\sim 10^{20}$ átomos cm^{-2} se observan a distancias de $\sim 1,8$ veces el diámetro óptico (e.g. Broeils & Rhee 1997).

Para el caso de las galaxias de disco en cúmulos, un número importante de trabajos (Haynes, Giovanelli, & Chincarini 1984; Warmels 1988; Cayatte et al. 1990; Hoffman et al. 1996; Bravo-Alfaro et al. 2000; Solanes et al. 2001; Giovanelli et al. 2005; Gavazzi et al. 2006; Hughes & Cortese 2009) muestran que dichas galaxias tienen en promedio un menor contenido de HI que las galaxias de campo. Estos estudios observacionales definen la *deficiencia en HI* como la diferencia logarítmica entre la masa de HI observada y el valor medio en objetos aislados de similar tamaño y morfología. Solanes et al. (2001) analizaron las propiedades de ~ 1900 galaxias en 18 cúmulos cercanos y concluyeron que 2/3 de dichos cúmulos están compuestos por galaxias deficientes en HI dentro de un radio ~ 1 Mpc, con la deficiencia aumentando hacia el centro de los cúmulos. Hughes & Cortese (2009) estudian una muestra completa de galaxias en el cúmulo de Virgo y sus alrededores, encontrando claras señales de la relación entre entorno, color y deficiencia de HI (Figura 1.8).

Las galaxias de disco en cúmulos tienen SFRs más bajas y colores más rojos que galaxias similares en el campo, lo cual está probablemente relacionado con la deficiencia en HI (Kennicutt 1983; Gavazzi et al. 2002, 2006). El gas del ISM de las galaxias deficientes en HI tiene en promedio una metalicidad más alta que objetos similares con un contenido normal de gas. Esto se interpreta como resultado de que los metales se distribuyen en una menor cantidad de gas, por lo que aumenta su concentración (Boselli & Gavazzi 2006).

³El radio del disco visible se suele asociar con R_{25} o el *radio de Holmberg*, la isofota en la cual el brillo superficial cae a 25 ó 26,5 mag arcsec⁻², respectivamente (en magnitud aparente). Esto corresponde a un radio total para el disco de $R_{\text{disc}} \simeq 4-5R_d$ (Bertin 2000, p. 33–34).

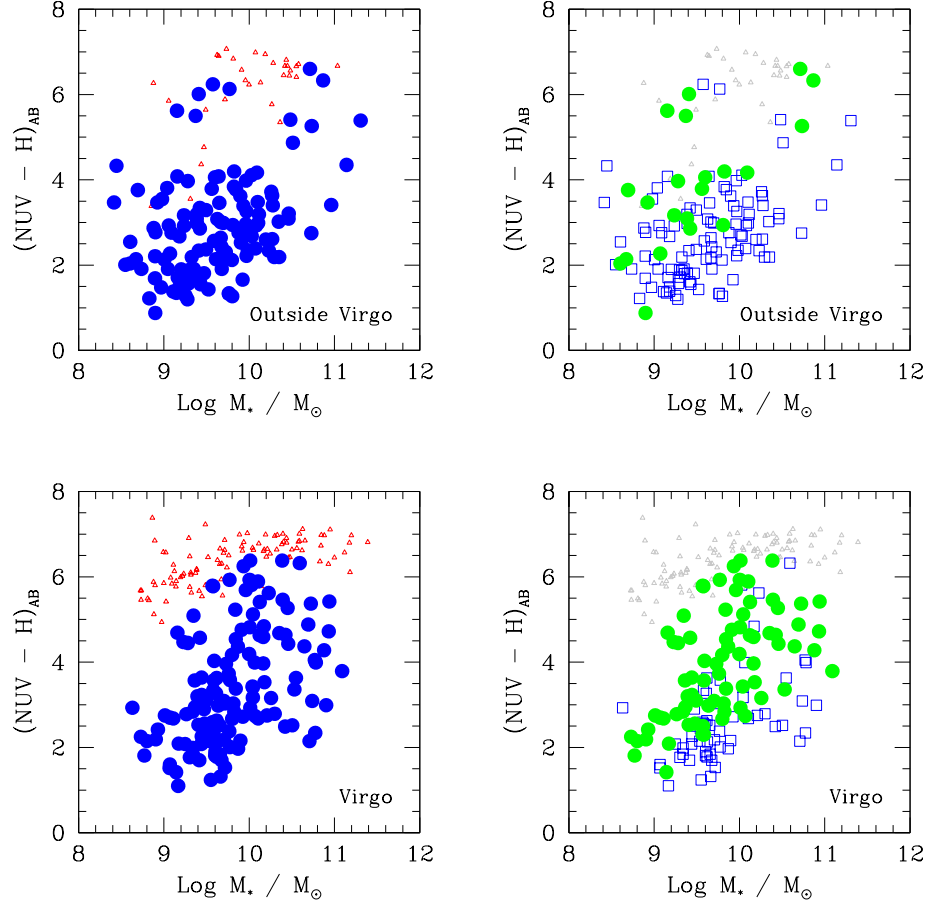


Figura 1.8: Diagramas color-masa estelar para galaxias en la región de campo en los alrededores del cúmulo de Virgo (arriba) y para las galaxias pertenecientes al cúmulo (abajo), tomados del trabajo de Hughes & Cortese (2009). En los paneles de la izquierda, los triángulos rojos corresponden a galaxias de tipo temprano y los círculos azules a galaxias de tipo tardío. En los paneles a la derecha se indican las galaxias deficientes en H I con círculos verdes, y las galaxias con contenido normal de H I con cuadrados azules.

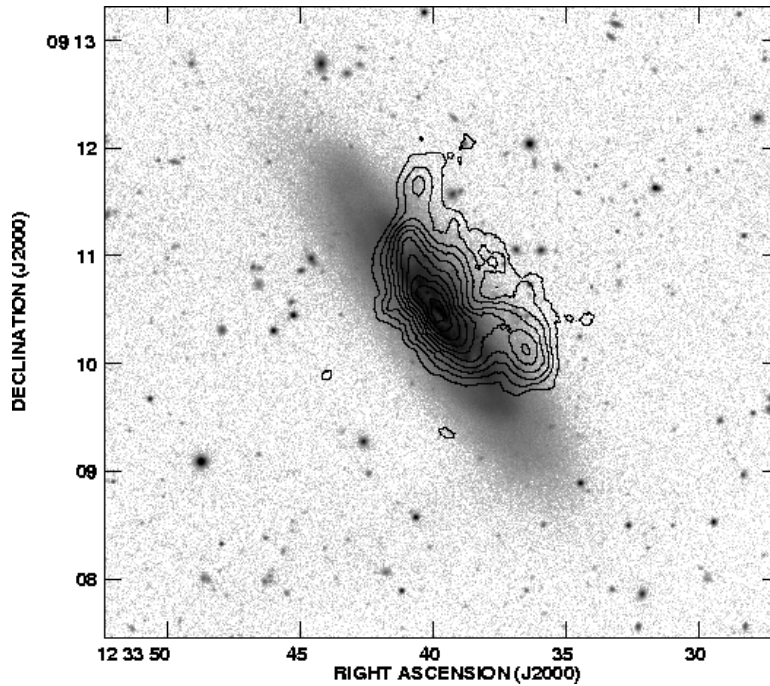


Figura 1.9: Imagen óptica en banda *R* de NGC 4522, una galaxia de disco del cúmulo de Virgo, superpuesta a los contornos de densidad de gas HI. Nótese el disco estelar sin perturbar, y la distribución de gas truncada y desplazada hacia uno de los lados de la galaxia. Figura de Kenney et al. (2004).

Por otra parte, las galaxias de disco de cúmulos no parecen ser deficientes en hidrógeno molecular respecto a las galaxias de campo. Típicamente, el H_2 representa ~ 15 por ciento del contenido del ISM en galaxias disco del campo. En galaxias de disco en cúmulos se observan masas de H_2 comparables a las observadas en galaxias similares en el campo (Boselli, Lequeux, & Gavazzi 2002).

Estudios que obtuvieron mapas de alta resolución de la distribución de HI en galaxias (Warmels 1988; Cayatte et al. 1990, 1994; Bravo-Alfaro et al. 2000; Boselli et al. 2002) han mostrado que la deficiencia en HI de las galaxias en cúmulos está relacionada con una menor extensión espacial del gas. Por ejemplo, en el cúmulo de Virgo un 52 por ciento de las galaxias disco presenta discos de HI truncados (Koopmann & Kenney 2004). La Figura 1.9 muestra el caso de la galaxia NGC 4522, un claro ejemplo que posee una distribución de HI de mucho menor extensión que el disco de estrellas. NGC 4522 está asociada a la subestructura en Virgo alrededor de la galaxia elíptica masiva M49 (ver Figura 1.10).

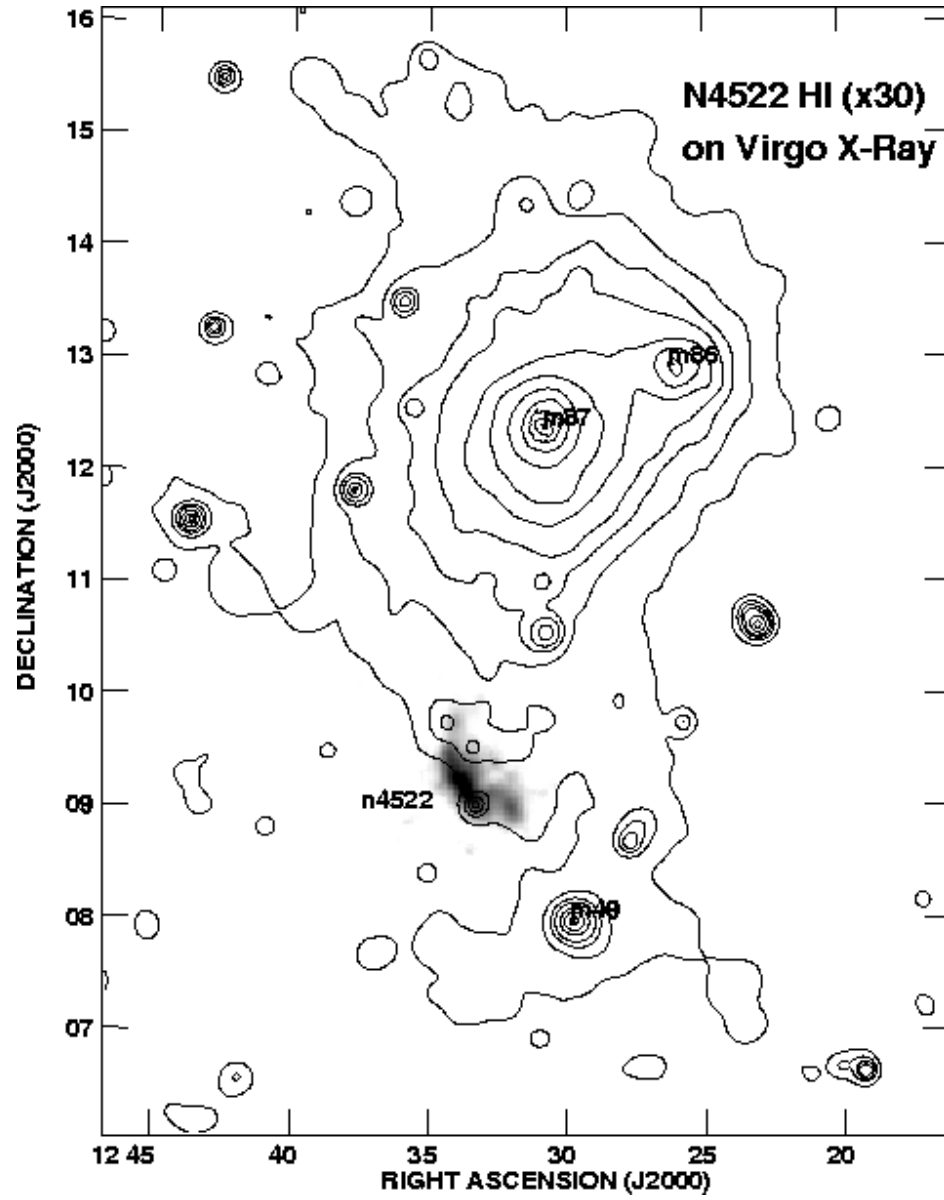


Figura 1.10: Imagen en escala de grises del gas asociado a NGC 4522, aumentada de tamaño en un factor 30 y superpuesta a una imagen de contornos de intensidad de emisión de rayos X en Virgo por Böhringer et al. (1994). En la imagen se indican las posiciones de las galaxias elípticas gigantes M87, M86 y M49, asociadas a subcúmulos. Figura de Kenney et al. (2004).

1.3. Procesos físicos causados por el entorno

Las observaciones descritas anteriormente sugieren un escenario en el cual las galaxias son transformadas de sistemas azules con formación estelar activa en objetos pasivos de la secuencia roja. Los responsables de dicha transformación serían procesos físicos que remueven gas de las galaxias, suprimiendo en consecuencia su formación estelar. Estos procesos deberían ocurrir preferencialmente en entornos de alta densidad. Distintos mecanismos físicos que podrían producir esta transformación han sido propuestos en la literatura; sin embargo, a pesar de que la influencia del entorno sobre las propiedades de las galaxias es conocida desde hace décadas, aún no existe certeza sobre cuál o cuáles de los procesos propuestos son responsables de generar las propiedades observadas. A continuación describiremos brevemente los principales procesos considerados.

1.3.1. Interacciones gravitatorias y fusiones entre galaxias

En el marco del modelo Λ CDM (que discutiremos en el Capítulo 2), las estructuras se ensamblan jerárquicamente mediante fusiones (*mergers*). El remanente de la fusión entre dos galaxias de disco de masa similar posee propiedades muy similares a las de galaxias elípticas (e.g. Barnes 1996). Aunque este modelo provee una excelente explicación para las propiedades de las galaxias elípticas en cúmulos (Kauffmann & Charlot 1998; Nagashima & Gouda 2001; Okamoto & Nagashima 2001), no puede reproducir la población de galaxias con valores intermedios del cociente entre la luminosidad del bulbo y la luminosidad total, B/T (e.g. Diaferio et al. 2001; Okamoto & Nagashima 2003). Adicionalmente, las fusiones entre galaxias son predominantes antes de la época de formación de los cúmulos masivos, ya que las dispersiones de velocidad de las galaxias en cúmulos son altas ($\sigma_V \simeq 800 \text{ km s}^{-1}$, e.g. Becker et al. 2007) y en consecuencia las velocidades relativas de galaxias son demasiado elevadas como para que las fusiones sean frecuentes (Ghigna et al. 1998; Mihos 2004).

Aun cuando no lleguen a fusionarse, la interacción gravitatoria entre dos galaxias que pasen relativamente cerca una de otra puede tener un efecto significativo, como sugieren trabajos tanto teóricos (Moore et al. 1996; Perez et al. 2006a,b)

como observacionales (Ellison et al. 2008; Perez et al. 2009). Moore et al. (1996) examinaron el efecto de las interacciones gravitatorias rápidas entre pares de galaxias, un proceso al que denominaron “acoso galáctico” (*galaxy harassment*)⁴. Estas interacciones pueden entregar energía a las estrellas de los discos galácticos, haciéndoles ganar componente de movimiento en la dirección perpendicular al disco, e induciendo flujos de gas hacia las regiones centrales. Todo esto puede transformar a galaxias enanas de tipo Sc/Sd en dSph (las galaxias más masivas, en virtud de su mayor pozo de potencial, son más resistentes a las interacciones). Existe de hecho evidencia de que las propiedades de las dSphs difieren de las de galaxias elípticas gigantes, lo que sugiere un escenario distinto para su formación (Kormendy et al. 2009; aunque véase también Graham & Guzmán 2003 para una idea opuesta). Sin embargo, las altas velocidades relativas antes mencionadas hacen que los tiempos de interacción en cúmulos sean muy cortos, por lo que este efecto sería más relevante en grupos de galaxias.

1.3.2. Remoción del halo de gas caliente de galaxias satélites

Otro proceso de relevancia es la remoción del halo difuso de gas caliente ($T \sim 10^6$ K) que rodea a una galaxia, luego de que ésta se convierte en satélite de un grupo o cúmulo. Todo el material del halo que se encontraba atrapado en el pozo de potencial de la galaxia es removido y pasa a formar parte del medio intergaláctico que permea el grupo o cúmulo. Este proceso se denomina “estrangulación” (*strangulation*, Larson, Tinsley, & Caldwell 1980). Las galaxias renuevan su contenido de gas frío, a partir del cual se forman las estrellas, acretaando gas caliente de su halo por enfriamiento radiativo. Si se remueve el gas caliente, la galaxia afectada consume todo su gas frío en una escala de unos pocos Gyr (e.g. Gallagher, Hunter, & Bushouse 1989), terminando su formación estelar y volviéndose progresivamente más roja a medida que su población estelar envejece.

La estrangulación es una componente estándar en los modelos semianalíticos de formación y evolución de galaxias (ver Capítulo 2), que reproducen exitosa-

⁴Tan sólo el primero de una serie de nombres desafortunados que encontraremos a lo largo de esta tesis.

mente propiedades globales observadas de las galaxias tales como la función de luminosidad y relaciones masa-metalicidad (ver Baugh 2006). Este es el único efecto del entorno incluido rutinariamente en modelos de formación de galaxias. Dado que todo el gas caliente es removido tan pronto una galaxia se convierte en satélite, sin importar de qué sistema, este efecto procede de la misma forma en grupos y cúmulos. La estrangulación ha sido propuesta para explicar los gradientes de SFR observados en cúmulos (Balogh, Navarro, & Morris 2000; Kawata & Mulchaey 2008), pero estudios recientes muestran que podría ser responsable de que las fracciones de galaxias satélites rojas en los modelos resulten demasiado altas comparadas con las observaciones (e.g. Weinmann et al. 2006; Kimm et al. 2009).

1.3.3. Interacciones hidrodinámicas: *ram pressure stripping*

Las interacciones gravitatorias o el efecto de estrangulación no pueden remover exclusivamente las regiones externas de los discos de HI, por lo que no pueden ser el origen de la deficiencia de HI observada en cúmulos (Boselli & Gavazzi 2006). Esta puede ser explicada como resultado de las interacciones entre las galaxias y el gas caliente y difuso que constituye el ICM. Existe amplia evidencia en favor de dichas interacciones (ver e.g. van Gorkom 2004). Las galaxias en cúmulos se mueven a través del ICM a velocidades que pueden llegar a ser supersónicas (Faltenbacher & Diemand 2006), con lo cual experimentan una considerable presión dinámica (*ram pressure*, RP). Gunn & Gott (1972, en adelante GG72) propusieron un criterio simple para estimar el efecto de dicha presión sobre el gas frío del disco galáctico. La RP se calcula según

$$P_{\text{ram}} \equiv \rho_{\text{ICM}} v^2, \quad (1.3)$$

donde ρ_{ICM} es la densidad ambiente y v la velocidad de la galaxia relativa al ICM. Cuando P_{ram} excede la fuerza restauradora debida a la gravedad de la propia galaxia, el gas frío del disco es removido. Este proceso se denomina *ram pressure stripping* (RPS).

El efecto de RPS actúa sólo sobre la componente gaseosa de la galaxia, por lo

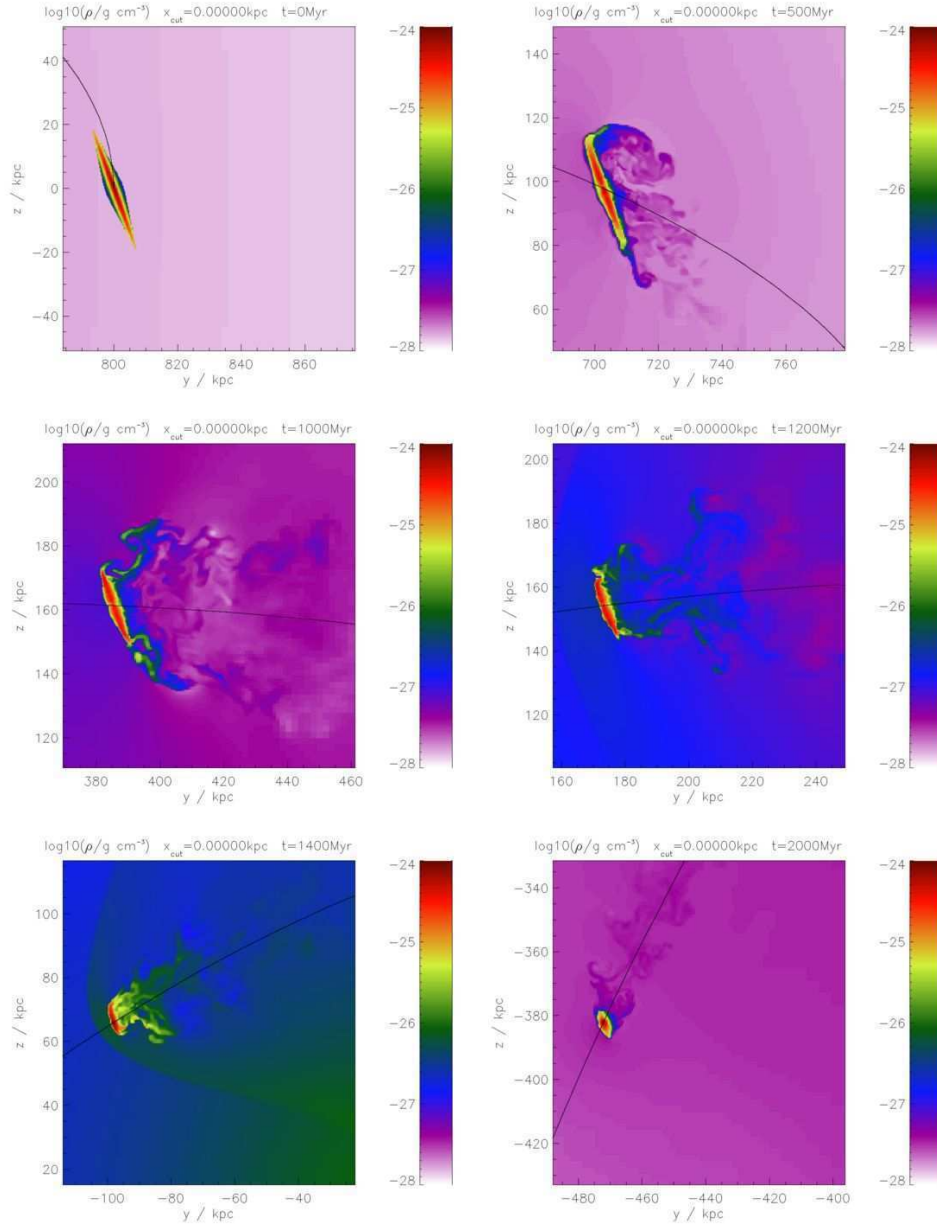


Figura 1.11: Simulación hidrodinámica 3D del efecto de *ram pressure stripping* (RPS) actuando sobre una galaxia de disco con masa estelar $10^{11} M_{\odot}$ y $R_d = 4$ kpc, del trabajo de Roediger & Brüggen (2007). Los colores indican densidad del gas, desde $10^{-28} \text{ g cm}^{-3}$ (violeta) hasta $10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$ (rojo). Los tiempos transcurridos, de izquierda a derecha y de arriba hacia abajo, son $\Delta t = 0, 50, 100, 120, 140$ y 200 Myr. La línea negra marca la órbita de la galaxia a través del ICM; dicha órbita lleva a la galaxia desde una distancia ~ 1 Mpc, con una velocidad subsónica (arriba, izquierda), hasta pasar cerca del centro del cúmulo a velocidades supersónicas (abajo, izquierda; nótese la onda de choque).

cual su signatura característica es la presencia de discos de gas perturbados, mientras que los discos estelares permanecen inalterados. Hay un número importante de galaxias cuyas propiedades observadas pueden explicarse como resultado de la acción de RPS (e.g. Koopmann & Kenney 2004; Crawl et al. 2005; Boselli et al. 2006; Cortese et al. 2007; Vollmer 2009). Por ejemplo, la galaxia NGC 4522 del cúmulo de Virgo (Figuras 1.9 y 1.10) antes mencionada es un fuerte candidato a estar experimentando RPS tras un pasaje a través del cúmulo, lo que se evidencia no sólo por la presencia de un disco de gas truncado sino también porque la distribución de gas se encuentra desplazada hacia uno de los lados de la galaxia. RPS podría ser el mecanismo responsable de convertir a las galaxias enanas irregulares, típicamente ricas en gas, en galaxias dSph con muy bajo contenido de gas (Boselli et al. 2008).

En la última década, el efecto de RPS ha sido extensamente estudiado utilizando simulaciones numéricas hidrodinámicas de galaxias individuales (e.g. Abadi, Moore, & Bower 1999; Quilis, Moore, & Bower 2000; Schulz & Struck 2001; Marcolini, Brighenti, & D’Ercole 2003; Roediger & Hensler 2005; Roediger & Brüggen 2006, 2007; Kronberger et al. 2008). Los resultados de estos trabajos, que emplean diferentes métodos numéricos para tratar la física del gas, coinciden en que el criterio propuesto por GG72 es una buena aproximación en la mayoría de las situaciones y en que la escala de tiempo para la remoción de gas es del orden de 100 Myr. La Figura 1.11 muestra imágenes de una simulación hidrodinámica del efecto de RPS sobre una galaxia de masa estelar $10^{11} M_{\odot}$ y $R_d = 4$ kpc, a medida que su órbita la lleva a regiones progresivamente más densas de un cúmulo (Roediger & Brüggen 2007). Puede apreciarse claramente cómo el gas frío del disco galáctico, de mayor densidad, es removido progresivamente desde afuera hacia adentro.

Todos los procesos descritos anteriormente no son mutuamente exclusivos. En un universo jerárquico, muchas galaxias que en la actualidad pertenecen a cúmulos formaron parte previamente de sistemas menores, en los cuales una combinación de estrangulación, *harassment* y/o RPS podrían haber comenzado ya a suprimir la formación estelar (“preprocesado de galaxias”; ver e.g. Fujita 2004; Mihos 2004; Cortese et al. 2006; Perez et al. 2009).

1.3.4. Trabajos previos

Los modelos semianalíticos de formación de galaxias incluyen fusiones de galaxias y estrangulación como ingredientes estándar, pero el efecto de RPS se consideró sólo en contadas ocasiones (Okamoto & Nagashima 2003; Lanzoni et al. 2005). Dichos estudios se enfocan en galaxias relativamente masivas, y no encuentran una influencia significativa de RPS sobre las propiedades analizadas. Estos trabajos se basan en simulaciones numéricas de N -cuerpos que sólo incluyen la evolución de la materia oscura (DM), y recurren a aproximaciones analíticas para modelar las propiedades del ICM y las distribuciones de velocidad de las galaxias simuladas.

El trabajo más reciente de Brüggén & De Lucia (2008) estudia la distribución e historia de la RP experimentada por galaxias en cúmulos, combinando un modelo semianalítico con la simulación del Millennium (Springel et al. 2005). Brüggén & De Lucia usan las propiedades de las partículas de DM para trazar las posiciones y velocidades de las galaxias en su modelo. Nuevamente, como la simulación del Millennium sólo considera DM, se ven forzados a usar modelos analíticos para describir el ICM, considerando la hipótesis de que el gas se encuentra en equilibrio hidrostático dentro del cúmulo. Sin embargo, dado que la dinámica del ICM puede jugar un papel importante en la evolución de las galaxias en cúmulos (e.g. Sunyaev, Norman, & Bryan 2003), y ciertamente la hipótesis de equilibrio hidrostático podría no ser válida para todos los sistemas, nuestro objetivo es desarrollar un modelo mejorado para RPS que tenga en cuenta la dinámica del ICM a través del uso de simulaciones que incluyan la física del gas.

El resto de esta tesis se organiza de la siguiente forma. El Capítulo 2 describe el modelo híbrido de formación de galaxias que fue tomado como punto de partida para el presente trabajo. Las innovaciones necesarias para incluir el efecto de RPS dentro de dicho modelo se describen en los Capítulos 3 y 4. En el Capítulo 5 se presentan resultados sobre la distribución de RP experimentada por las galaxias simuladas en cúmulos de distinta masa, considerando simultáneamente el efecto de estrangulación sobre el gas caliente y RPS sobre el gas frío. Analizamos cómo el efecto de RPS afecta al contenido de gas de las galaxias, comparando nuestra nueva implementación con los resultados que se obtienen aplicando las aproxi-

maciones analíticas utilizadas en trabajos previos. En el Capítulo 6 extendemos el análisis de las distribuciones de RP a grupos de galaxias, y obtenemos ajustes a los perfiles de RP obtenidos según nuestra nueva implementación en función del redshift y de la masa total del sistema. Por último, en el Capítulo 7 consideramos el efecto sobre la distribución de colores de las galaxias de reemplazar el modelo de estrangulación por una remoción más gradual del halo de gas caliente, debida también a RPS, y el Capítulo 8 resume las conclusiones del trabajo.

Capítulo 2

Formación y evolución de galaxias

Nuestro modelo de RPS utiliza un enfoque numérico híbrido, en el que se combinan simulaciones hidrodinámicas cosmológicas de N -cuerpos con un método semianalítico de formación y evolución de galaxias. En las simulaciones cosmológicas, los halos de materia oscura y sus subestructuras son identificados y rastreados en el tiempo, construyendo árboles de fusión (*merger trees*) detallados, los cuales son usados por el código semianalítico para generar la población de galaxias. La principal ventaja de este procedimiento híbrido es que permite la exploración de un rango dinámico más amplio que las simulaciones numéricas completamente autoconsistentes, a una fracción de su costo computacional.

En el presente trabajo se implementa el proceso de RPS dentro del modelo semianalítico desarrollado por Cora (2006) y actualizado por Lagos, Cora, & Padilla (2008, en adelante LCP08). Las propiedades cinemáticas y termodinámicas del gas caliente y difuso que permea a los halos de DM se toman directamente de la simulación hidrodinámica subyacente, evitando el uso de aproximaciones analíticas. En este capítulo describimos brevemente las simulaciones y el modelo semianalítico en el cual incorporamos el esquema para el cálculo de RPS descrito en detalle en el Capítulo 4.

2.1. Formación de galaxias en el paradigma Λ CDM de formación de estructura en el Universo

El modelo de materia oscura fría (CDM) es en la actualidad el paradigma estándar para explicar la evolución de la estructura en el Universo. La amplia popularidad del modelo CDM se debe a que muchas de sus predicciones han resultado exitosas: por ejemplo, la detección reciente de tres picos Doppler en el espectro de potencias de las fluctuaciones de la temperatura de la CMB (e.g. Jones et al. 2006). Estos picos se deben a oscilaciones acústicas en el fluido de fotones y bariones en la superficie de último *scattering*.

En la actualidad, los parámetros cosmológicos fundamentales se han determinado con una precisión del orden del 10 por ciento o mejor (ver Tegmark et al. 2004; Sánchez et al. 2006; Dunkley et al. 2009). En el modelo CDM que mejor ajusta las observaciones actuales sobre el CMB, la distribución de galaxias y la expansión acelerada del Universo (a partir de observaciones de supernovas tipo Ia, Perlmutter et al. 1999), un 30 por ciento de la densidad crítica requerida para geometría espacial plana es contribuida por materia (tanto DM como bariones), y el resto corresponde a una contribución de energía representada por una constante cosmológica Λ (ver e.g. Carroll 2004). Así se llega a lo que actualmente se conoce como el modelo de concordancia Λ *cold dark matter* (Λ CDM). El modelo Λ CDM es también apoyado por los resultados de los recientes relevamientos de galaxias a gran escala, tales como el 2dFGRS y el SDSS. Dichos relevamientos comprenden datos de cientos de miles o incluso millones de galaxias, y el tamaño sin precedente de los mapas resultantes de la distribución de galaxias ha permitido medir el espectro de potencias del *clustering* de galaxias con gran precisión.

2.1.1. Halos de materia oscura

Dentro del paradigma Λ CDM, las estructuras de DM se forman por colapso gravitatorio de pequeñas sobredensidades de materia generadas durante el período inflacionario. Estos sistemas luego se fusionan para ensamblar estructuras cada vez mayores. El modelo Λ CDM es consistente con un *paradigma jerárquico* de formación de estructura.

Dentro de este contexto general, las galaxias se forman por condensación del gas en la region central de las estructuras de DM formadas por ensamblado jerárquico. A dichas estructuras se las denomina comúnmente *halos de DM*. Se considera que los torques inducidos por las fuerzas de marea generadas por la distribución de pequeñas fluctuaciones iniciales imprimen momento angular tanto a la materia oscura como a la bariónica. Esta última, inicialmente en forma gaseosa, se enfría condensándose en las regiones centrales de los halos, en principio conservando su momento angular. Cuando los bariones fríos alcanzan una densidad suficientemente alta se transforman en estrellas. Una fracción de estas estrellas terminará su proceso evolutivo en explosiones de supernova, reinyectando energía y elementos químicos al ISM. Las supernovas juegan un importante rol en la regulación de la tasa de enfriamiento del gas y la correspondiente transformación del mismo en estrellas (retroalimentación o *feedback* energético). Estos conceptos fueron introducidos en el trabajo seminal de White & Rees (1978), y llevaron luego al primer modelo semianalítico de formación de galaxias por White & Frenk (1991).

Dentro del modelo cosmológico de concordancia Λ CDM, los halos de DM son entonces los sitios de formación de galaxias. En consecuencia, un modelo jerárquico de formación de galaxias requiere conocer la abundancia de halos de diferentes masas, su historia de formación y fusión, y propiedades tales como su masa, radio característico y momento angular.

La evolución no lineal del colapso de fluctuaciones de densidad se suele aproximar mediante un modelo en el cual la perturbación lineal inicial es una esfera aislada y uniforme, fuera de la cual la materia es no perturbada (modelo “top-hat” de colapso esférico; ver e.g. Peacock 1999, pp. 488–489). Para este modelo es posible hallar una solución exacta. Press & Schechter (1974) lo emplearon para calcular la abundancia de halos de diferente masa formados por colapso gravitatorio en un campo de densidad con fluctuaciones gaussianas. Este método y sus extensiones posteriores (*Extended Press-Schechter formalism*, EPS; Bond et al. 1991; Bower 1991) continúan siendo desarrollados y empleados en la actualidad (e.g. Sheth & Tormen 2002; Cole et al. 2008; Neistein, Macciò, & Dekel 2010).

Un enfoque alternativo es extraer las historias de formación de los halos de simulaciones cosmológicas de N -cuerpos, puramente dinámicas. Gracias a es-

te tipo de simulaciones, las propiedades de la distribución de DM en escenarios Λ CDM son, en la actualidad, bien conocidas. Una de las simulaciones más importantes en este campo es la simulación Millennium Run, que abarca un volumen correspondiente a una caja de $500 h^{-1}$ Mpc de lado y sigue la evolución temporal de más de 10 mil millones de partículas de DM (Springel et al. 2005). Extraer las historias de formación de los halos, denominadas *árboles de fusiones*, a partir de simulaciones tiene varias ventajas: es posible seguir la evolución de los halos de DM en función del redshift, se pueden obtener predicciones para las posiciones de las galaxias dentro de los halos, y dichos árboles de fusiones tienen en cuenta la influencia de la distribución de masa en el entorno sobre la formación del halo de DM (Sheth & Tormen 2004; Gao, Springel, & White 2005). Por otra parte, los árboles de fusiones contruidos por este método tienen una resolución finita en masa, ya que un halo sólo puede ser descripto numéricamente de manera fiable a partir de un cierto número mínimo de partículas.

Las simulaciones numéricas mostraron que los halos de DM presentan una cantidad importante de subestructuras, denominadas *subhalos* (e.g. Ghigna et al. 1998; Klypin et al. 1999). Cuando un halo se fusiona con otro más masivo pasa a formar parte del mismo. En este caso, este halo menos masivo se denomina halo satélite, subestructura o subhalo del halo mayor. Los subhalos van perdiendo masa mientras orbitan dentro del halo masivo, pues sus partes más exteriores son arrancadas por efecto de marea e interacciones con otros subhalos. Las regiones centrales de los subhalos sobreviven más tiempo a causa de su mayor densidad. Típicamente, un 10 por ciento de la masa total de un halo de DM se encuentra en forma de subestructura (Ghigna et al. 2000); la identificación de los subhalos permite el seguimiento de las órbitas de las galaxias que se han convertido en satélites del halo mayor.

2.1.2. Modelos semianalíticos de formación de galaxias

Los modelos semianalíticos de formación de galaxias se basan en las hipótesis desarrolladas por White & Rees (1978), mencionadas anteriormente, y constituyen una herramienta sumamente versátil y poderosa para el estudio de la formación y evolución de galaxias (e.g. White & Frenk 1991; Kauffmann, White,

& Guiderdoni 1993; Somerville & Primack 1999; Cole et al. 2000; Springel et al. 2001; Croton et al. 2006; Bower et al. 2006; LCP08; Tecce et al. 2010). El término “semianalítico” se debe a que el método se basa en una combinación de técnicas numéricas para describir la evolución de los halos de DM con cálculos analíticos para modelar la física de los bariones. El modelo semianalítico introduce estos procesos físicos en forma parametrizada. La mayor ventaja de los métodos semi-analíticos es que permiten explorar un rango dinámico grande de estos parámetros a sólo una fracción del costo computacional de una simulación hidrodinámica autoconsistente. Los distintos procesos físicos incluidos dentro del modelo pueden ser modificados, activados o desactivados con facilidad, lo que permite lograr una mejor comprensión de su influencia sobre determinadas propiedades observadas.

El desarrollo de este trabajo de tesis se basa en el uso de un modelo semi-analítico, el cual es combinado con simulaciones hidrodinámicas no disipativas de cúmulos de galaxias, dando lugar a un modelo híbrido que describimos en lo que resta del presente capítulo. La Sección 2.2 detalla en primer lugar las simulaciones utilizadas, y luego en la Sección 2.3 se describe el modelo semianalítico SAG (Cora 2006; LCP08), tomado como punto de partida, que se encarga de la física bariónica disipativa entre otros procesos. Las modificaciones necesarias para incorporar el efecto de RPS en el marco de este modelo híbrido se describen en detalle en los Capítulos 3 y 4.

2.2. Simulaciones hidrodinámicas de cúmulos de galaxias

2.2.1. Descripción de las simulaciones utilizadas

En el presente trabajo utilizamos las simulaciones hidrodinámicas no disipativas de cúmulos de galaxias de Dolag et al. (2005; ver también Dolag et al. 2009). Las simulaciones se llevaron a cabo usando GADGET-2 (Springel 2005), un código paralelo TreePM/SPH (*smoothed particle hydrodynamics*) con paso temporal adaptativo y conservación explícita de energía y entropía según el esquema de Springel & Hernquist (2002), con la parametrización de la viscosidad artificial

de Monaghan & Gingold (1983), y sin tener en cuenta procesos de enfriamiento radiativo del gas. Esto último es una aproximación razonable para simulaciones de cúmulos de galaxias, ya que la mayor parte del gas del halo tiene tiempos de enfriamiento extremadamente largos comparados con los tiempos dinámicos.

Los cúmulos simulados se extrajeron originalmente de una simulación cosmológica de menor resolución que considera solamente la evolución de DM (Yoshida, Sheth, & Diaferio 2001). Esta simulación original tiene un volumen correspondiente a una caja cúbica de $479 h^{-1}$ Mpc de lado. La cosmología adoptada es un modelo Λ CDM plano con $\Omega_m = 0,3$, $\Omega_\Lambda = 0,7$, densidad de bariones $\Omega_b = 0,039$, constante de Hubble $H_0 = 100 h$ km s $^{-1}$ Mpc $^{-1}$ con $h = 0,7$, y una normalización del espectro de potencias $\sigma_8 = 0,9$. Los valores de Ω_m y σ_8 son levemente mayores que los obtenidos del análisis de los datos del quinto año del satélite WMAP (Dunkley et al. 2009), pero aún así son consistentes con los vínculos observacionales actuales.

De un total de ocho regiones extraídas de la simulación original, cinco de ellas corresponden a las regiones alrededor de cúmulos de galaxias de baja masa ($\simeq 10^{14} M_\odot$) y tres a regiones alrededor de cúmulos masivos ($\simeq 10^{15} M_\odot$). La Figura 2.1 muestra la distribución de temperaturas del gas a $z = 0$ en los cúmulos simulados. En el caso de las simulaciones correspondientes a los cúmulos más masivos, dos de ellas contienen además del cúmulo masivo central un total de 11 cúmulos adicionales con masas del orden de $10^{14} M_\odot$. Las regiones lagrangianas que contienen a los cúmulos seleccionados fueron resimuladas a mayor resolución en masa usando la técnica *zoomed initial conditions* (Tormen, Bouchet, & White 1997), poblando los volúmenes con un mayor número de partículas. Las regiones externas de los volúmenes seleccionados son resueltas con menor resolución, de tal manera de poder describir el campo gravitatorio externo a un menor costo computacional. La forma exacta de cada región final de alta resolución se obtuvo iterativamente, corriendo repetidamente simulaciones con DM únicamente hasta que los objetos resimulados quedasen libres de cualquier contaminación por partículas de contorno de baja resolución hasta una distancia de 3 a 5 radios viriales. En la Tabla 2.1 se detallan las propiedades generales de los cúmulos.

Se introdujeron partículas de gas dentro de las regiones de alta resolución partiendo a cada partícula de DM original en dos, una de gas y otra de DM, y

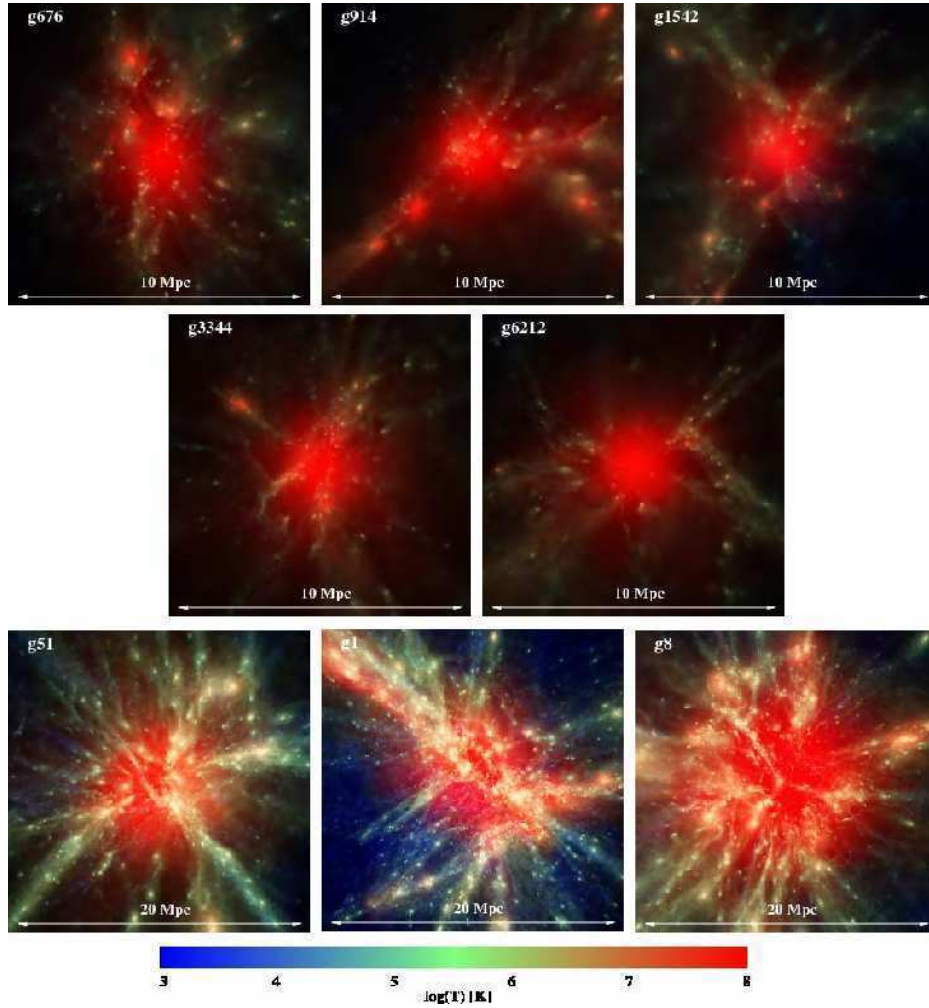


Figura 2.1: Visualización de la temperatura del gas en las ocho simulaciones hidrodinámicas no radiativas de cúmulos de galaxias utilizadas en el presente trabajo. Se muestran las regiones centradas en los cúmulos más masivos de cada simulación. Figura adaptada de Dolag et al. (2009).

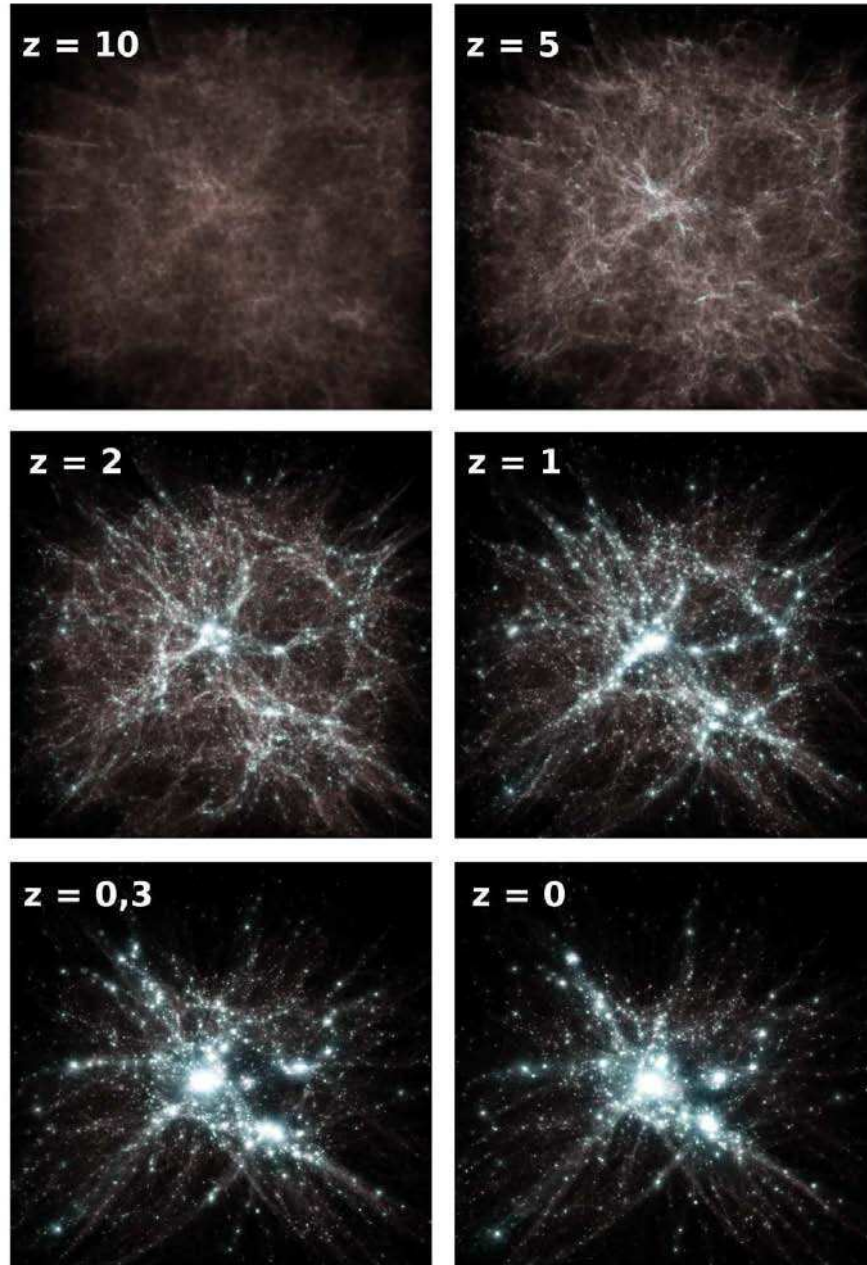


Figura 2.2: Visualización de la densidad de materia en la caja completa de la simulación g1, para distintos redshifts. Figura generada usando el código `SPLITCH` (Dolag et al. 2008), <http://www.mpa-garching.mpg.de/~kdolag/Spitch>.

recalculando sus masas de acuerdo con los parámetros cosmológicos adoptados. Estas nuevas partículas fueron desplazadas de su posición original en la mitad de la distancia inicial entre partículas, de manera de conservar el centro de masa y cantidad de movimiento de la partícula original. La resolución final en masa es la misma para todas las simulaciones, de $m_{\text{DM}} = 1,13 \times 10^9 h^{-1} M_{\odot}$ para las partículas de DM y $m_{\text{gas}} = 1,69 \times 10^8 h^{-1} M_{\odot}$ para las de gas. El suavizado gravitacional es $\epsilon_G = 5 h^{-1} \text{ kpc}$ en unidades físicas para $z \leq 5$, y para redshifts más altos cambia a $\epsilon = 30 h^{-1} \text{ kpc}$ en unidades comóviles¹.

Para cada simulación se guardaron 92 salidas entre redshifts $z = 60$ y $z = 0$. Los tiempos elegidos para guardar las salidas son tales que el intervalo de tiempo transcurrido entre dos salidas consecutivas es $\simeq 200 \text{ Myr}$. Este hecho las hace especialmente adecuadas para considerar los efectos de RPS, ya que este intervalo temporal es del orden del tiempo típico en que dicho proceso actúa (ver p. 19).

2.2.2. Identificación de objetos

Para poder aplicar el código semianalítico es necesario identificar en las salidas de la simulación hidrodinámica los halos de DM y su subestructura, y luego construir sus respectivos árboles de fusiones de manera de poder describir las historias de ensamble de cada halo de DM. Todo esto se denomina *postprocesado* de las simulaciones. Los archivos generados por el proceso de postprocesado constituyen los datos de entrada utilizados por el código semianalítico SAG para generar la población de galaxias sintéticas. En esta Sección describimos los dos pasos básicos: la identificación en primer lugar de los halos y luego la de subhalos, según el método de Springel et al. (2001). Para los objetivos del presente trabajo fue necesario agregar dos pasos más: el cálculo de las concentraciones de los perfiles de densidad de los halos de DM, y la determinación de las propiedades del ICM en los alrededores de cada galaxia. Estas nuevas implementaciones se describen en las Secciones 3.3 y 4.1, respectivamente.

¹Las coordenadas comóviles son un sistema de coordenadas fijo con respecto a la expansión del Universo, de manera tal que la posición de una galaxia (en ausencia de fuerzas) en coordenadas comóviles no cambia a medida que el Universo se expande. Esto permite expresar distancias en un Universo isótropo y homogéneo en expansión solamente en términos del factor de expansión cosmológico a_{exp} . Las posiciones, velocidades y densidades en las salidas de las simulaciones utilizadas se expresan en estas unidades.

Cúmulo	r_{vir} (Mpc)	$M_{\text{vir}} (10^{14} M_{\odot})$
g1542a	1,04	1,30
g3344a	1,07	1,39
g6212a	1,06	1,31
g676a	1,06	1,33
g914a	1,09	1,43
g51a	2,37	15,30
g1a	2,50	17,80
g1b	1,67	5,36
g1c	1,23	2,09
g1d	1,07	1,40
g1e	0,93	0,93
g1f	0,77	0,53
g8a	2,89	27,56
g8b	1,14	1,70
g8c	1,03	1,24
g8d	1,00	1,14
g8e	0,96	1,00
g8f	0,87	0,76
g8g	0,76	0,49

Tabla 2.1: Masas y radios viriales a $z = 0$ de los cúmulos simulados. Los cúmulos centrales de cada región resimulada se indican con el sufijo ‘a’.

Identificación de halos

Los halos de DM se identifican utilizando el método *Friends-Of-Friends* (FOF, Davis et al. 1985). Este método, de amplia aplicación en el estudio de simulaciones de N -cuerpos, es básicamente un algoritmo de percolación. El método FOF recorre todo el volumen de la simulación, e identifica a una partícula como perteneciente a un grupo si la partícula en cuestión se encuentra a una distancia menor o igual a l_{FOF} de alguna partícula del grupo. La distancia de búsqueda l_{FOF} se especifica de antemano. En nuestro caso se la elige igual a 0,2 veces la separación media entre partículas, lo cual es una elección estándar en la mayoría de los trabajos (Jenkins et al. 2001 muestran que con esta elección para la separación media es posible identificar halos en aproximadamente el radio virial). Es importante señalar que tanto la identificación de halos como la de subhalos, que se describe a continuación, se realizan únicamente sobre las partículas de DM. Una vez completado el proceso, se descartan todos los objetos encontrados formados por menos de 10 partículas de DM, ya que éstos son en general dinámicamente inestables (Kauffmann et al. 1999).

Una vez completa la primera identificación de grupos con FOF, se calculan diversas propiedades para discriminar cuáles de los sistemas identificados pueden considerarse como objetos galácticos con sentido físico. Las primeras cantidades de interés son la *masa virial* M_{vir} y el *radio virial* r_{vir} del halo. Estas definiciones se derivan del teorema del virial, según el cual la energía cinética T y la energía potencial gravitatoria U de una estructura que ha colapsado por acción de la gravedad y se encuentra en equilibrio virial cumplen la relación

$$U = -2T \quad (2.1)$$

(ver e.g. Sparke & Gallagher 2000, pp. 95–105). El centro de un halo se define como la posición de la partícula con la mínima U . En un halo estable, esto corresponde a la partícula más ligada y al máximo de densidad, y es una definición más robusta que usar el centro de masa (White 2001). En la práctica se suele definir la masa virial como la masa contenida en un radio r_{Δ} dentro del cual la densidad

media es Δ veces la densidad crítica del Universo,

$$\int_0^{r_\Delta} \rho(r) r^2 dr = \frac{\Delta}{3} \rho_{\text{crit}} r_\Delta^3. \quad (2.2)$$

Esta convención se basa en el modelo de colapso esférico de una sobredensidad, en el que se considera que un objeto “real” se virializa en un tiempo igual al doble del tiempo t_{tum} en que la esfera se separa de la expansión del Universo, resultando finalmente en un objeto con la mitad del radio que tenía en t_{tum} . En un universo Einstein-de Sitter, la sobredensidad relativa a ρ_{crit} es $\Delta \simeq 178$. Diversas simulaciones sugieren que la condición de virialización se satisface para $\Delta = 200$ independientemente del modelo cosmológico, con lo cual un estimador de masa usado habitualmente es la M_{200} definida de esta manera (White 2001). Nosotros adoptamos este último criterio, y en todo el resto de este trabajo se usarán M_{vir} y r_{vir} para indicar M_{200} y r_{200} , respectivamente.

Además de M_{vir} y r_{vir} , se determina el momento angular J total respecto al centro del halo, y la *velocidad virial* que es la velocidad circular en r_{vir} ,

$$V_{\text{vir}} = \sqrt{\frac{GM_{\text{vir}}}{r_{\text{vir}}}}, \quad (2.3)$$

donde G es la constante de gravitación universal. Todas estas propiedades se almacenan como *propiedades de grupos*, y de aquí en adelante nos referiremos a los halos de DM identificados en este proceso como *halos FOF*.

Perfil de densidad de los halos

Basándose en simulaciones numéricas no disipativas de modelos cosmológicos CDM, Navarro et al. (1997, en adelante NFW) encontraron que los perfiles de densidad de halos de DM en equilibrio dinámico, de cualquier masa, pueden ser descriptos mediante la expresión

$$\rho(r) = \frac{\rho_{\text{crit}} \delta_0}{(r/r_s)(1 + r/r_s)^2}, \quad (2.4)$$

donde r_s es un radio de escala y δ_0 una sobredensidad característica. La masa encerrada en un radio r es

$$M(r) = 4\pi\rho_{\text{crit}}\delta_0r_s^3\left[\frac{1}{1+cx} - 1 + \ln(1+cx)\right], \quad (2.5)$$

donde $x \equiv r/r_{\text{vir}}$ y se define el *factor de concentración* c del halo como

$$c \equiv \frac{r_{\text{vir}}}{r_s}. \quad (2.6)$$

La sobredensidad δ_0 se relaciona con c mediante la siguiente expresión,

$$\delta_0 = \frac{200}{3} \frac{c^3}{\ln(1+c) - c/(1+c)}. \quad (2.7)$$

Usando (2.4) en (2.2) se obtiene la siguiente relación entre M_{vir} y r_{vir} :

$$r_{\text{vir}} = \left(\frac{3M_{\text{vir}}}{800\pi\rho_{\text{crit}}}\right)^{1/3}. \quad (2.8)$$

Identificación de subestructuras

Para la identificación de subestructuras dentro de los halos FOF se utiliza el algoritmo SUBFIND de Springel et al. (2001). En este método se estima el campo de densidad de DM en forma adaptativa y suavizada dentro de cada halo, utilizando una técnica de interpolación para identificar regiones en las que la densidad media supera un cierto valor crítico. A continuación se descartan las partículas que no estén gravitatoriamente ligadas a cada subhalo identificado. Los subhalos cuya parte remanente posea menos de 10 partículas son descartados y no se consideran para su análisis posterior.

Una vez completa la identificación de todos los subhalos, éstos son extraídos del halo FOF para determinar cuáles partículas constituyen la parte ligada del halo principal. Para cada subhalo se calculan sus propiedades básicas. Definimos como masa virial de un subhalo simplemente al número de partículas gravitatoriamente ligadas al subhalo, multiplicado por la masa de la partícula de DM en las simulaciones. El radio y la velocidad viriales del subhalo se calculan a partir de (2.8)

y (2.3). Todas estas propiedades se almacenan como *propiedades de subgrupos*.

Cuando se completa la identificación de todos los halos y subhalos para todos los tiempos de salida de la simulación, se construyen los árboles de fusiones que describen el crecimiento de cada halo a lo largo de la evolución del Universo. Debido al crecimiento jerárquico de la estructura en universos CDM, cada halo puede tener más de un progenitor pero en general sólo un descendiente, ya que los núcleos virializados de las estructuras de DM no se disocian en dos o más objetos. Para determinar los progenitores y descendientes que forman un árbol, se asigna a cada partícula un número identificadorio. Para un halo determinado, se buscan todos los halos que en la siguiente salida de la simulación contengan algunas de sus partículas. Se cuentan dichas partículas asignándoles un peso según su grado de ligadura al halo original; de esta forma, se les da preferencia a las que trazan la evolución de las regiones más internas de los halos. Se selecciona como halo descendiente a aquél para el cual la cuenta es mayor. En la Figura 2.3 se muestra parte del árbol de fusiones correspondiente al halo más masivo en la simulación g1542.

2.3. Modelo SAG de formación de galaxias

Esta sección describe en detalle las características del modelo semianalítico SAG (Cora 2006; LCP08) tomado como punto de partida para las nuevas implementaciones desarrolladas en el presente trabajo. A partir de los árboles de fusiones extraídos de simulaciones cosmológicas, SAG calcula la formación y evolución de galaxias considerando diversos procesos físicos tales como enfriamiento radiativo del gas, formación de estrellas, *feedback* por supernovas y núcleos galácticos activos (*active galactic nuclei*, AGN) y evolución química. SAG considera también brotes de formación estelar producidos ya sea durante fusiones entre galaxias o cuando ocurren inestabilidades de disco.

2.3.1. Tipos de galaxias

El catálogo de galaxias se construye aplicando el modelo semianalítico a los árboles de fusiones de subhalos que se extraen de las simulaciones hidrodinámi-

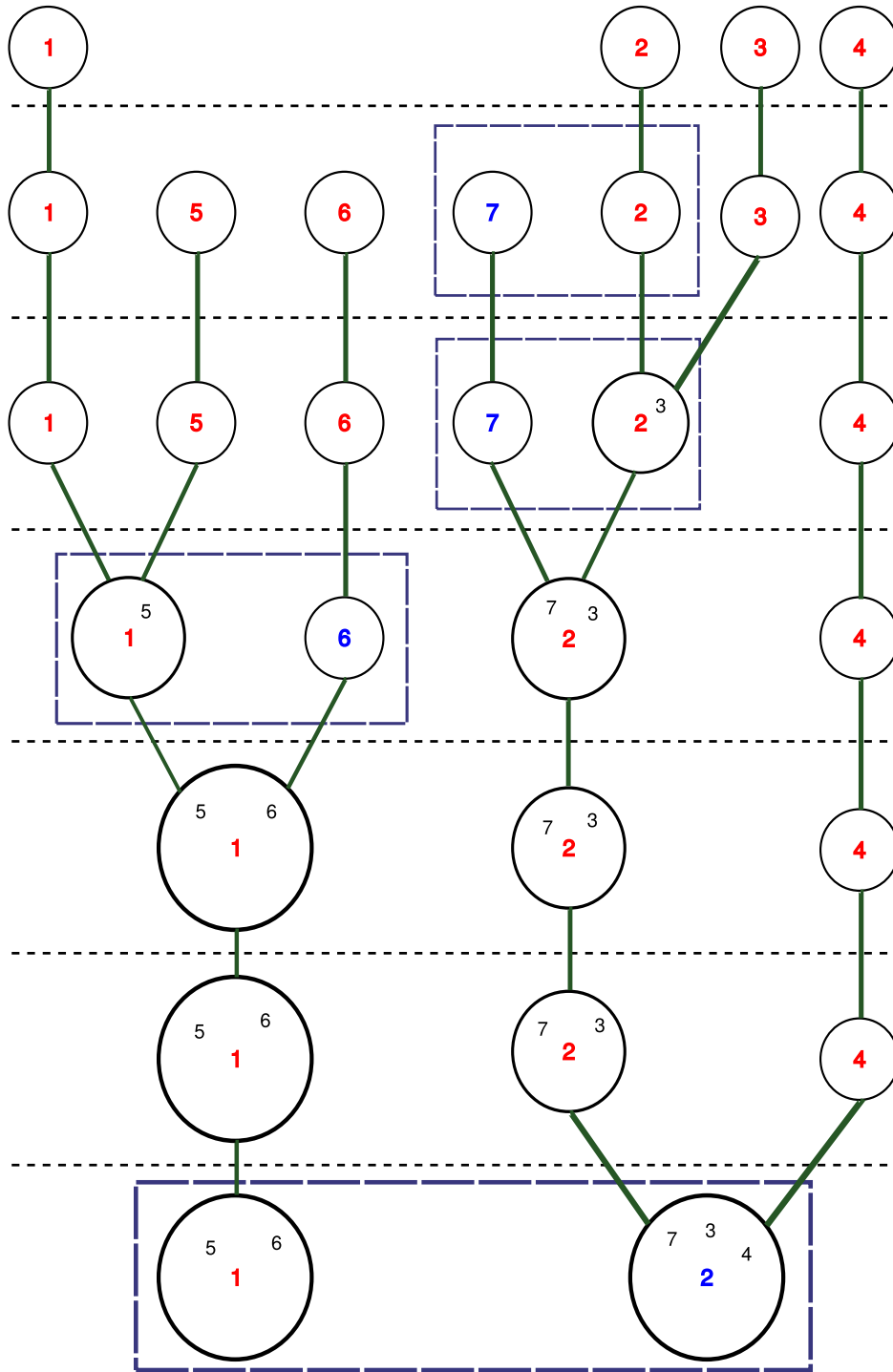


Figura 2.3: Parte del árbol de fusiones correspondiente al halo más masivo de la simulación g1542. Cada círculo representa un halo de DM, y cuando dos halos aparecen encerrados por una caja significa que se trata de subhalos que forman un mismo halo FOF. Las líneas de rayas horizontales separan distintas salidas de la simulación; aquí se muestran las salidas para $7 < z < 10$. Los números identifican las galaxias contenidas en cada subhalo: en rojo las tipo 0, azul las tipo 1 y negro las tipo 2.

cas no radiativas. De manera análoga a otros modelos semianalíticos existentes, en este “esquema de subhalos” que resulta de la identificación de subestructuras de DM dentro de halos FOF, se considera que el subhalo más grande en un grupo FOF es el que alberga a la galaxia central del grupo, ubicada en la posición de la partícula de DM del subhalo gravitacionalmente más ligada. Estas galaxias son designadas como *centrales* o de *tipo 0*, y cada halo FOF tiene solamente una de ellas. Las galaxias centrales de los subhalos más pequeños contenidos dentro del mismo halo FOF se denominan *galaxias de tipo 1*. Los subhalos de estas galaxias aún sobreviven, luego de haber caído dentro de una estructura mayor. Hay, además, un tercer grupo de galaxias que se genera cuando dos subhalos se fusionan y la galaxia del menor de ellos se convierte en satélite del halo remanente, habiendo perdido por completo su subhalo. Estas galaxias se denominan de *tipo 2*. Una galaxia tipo 0 puede tener satélites tanto de tipo 1 como de tipo 2; asimismo, una galaxia de tipo 1 puede también tener satélites de tipo 2 (ver Figura 2.3). En el resto de este trabajo, cada vez que usemos el término “galaxias satélites” nos estaremos refiriendo conjuntamente a las galaxias de tipo 1 y 2.

2.3.2. Enfriamiento radiativo del gas, formación estelar y feedback por supernovas

En SAG se considera a cada galaxia formada por dos componentes de gas (el gas frío del ISM más un halo de gas caliente) y dos componentes estelares (disco y bulbo). En el resto del presente trabajo usaremos M_{stellar} para referirnos a la masa estelar total de cada galaxia. Se supone que cada galaxia comienza su existencia como un disco de gas frío, a partir del cual se va formando un disco de estrellas. Para determinar la masa de gas de la fase caliente en condiciones de enfriarse que pasa a formar parte del disco de gas frío de cada galaxia central, al principio de cada paso de tiempo en el modelo semianalítico (uno por cada salida de la simulación), se calcula la masa de gas caliente contenida dentro de cada halo FOF según

$$M_{\text{hot}} = f_b M_{\text{vir}} - \sum_{i=1}^{N_{\text{FOF}}} (M_{\text{stellar},i} + M_{\text{cold},i} + M_{\text{BH},i}), \quad (2.9)$$

donde f_b es la fracción bariónica del Universo adoptada en las simulaciones y M_{stellar} , M_{cold} y M_{BH} son las masas de estrellas, gas frío y agujeros negros centrales de cada una de las N_{FOF} galaxias del halo FOF en cuestión. Se considera que este gas está distribuido en todo el halo FOF con un perfil de tipo esfera isoterma,

$$\rho_g(r) = \frac{M_{\text{hot}}}{4\pi r_{\text{vir}}^2 r^2}. \quad (2.10)$$

La masa de gas frío que se enfría por radiación en cada paso está dada por la tasa de enfriamiento

$$\frac{dM_{\text{cool}}}{dt} = 4\pi \rho_g r_{\text{cool}}^2 \frac{dr_{\text{cool}}}{dt}, \quad (2.11)$$

donde r_{cool} es el radio de enfriamiento (*cooling radius*), definido como el radio dentro del cual el gas tiene un tiempo de enfriamiento menor a su tiempo dinámico. El tiempo de enfriamiento local se define como la razón entre el contenido específico de energía del gas y la tasa de enfriamiento por unidad de volumen, la cual depende fuertemente de la abundancia química del gas y de la temperatura virial del halo,

$$T_{\text{vir}} = 35,9(V_{\text{vir}}/\text{km s}^{-1})^2 \text{ K}. \quad (2.12)$$

Para calcular el tiempo de enfriamiento del gas se emplean las funciones de enfriamiento dependientes de la metalicidad de Sutherland & Dopita (1993).

De acuerdo con el esquema de estrangulación (Sección 1.3.2), cuando una galaxia se convierte en satélite su masa de gas caliente se hace igual a cero, y todo el gas caliente más los metales contenidos en él se transfieren a la fase de gas caliente de la galaxia central del halo FOF correspondiente. De esta forma, el proceso de enfriamiento radiativo sólo tiene lugar para las galaxias centrales, mientras que las galaxias satélites dejan de recibir contribuciones a su fase de gas frío, agotando el que tienen disponible mediante el proceso de formación estelar.

La tasa de formación estelar está dada por

$$\frac{dM_{\text{stellar}}}{dt} = \alpha \frac{M_{\text{cold}}}{t_{\text{dyn}}}, \quad (2.13)$$

donde α es un parámetro que regula la eficiencia de formación estelar y t_{dyn} , el tiempo dinámico de la galaxia, es igual al cociente entre el radio del disco galácti-

co y su velocidad circular, $R_{\text{disc}}/V_{\text{disc}}$. En Cora (2006) y LCP08, la velocidad del disco se aproxima por $1,25V_{\text{vir}}$ y el tamaño de los discos se aproxima mediante $0,1r_{\text{vir}}$, siguiendo lo empleado por Springel et al. (2001).

Se adopta la eficiencia de formación estelar variable introducida por De Lucia, Kauffmann, & White (2004), que depende de la velocidad virial del halo de DM,

$$\alpha(V_{\text{vir}}) = \alpha_0 \left(\frac{V_{\text{vir}}}{220 \text{ km s}^{-1}} \right)^{n_{\text{SF}}}, \quad (2.14)$$

donde α_0 y n_{SF} son parámetros libres del modelo. Cada evento de formación estelar genera una masa $\Delta M_{\text{stellar}} = \dot{M}_{\text{stellar}} \Delta t_{\text{out}} / N_{\text{steps}}$, donde $N_{\text{steps}} = 50$ son subpasos de igual duración usados para subdividir el intervalo entre salidas de la simulación t_{out} y para integrar las ecuaciones diferenciales que describen los cambios en masa y metalicidad de cada componente bariónica.

La masa generada en cada evento de formación estelar produce un cierto número η_{CC} de supernovas de tipo colapso de núcleo (*core-collapse supernovae*, CCSN, de tipos Ib/c y II); esta cantidad depende de la función inicial de masa (*initial mass function*, IMF) adoptada. En nuestro caso empleamos una IMF de Salpeter (1955), normalizada entre 0,1 y $100 M_{\odot}$, con lo que resulta $\eta_{\text{CC}} = 6,3 \times 10^{-3} M_{\odot}^{-1}$. Cada CCSN libera una energía $E_{\text{CC}} = 1,2 \times 10^{51} \text{ erg s}^{-1}$ (Woosley & Weaver 1995), que al inyectarse en el gas frío de la galaxia induce un flujo hacia la fase caliente:

$$\Delta M_{\text{reheat}} = \frac{4}{3} \epsilon \frac{\eta_{\text{CC}} E_{\text{CC}}}{V_{\text{vir}}^2} \Delta M_{\text{stellar}}, \quad (2.15)$$

donde ϵ es un parámetro adimensional que regula la eficiencia de feedback por CCSN. El gas en la fase caliente se mantiene dentro del halo de DM anfitrión (“modelo de retención”; ver De Lucia et al. 2004, para otras posibilidades).

2.3.3. Enriquecimiento químico

La abundancia primordial de los componentes bariónicos se establece en un 76 por ciento de hidrógeno y 24 por ciento de helio. Los bariones se enriquecen químicamente a medida que los metales son sintetizados en los interiores estelares

y eyectados al ISM. Una fracción f_{eject} de la masa eyectada por las galaxias se transfiere directamente a la fase caliente, y el resto a la fase fría. El parámetro f_{eject} se ajusta de manera de obtener una evolución de la relación masa-metalicidad consistente con datos observacionales (e.g. Erb et al. 2006).

El modelo considera en detalle la producción de ocho elementos químicos por CCSN: H, ^4He , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si y ^{56}Fe , por estrellas con masas en el rango $0,8M_{\odot} \leq M \leq 100M_{\odot}$, basándose en los rendimientos (*yields*) calculados por Portinari, Chiosi, & Bressan (1998) y Marigo (2001). Se incluye también la contribución de supernovas de tipo Ia, caracterizadas por su elevada producción de hierro y el largo tiempo que transcurre entre la formación del progenitor y la explosión de supernova, a partir de las prescripciones del modelo de Iwamoto et al. (1999). Los tiempos de vida estelares de Padovani & Matteucci (1993) se usan para modelar la escala de tiempo en que los metales sintetizados son eyectados por todas las fuentes consideradas en el modelo a las distintas fases del ISM (ver Cora 2006, para más detalles).

2.3.4. Fusiones entre galaxias

Un modelo semianalítico debe establecer procedimientos para determinar, a partir de los modelos parametrizados, la evolución de las galaxias que habitan los halos de DM: cómo y cuándo se fusionan, cuál es el resultado de la fusión, y cuál es el impacto de la fusión en la SFR y la morfología de la galaxia. En el modelo semianalítico utilizado en este trabajo, se considera que las galaxias de tipo 2 se fusionan con la galaxia central del subhalo correspondiente en una escala de tiempo dada por el tiempo de fricción dinámica

$$t_{\text{friction}} = \frac{0,86 f(\epsilon) V_C r_c^2}{G M_{\text{sat}} \ln \Lambda_C}, \quad (2.16)$$

(ver Binney & Tremaine 2008, pp. 643–655) donde M_{sat} es la masa de la galaxia satélite orbitando a una distancia r_c del centro de un halo isoterma (2.10) de velocidad circular V_C . La distancia r_c se aproxima por el radio virial del halo en el momento en que el satélite entra en él. La función $f(\epsilon)$ describe la dependencia del decaimiento de la órbita del satélite con la excentricidad de la órbita en

términos de $\epsilon = J_{\text{sat}}/J_c$, donde J_c es el momento angular de una órbita circular con la misma energía que la órbita que tiene el satélite. Esta función puede aproximarse por su valor medio $\langle f(\epsilon) \rangle = 0,5$ (Tormen 1997). $\ln \Lambda_C$ es el logaritmo de Coulomb, que se aproxima por $\ln \Lambda_C = 1 + M_{\text{vir}}/M_{\text{sat}}$ (Springel et al. 2001).

Se supone que luego de transcurrido un tiempo t_{friction} las galaxias se fusionan entre sí. Todas las estrellas de la galaxia satélite pasan a formar parte de la componente de bulbo del remanente, y la morfología de este último dependerá del cociente entre las masas bariónicas de las galaxias colisionantes. Si $f_{\text{merge}} \equiv M_{\text{sat}}/M_{\text{central}} > 0,3$ se tiene una *fusión mayor*, en la cual todo el gas disponible se consume en un brote instantáneo de formación estelar, y todas las estrellas presentes pasan a formar parte del bulbo. Las fusiones mayores constituyen un mecanismo para producir galaxias elípticas. Por otra parte, si $f_{\text{merge}} \leq 0,3$ se trata de una *fusión menor*. En tal caso, el disco de estrellas de la galaxia central sobrevive y la presencia de un brote de formación estelar dependerá de la fracción de gas en el disco de la galaxia central, $f_{\text{cold}} = M_{\text{cold}}/M_{\text{central}}$. Si $f_{\text{cold}} > f_{\text{burst}}$, donde f_{burst} es un parámetro libre del modelo, la fusión menor producirá un brote de formación estelar como resultado de la perturbación introducida por el satélite que se fusiona (Malbon et al. 2007). Todo el gas de ambas galaxias pasa a la componente de bulbo, en donde se convierte en estrellas.

2.3.5. Inestabilidades de disco

Se considera que cada galaxia comienza su existencia como un disco de gas frío, a partir del cual se va formando un disco de estrellas. El perfil de densidad superficial de los discos galácticos se supone de tipo exponencial,

$$\Sigma(R) = \Sigma_0 \exp(-R/R_d), \quad (2.17)$$

donde R_d es el radio de escala del disco (ver Capítulo 3) y $\Sigma_0 = M_d/(2\pi R_d)$ es la densidad superficial central de un disco de masa M_d (si se considera que el radio externo es $\gg R_d$).

No todas las configuraciones de discos galácticos son estables. Cuando un disco es suficientemente masivo como para que su autogravedad pase a ser dominante

frente al potencial total de halo en la región central, se vuelve inestable ante pequeñas perturbaciones generadas por satélites o subestructuras de DM. Se adopta el criterio de estabilidad de Cole et al. (2000),

$$\varepsilon = \frac{V_{\text{disc}}}{(GM_d/R_d)^{1/2}}, \quad (2.18)$$

Cuando $\varepsilon < \varepsilon_{\text{disc}}$, con $\varepsilon_{\text{disc}}$ un parámetro libre del modelo, el disco se vuelve inestable. En tal caso, todo el gas y todas las estrellas del disco se transfieren al bulbo, y adicionalmente el gas se consume en un brote de formación estelar.

2.3.6. Reducción del enfriamiento de gas por acción de AGNs

En años recientes se ha establecido una importante conexión entre los AGN y la evolución de las galaxias en las que residen, a través de la correlación entre la masa del agujero negro (*black hole*, BH) central que sería el “motor” del AGN con propiedades tales como la masa del bulbo galáctico (Marconi & Hunt 2003; Häring & Rix 2004). Se ha propuesto que los jets producidos por los AGN son capaces de transportar grandes cantidades de energía al gas caliente que rodea la galaxia, reduciendo en gran medida la cantidad de gas que se enfría y regulando de esta forma la SFR en galaxias masivas (e.g. Croton et al. 2006; Bower et al. 2006; Sijacki et al. 2007; LCP08). En SAG, los AGN se producen a través de un modelo físico para el crecimiento de los BHs centrales (ver LCP08), basándose en dos posibles mecanismos: caída de gas hacia el centro galáctico inducida durante eventos de fusión o de inestabilidad de disco (*modo quásar* de AGN), y acreción de gas frío durante el proceso de enfriamiento del gas (*modo radio*).

En el caso de producirse una fusión, se considera que los BHs centrales se fusionan instantáneamente. La masa de gas acretada por el BH es proporcional a la masa de gas presente, y está dada por

$$\Delta M_{\text{BH,merger}} = f_{\text{BH}} \frac{M_{\text{sat}}}{M_{\text{central}}} \frac{M_{\text{cold}}}{1 + (200 \text{ km s}^{-1}/V_{\text{vir}})^2} \quad (2.19)$$

(modo quásar), donde en el caso de una fusión M_{cold} es la suma de las masas de gas de la galaxia central y de la satélite. El valor del parámetro f_{BH} se ajusta de

manera de reproducir la relación observada entre masa de bulbo y masa del BH. En el caso de una inestabilidad de disco, $M_{\text{sat}}/M_{\text{central}} = 1$.

El segundo mecanismo para crecimiento de BHs es por acreción de gas (modo radio), la cual se supone continua y descripta por el siguiente modelo:

$$\dot{M}_{\text{BH}} = \kappa_{\text{AGN}} \frac{M_{\text{BH}}}{10^8 M_{\odot}} \frac{f_{\text{hot}}}{0,1} \left(\frac{V_{\text{vir}}}{200 \text{ km s}^{-1}} \right)^3. \quad (2.20)$$

Esta ecuación da la tasa de acreción sobre un BH de masa M_{BH} . κ_{AGN} es un parámetro libre del modelo, y $f_{\text{hot}} = M_{\text{hot}}/M_{\text{vir}}$.

El feedback generado por el AGN inyecta suficiente energía al medio circundante como para reducir de manera considerable los flujos de enfriamiento de gas descriptos en la Sección 2.3.2. El calentamiento mecánico generado por el BH (luminosidad L_{BH}) puede expresarse como

$$L_{\text{BH}} = \eta_{\text{BH}} \dot{M}_{\text{BH}} c_l^2, \quad (2.21)$$

donde c_l es la velocidad de la luz y η_{BH} es la eficiencia estándar de producción de energía cerca del horizonte de eventos del BH. Esta energía reduce la tasa de enfriamiento (2.11) según

$$\dot{M}_{\text{cool}}' = \dot{M}_{\text{cool}} - \frac{2L_{\text{BH}}}{V_{\text{vir}}^2}. \quad (2.22)$$

Para un BH la máxima luminosidad permitida es la luminosidad de Eddington, definida como

$$L_E = 4\pi G M_{\text{BH}} \frac{c_l m_p}{\sigma_T}, \quad (2.23)$$

donde m_p es la masa del protón y σ_T la sección eficaz de Thomson para el electrón (suponiendo un gas formado principalmente por hidrógeno). Cuando la luminosidad calculada según (2.21) excede la luminosidad de Eddington, se impone el límite $L_{\text{BH,max}} = L_E$. Sin embargo, no se ponen límites a la masa que puede alcanzar el BH, dada la falta de vínculos observacionales para la eficiencia η_{BH} que regula la cantidad de masa acretada que se convierte en luminosidad del BH.

La luminosidad del BH depende de la combinación de los parámetros libres κ_{AGN} y η_{BH} . La relación entre la masa del bulbo y la masa del BH central es

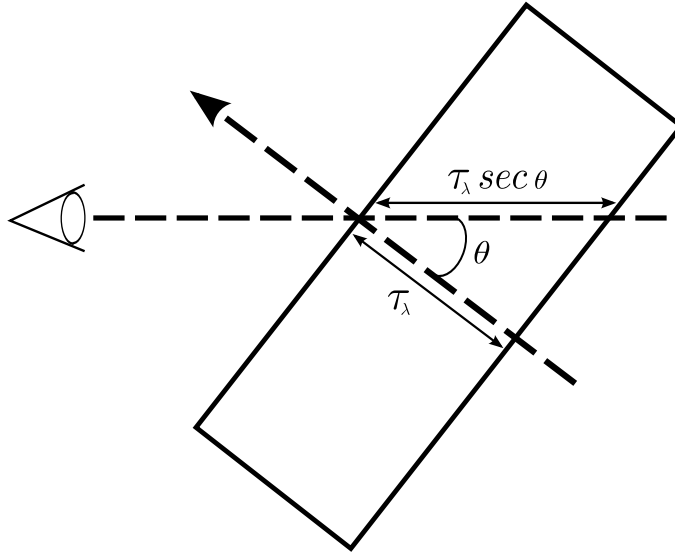


Figura 2.4: Geometría para el modelo de absorción por polvo. Se aproxima a la distribución de estrellas y polvo en el disco como una lámina uniforme de caras plano-paralelas y espesor τ_λ , inclinada un ángulo θ respecto de la dirección de observación.

insensible a ellos, pero las funciones de luminosidad de galaxias y de cuásares constituyen buenos vínculos observacionales.

2.3.7. Propiedades fotométricas y atenuación por polvo

Para cada una de las galaxias generadas, SAG provee información sobre su masa estelar, masa de gas frío del disco galáctico, gas caliente dentro del halo del grupo FOF, masa de los BHs centrales, actividad del AGN e historias de formación estelar. Dado que en Astrofísica el principal observable es la luminosidad de un objeto, se calculan también magnitudes en varias bandas de acuerdo con los modelos de síntesis poblacional de Bruzual & Charlot (2003), teniendo en cuenta la metalicidad del gas con el que se formaron las estrellas. SAG calcula magnitudes absolutas en las bandas U , B , V , K , R e I del sistema Johnsons-Cousins (ver Bessell 1979, 1990) y en las bandas u , g , r , i y z del SDSS (Fukugita et al. 1996).

El gas del ISM de las galaxias contiene granos de polvo, los cuales absorben la radiación estelar principalmente en el rango azul para luego reemitirla en el infrarrojo. En consecuencia, la presencia de polvo afecta los colores observados de las galaxias. Para reproducir este efecto en nuestros modelos se utiliza el esquema

de Kauffmann et al. (1999) y De Lucia et al. (2004), que se basa en propiedades macroscópicas de las galaxias, esto es, su luminosidad e inclinación. La profundidad óptica τ del polvo en discos galácticos vistos de frente está correlacionada con la luminosidad total de la galaxia según (Wang & Heckman 1996)

$$\tau_B = 0,8 \left(\frac{L_B}{L_{B,*}} \right)^{1/2}, \quad (2.24)$$

donde L_B es la luminosidad intrínseca en banda B (i.e. sin extinción) y $L_{B,*}$ es la luminosidad típica de una galaxia con magnitud absoluta $M_B = -19,6 + 5 \log h$. La extinción en las demás bandas se obtiene a partir de la de banda B usando las curvas de extinción de Cardelli, Clayton, & Mathis (1989). Se asigna a cada galaxia una inclinación al azar θ y se considera que las estrellas y polvo del disco están uniformemente mezcladas en una configuración de tipo lámina de caras plano-paralelas (Figura 2.4). La luminosidad emitida por una fuente se extingue al atravesar un medio de profundidad óptica τ_λ según $L = L_0 e^{-\tau_\lambda}$. Integrando las contribuciones de estrellas repartidas uniformemente en la lámina, teniendo en cuenta la inclinación, se obtiene

$$L = L_0 [1 - \exp(-\tau_\lambda \sec \theta)]. \quad (2.25)$$

Para un disco visto de frente ($\theta = 0$), en el límite en que $\tau_\lambda \ll 1$ se tiene $L \simeq L_0 \tau$. Entonces, la extinción respecto a la correspondiente para la orientación de frente, en magnitudes, se obtiene según

$$A_\lambda = -2,5 \log \left[\frac{1 - \exp(-\tau_\lambda \sec \theta)}{\tau_\lambda \sec \theta} \right]. \quad (2.26)$$

Esta corrección por polvo se aplica sólo a la componente disco de las galaxias simuladas.

Capítulo 3

Modelado de discos galácticos

Para incluir el proceso físico de RPS dentro del modelo semianalítico SAG, nos basamos en el criterio simple propuesto originalmente por GG72: el gas frío del disco galáctico que se encuentre ubicado más allá de un radio galactocéntrico R será arrancado si la RP ejercida por el medio ambiente sobre la galaxia excede la fuerza restauradora por unidad de área debida a la gravedad del disco,

$$\rho_{\text{ICM}} v^2 \geq 2\pi G \Sigma_{\text{disc}}(R) \Sigma_{\text{cold}}(R). \quad (3.1)$$

En esta expresión ρ_{ICM} es la densidad del ICM en la posición actual de la galaxia, v es la velocidad de la galaxia relativa al ICM y Σ_{disc} , Σ_{cold} son las densidades superficiales del disco galáctico (estrellas más gas frío) y del disco de gas frío, respectivamente. Como se mencionó en la Sección 1.3.3, este criterio provee una muy buena descripción de los resultados de simulaciones hidrodinámicas del efecto de RPS en galaxias individuales.

De la condición (3.1) puede verse que, para determinar el efecto de RPS, necesitamos una estimación de cada una de las cantidades físicas involucradas, a saber: por una parte las propiedades del ICM (su densidad ρ_{ICM} y las velocidades de las galaxias relativas al mismo), y por otra la longitud de escala R_d de los discos galácticos. Por esta razón, la escala característica de los discos es uno de los parámetros que deben ser cuidadosamente estimados. En el presente capítulo se describe el método desarrollado para calcular los tamaños de discos (Tecce et al. 2010), el cual es ahora aplicado a las galaxias simuladas en SAG (e.g. Jiménez

et al. 2011; Ruiz et al. 2011).

3.1. Formación de discos galácticos en una cosmología Λ CDM

En SAG originalmente no se incluía ninguna consideración especial para caracterizar las propiedades de los discos galácticos. El único paso en el que una estimación del tamaño de los discos resultaba necesaria era durante el cálculo de formación estelar; allí se aproximaba el tamaño del disco R_{disc} como un 10 por ciento del radio virial del halo de DM anfitrión, y se usaba la velocidad circular V_{vir} del halo como aproximación a la velocidad circular típica del disco. Esta aproximación, si bien resulta en tamaños de galaxias de disco que se aproximan a la media observada a $z = 0$, no tiene en cuenta diversos efectos que podrían influir sobre el proceso de formación, como por ejemplo el momento angular del halo anfitrión o la presencia de una componente de tipo bulbo. Para remediar esto, incluimos en SAG un cálculo más detallado del tamaño de los discos galácticos basándonos en el método analítico de formación de galaxias de disco descrito por Mo, Mao, & White (1998, de aquí en adelante MMW).

3.1.1. Modelo iterativo de formación de discos

En el modelo semianalítico los halos de DM son los lugares de formación de las galaxias, las cuales se generan a partir del gas asociado a dichos halos. Es posible formular un modelo de formación de discos que, aunque sencillo, tenga en cuenta diversos parámetros físicos basándose en cuatro suposiciones clave:

1. La masa de un disco galáctico es una cierta fracción m_d de la masa del halo anfitrión.
2. El momento angular del disco es también una fracción j_d del momento angular del halo.
3. El disco que se forma a partir del gas contenido en el halo es una estructura delgada, axisimétrica, en equilibrio de rotación, con un perfil de densidad

superficial exponencial.

4. Sólo aquellos sistemas que sean dinámicamente estables pueden corresponder a discos galácticos reales.

En el trabajo original de MMW se supone que la fracción m_d es una cantidad fija e igual para todas las galaxias. En nuestro modelo m_d es distinta para cada galaxia en particular, y se determina teniendo en cuenta la masa de estrellas formadas en la galaxia y la masa de gas frío acretaado, como en Cole et al. (2000). Lo mismo respecto a la fracción de masa m_b contenida en el bulbo. La presencia o no de una componente de bulbo dependerá, además, de si la galaxia sufrió previamente algún proceso que haya resultado en la formación del mismo, tales como fusiones entre galaxias (Sección 2.3.4) o inestabilidades de disco (Sección 2.3.5).

Para describir el perfil de densidad de un halo de DM utilizamos el perfil de NFW dado por (2.4). El momento angular J del halo se expresa típicamente en términos de una cantidad adimensional, el *parámetro de spin* λ , que se define como (Peebles 1969)

$$\lambda \equiv \frac{J|E|^{1/2}}{GM_{\text{vir}}^{5/2}}, \quad (3.2)$$

donde E es la energía del halo. Esta puede calcularse partiendo de la suposición que todas las partículas del halo describen órbitas circulares y luego aplicando el teorema del virial para obtener, en el caso de un halo NFW,

$$E = -\frac{GM_{\text{vir}}^2}{2r_{\text{vir}}} f_c, \quad (3.3)$$

donde el factor f_c puede aproximarse con una precisión del 1 por ciento en el rango $5 < c < 30$ por la siguiente expresión, dada por MMW:

$$f_c = \frac{2}{3} + \left(\frac{c}{21,5} \right)^{0,7}. \quad (3.4)$$

Respuesta del halo DM a la formación de galaxias

Suponemos que inicialmente toda la materia contenida en el halo, tanto bariónica como DM, se encuentra distribuida siguiendo un perfil de densidad NFW.

A medida que los bariones se condensan en el centro, éstos inducen una contracción en las regiones interiores del halo. El primer esquema propuesto para describir esta contracción se basa en suponer que el halo responde adiabáticamente al lento proceso de ensamblado del disco, manteniéndose esféricamente simétrico mientras se contrae (*contracción adiabática*, Blumenthal et al. 1986). El momento angular de la DM se conserva, y la masa que inicialmente estaba en una cáscara esférica de radio promedio r_i termina en un radio promedio r , donde

$$GM_f(r)r = GM(r_i)r_i. \quad (3.5)$$

En esta expresión $M(r_i)$ es la masa total dentro de r_i , dada por el perfil NFW (2.4) y $M_f(r)$ es la masa final total encerrada por r , que es la suma de las contribuciones del halo, del disco y del bulbo galáctico (en el caso que haya uno presente). La hipótesis de contracción adiabática (3.5) se basa en la suposición de que las partículas de DM se mueven en órbitas circulares tanto antes como después de la contracción, sin que haya cruce de capas (*shell crossing*).

Cálculo del radio de escala

Una de las hipótesis básicas del modelo es que los bariones se condensan en una estructura con simetría axial y forma de disco fino, en el que la gravedad es equilibrada por la energía cinética de rotación. Suponemos para los discos un perfil de densidad superficial de tipo exponencial, $\Sigma(R) = \Sigma_0 \exp(-R/R_d)$, cuya densidad superficial central Σ_0 , si $R_{\text{disc}} \gg R_d$, se relaciona con la masa total del disco según

$$\Sigma_0 = \frac{M_d}{2\pi R_d^2}. \quad (3.6)$$

Considerando a los bulbos galácticos como masas puntuales¹, tenemos

$$M_f(r) = M_d(r) + M_b + M(r_i)(1 - m_d - m_b), \quad (3.7)$$

¹Es posible considerar perfiles de densidad más realistas para el bulbo galáctico, tales como los propuestos por Sérsic (1968) o Hernquist (1990), por ejemplo. Esto lleva a expresiones similares a (3.14) aunque un tanto más complicadas (ver van den Bosch 1998, 2000). Sin embargo, hemos optado por la aproximación de bulbos como masas puntuales no sólo por simplicidad, sino también porque los perfiles antes mencionados agregan más parámetros libres al modelo.

donde M_b es la masa total del bulbo galáctico, $m_b = M_b/M_{\text{vir}}$, y $M_d(r)$ es la masa del disco dentro de r , dada por

$$M_d(r) = 2\pi\Sigma_0 R_d^2 \left[1 - \left(1 + \frac{r}{R_d} \right) \exp(-r/R_d) \right]. \quad (3.8)$$

La contracción adiabática se calcula encontrando, para un dado valor de r , el valor de r_i que satisfaga (3.7). Esto se hace iterativamente, mediante un método de Newton-Raphson.

La curva de rotación $V_c(r)$ correspondiente a órbitas circulares en el potencial de la distribución de masa dada por (3.7) es la suma en cuadratura de las contribuciones del disco, bulbo y halo de DM,

$$V_c^2(r) = V_{c,\text{disc}}^2(r) + V_{c,\text{bulge}}^2(r) + V_{c,\text{DM}}^2(r) \quad (3.9)$$

donde $V_{c,\text{bulge}}^2(r) = GM_b/r$ es la curva de rotación producida por la masa del bulbo, $V_{c,\text{disc}}^2(r)$ la del disco, dada por (Binney & Tremaine 2008, p. 101)

$$V_{c,\text{disc}}^2(r) = 4\pi G\Sigma_0 R_d y^2 [I_0(y)K_0(y) - I_1(y)K_1(y)] , \quad (3.10)$$

con $y \equiv R/2R_d$ e I_n , K_n funciones de Bessel modificadas de primera y segunda especie, y la curva de rotación del halo es

$$V_{c,\text{DM}}^2(r) = G [M_f(r) - M_d(r) - M_b] / r. \quad (3.11)$$

Una vez determinada la curva de rotación $V_c(R)$, el momento angular total del disco J_d se obtiene de

$$J_d = 2\pi \int_0^\infty V_c(R) \Sigma(R) R^2 dR. \quad (3.12)$$

Reemplazando en la expresión anterior con el perfil exponencial (2.17), tenemos

$$J_d = M_d R_d V_{\text{vir}} \int_0^\infty \frac{V_c(R_d u)}{V_{\text{vir}}} e^{-u} u^2 du, \quad (3.13)$$

donde V_{vir} no es afectada por la formación del disco. Suponiendo que $J_d = j_d J$,

y usando (3.2) y (3.3), se obtiene finalmente una expresión para el radio de escala del disco,

$$R_d = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{j_d}{m_d} \right) \lambda r_{\text{vir}} f_c^{-1/2} f_R(\lambda, c, m_d, j_d), \quad (3.14)$$

donde f_R es un factor dado por

$$f_R(\lambda, c, m_d, j_d) = 2 \left[\int_0^\infty \frac{V_c(R_d u)}{V_{\text{vir}}} e^{-u} u^2 du \right]^{-1}. \quad (3.15)$$

Si el momento angular específico del material del disco es el mismo que el del halo progenitor, entonces la razón j_d/m_d debería ser cercana a la unidad (Fall & Efstathiou 1980). En consecuencia, fijamos $j_d = m_d$ y consideramos al momento angular del bulbo como despreciable.

Para un conjunto dado de valores de V_{vir} , c , λ , m_d y m_b , las ecuaciones (3.7), (3.8), (3.14) y (3.15) deben resolverse por iteración para obtener R_d . Se comienza con un valor tentativo para f_R en (3.15) y luego se calcula la masa del disco a partir de (3.8). Con esto se determina la contracción del halo hallando las raíces de (3.7) para un vector de valores de r . A partir de $M_f(r)$ y el valor supuesto para R_d se obtiene la curva de rotación (3.9). Con ella, se integra la expresión (3.15) mediante cuadraturas de Gauss-Laguerre (ver Press et al. 1992, pp. 147–153), y finalmente se obtiene un nuevo valor para el radio de escala con (3.14), repitiendo todo el proceso hasta alcanzar la precisión deseada. La Figura 3.1 muestra las curvas de rotación obtenidas con este modelo, para discos de masa $M_d = 5 \times 10^{10} h^{-1} M_\odot$ y distintos valores de los parámetros del modelo.

3.1.2. Tamaños de discos en el modelo semianalítico

El método descrito en la sección anterior converge relativamente rápido, y típicamente se necesitan menos de 10 iteraciones para alcanzar un valor de R_d con una precisión del orden de 10^{-4} . Aún así, incluir este método iterativo en el modelo semianalítico es extremadamente costoso en términos de tiempo de ejecución. En cada paso de tiempo de la simulación debe repetirse el proceso completo, que involucra un número importante de operaciones, tantas veces como galaxias de disco haya (típicamente del orden de 10.000 en el caso de las simulaciones

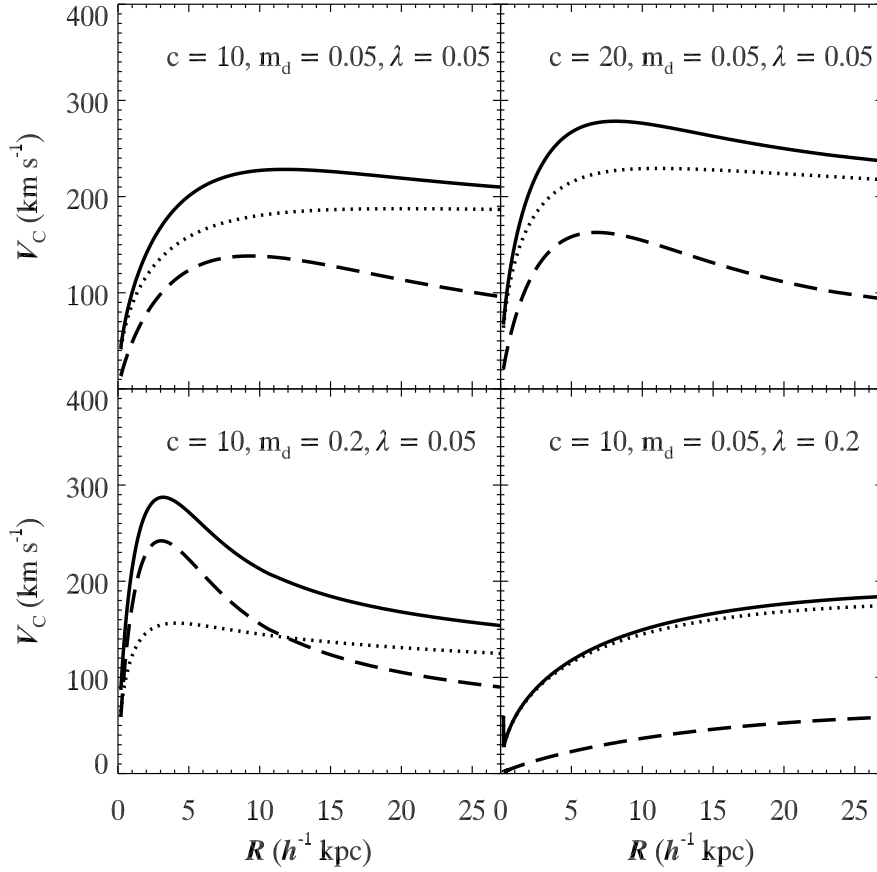


Figura 3.1: Curvas de rotación para galaxias de disco, sin componente de bulbo, generadas mediante el método iterativo de MMW. La forma de la curva de rotación depende de la concentración c , de la fracción de masa que forma el disco m_d y del parámetro de spin λ . La masa total del halo determina el radio de escala R_d y la amplitud de la curva. Los cuatro paneles muestran diferentes conjuntos de valores de c , m_d y λ . En todos los casos, la masa del disco es $M_d = 5 \times 10^{10} h^{-1} M_\odot$. Las contribuciones a la curva de rotación correspondientes al disco y a la DM se muestran con líneas de rayas y de puntos, respectivamente, y la línea continua corresponde a la curva de rotación total. Esta figura es esencialmente idéntica a la Figura 2 en el trabajo de MMW.

más grandes). Esto hace que una corrida del modelo que originalmente demoraba alrededor de dos horas pase a tardar más de un día cuando se incluye la iteración completa para cada galaxia.

Por esta razón, la mayoría de los modelos semianalíticos actuales usa algún tipo de aproximación, por ejemplo $R_d = (\lambda/\sqrt{2})r_{\text{vir}}$ (e.g. Croton et al. 2006) o la fórmula de ajuste para R_d determinada por MMW,

$$f_r \simeq \left(\frac{\lambda}{0,1} \right)^{-0,06+2,71m_d+0,0047/\lambda} (1 - 3m_d + 5,2m_d^2) \quad (3.16)$$

$$\times (1 - 0,019c + 0,00025c^2 + 0,52/c).$$

Ésta fórmula, sin embargo, es válida sólo para el caso de galaxias puro disco (i.e. $m_b = 0$) y con una precisión del 15 por ciento dada para valores de m_d en el rango $0,02 < m_d < 0,2$. Encontramos que las galaxias en nuestras simulaciones cubren un rango más amplio en m_d ; además, también queremos tener en cuenta la presencia de bulbos y su efecto gravitatorio sobre el tamaño final del disco. La Figura 3.2 muestra que incluir una componente de bulbo en la galaxia hace que el radio de escala se reduzca, relativo al valor correspondiente a una galaxia sin bulbo. Para el caso de una galaxia con $M_d = 5 \times 10^{10} h^{-1} M_\odot$, $c = 10$, $m_d = 0,05$ y $\lambda = 0,05$ que tenga una componente de bulbo $m_b = 0,02$, el radio de escala es ~ 25 por ciento menor que el radio correspondiente a $m_b = 0$. Si $m_b \simeq 0,1$, entonces R_d llega a ser casi un 60 por ciento menor que el valor que se obtendría usando el ajuste dado por (3.16). Todas estas diferencias se verían reflejadas dentro del modelo semianalítico al calcular la formación estelar y los procesos de inestabilidad de disco.

La solución que introducimos es usar el método iterativo para generar un conjunto de tablas de referencia para un cierto conjunto de valores de redshift z . Una tabla para un dado valor de z consiste en una grilla de valores de c , m_b , m_d y λ , que se almacena dentro del código como un tensor de 4 dimensiones $N_c \times N_{mb} \times N_{md} \times N_\lambda$. Las dimensiones de la tabla N_c , N_{mb} , N_{md} y N_λ son constantes, y los rangos de valores de los parámetros se eligen para cubrir todos los posibles valores que se obtienen de las simulaciones. Dichos rangos se mantienen fijos en el tiempo excepto para c , ya que el rango de valores de concentración que

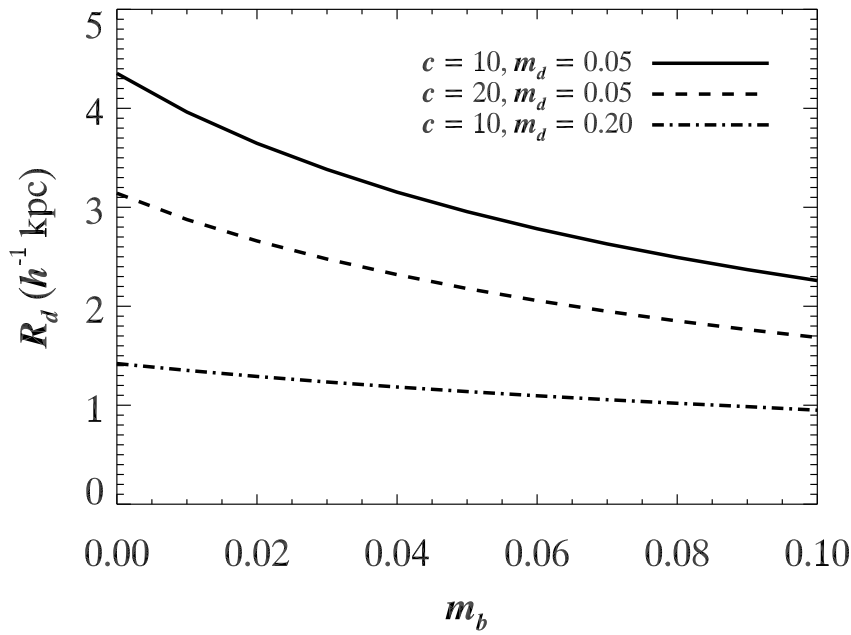


Figura 3.2: Radio de escala R_d en función del cociente m_b entre la masa virial del halo y la masa bariónica del bulbo galáctico. Los valores se obtuvieron aplicando el método iterativo completo de MMW, y se muestran los resultados obtenidos para tres conjuntos de valores de c y m_d . En todos los casos, la masa total del disco es $M_d = 5 \times 10^{10} h^{-1} M_\odot$ y el parámetro de spin $\lambda = 0,05$. Puede verse que, a medida que el bulbo se hace más masivo, el radio de escala se reduce significativamente respecto al valor correspondiente a $m_b = 0$, que es el aproximado por la ecuación (3.16). En el caso del modelo indicado con línea continua, la diferencia entre el ajuste dado por (3.16) y el valor para $m_b = 0,1$ llega a ser de casi un 60 por ciento.

adoptan los halos de DM es función del redshift; esto se discute más adelante, en la Sección 3.3. Estas tablas son luego usadas por el modelo semianalítico para hallar R_d por interpolación.

El procedimiento final adoptado es entonces el siguiente. Dentro del modelo semianalítico, consideramos que el proceso de formación de discos tiene lugar sólo para galaxias centrales. Cuando una galaxia se convierte en satélite la acreción de gas frío se detiene a causa de la estrangulación, de manera que su disco no puede continuar creciendo. Suponemos, entonces, que el valor de R_d queda congelado en el que tenía en el último instante en que la galaxia en cuestión fue identificada como galaxia central.

Para cada paso de tiempo de la simulación, se seleccionan las dos tablas correspondientes a redshifts z_0 y z_1 tales que $z_0 > z > z_1$, donde z es el redshift correspondiente al paso actual. Luego, para cada galaxia identificada como central se determina la masa virial M_{vir} de su halo FOF anfitrión y la concentración y parámetro de spin correspondientes (ver Secciones 3.2 y 3.3), y a partir de su masa de estrellas y gas frío se calculan m_d y m_b . Conocidos entonces c , m_b , m_d y λ , sobre cada tabla se aplica un esquema de interpolaciones polinomiales sucesivas, una por cada dimensión (ver Press et al. 1992, Cap. 3.6) para obtener los valores de R_d para z_0 y z_1 . Una última interpolación lineal da el valor final de R_d en z .

Adicionalmente, en el caso en que una galaxia sufra una fusión mayor o si el disco galáctico se vuelve inestable (esto último podría llegar a suceder también para una galaxia satélite), el remanente es un esferoide. En consecuencia, a toda galaxia que sufra un tal evento se le asigna un R_d igual a cero.

Un último punto a señalar es que, dado que el cálculo del radio de escala involucra determinar la curva de rotación $V_c(r)$, un resultado adicional de este proceso es proveer una estimación de la velocidad circular del disco galáctico, que resulta en una mejor aproximación que usar directamente la velocidad virial del halo anfitrión. En consecuencia, también construimos tablas que almacenan los valores de velocidad circular correspondientes a la misma grilla de valores c , m_b , m_d y λ . Dado que la curva de rotación se genera sobre un número grande de puntos en el rango $0 < R < r_{\text{vir}}$, es necesario elegir uno de ellos como representativo de la velocidad rotacional del disco. En nuestro caso elegimos almacenar la velocidad circular en $R = 10R_d$. A esa distancia la curva de rotación es típicamente plana,

por lo cual $V_c(10R_d)$ es una buena aproximación a la velocidad de *plateau* V_{flat} . Elegimos usar V_{flat} , ya que su uso como indicador en la relación entre velocidad y luminosidad de las galaxias de disco (*relación de Tully-Fisher*, Tully & Fisher 1977) resulta en una correlación más importante y aumenta la linealidad en el rango de masas altas (Verheijen 2001; Noordermeer & Verheijen 2007). Aplicando el mismo método de interpolaciones sucesivas que para las tablas de R_d , se obtiene el valor de V_c para el disco.

3.1.3. Dependencia del modelo con la cosmología adoptada

Las tablas generadas mediante el procedimiento aquí presentado pueden en principio ser incorporadas a cualquier código semianalítico, proveyendo una mejor representación de los tamaños de galaxias de disco que las aproximaciones empleadas previamente. Sin embargo, existe el problema que el resultado para R_d dado por el método iterativo descrito en la Sección 3.1.1 depende del modelo cosmológico empleado. La densidad crítica para colapso ρ_{crit} que aparece en la normalización del perfil NFW (2.4) se calcula como

$$\rho_{\text{crit}} = \frac{3H^2(z)}{8\pi G} \quad (3.17)$$

donde el parámetro de Hubble $H(z)$ está dado por

$$H^2(z) = H_0^2 [(1 - \Omega_\Lambda - \Omega_0)(1 + z)^2 + \Omega_0(1 + z)^3 + \Omega_\Lambda]. \quad (3.18)$$

Si se tienen inicialmente como dato las fracciones de masa m_d y m_b , es necesario conocer M_{vir} para poder hallar, por ejemplo, la masa total del disco M_d que aparece en (3.6). Una alternativa sería utilizar M_{vir} como parámetro en lugar de c , y determinar esta última a partir de la relación conocida entre masa virial y concentración (ver Sección 3.3); sin embargo, esta relación también es dependiente de la elección del modelo cosmológico.

Afortunadamente existe una solución simple que permite construir un conjunto de tablas tanto para R_d como para V_{flat} independientes de la cosmología. Basta con realizar todos los cálculos descritos en la Sección 3.1.1 usando el siguiente sistema de unidades: M_{vir} como unidad de masa, ρ_{crit} como unidad de densidad

y V_{vir} como unidad de velocidad. Con esta elección los cálculos proceden de la misma forma que antes, y el resultado final para R_d que se almacena en las tablas tiene unidades de $(M_{\text{vir}}/\rho_{\text{crit}})^{1/3}$. Entonces, si se cambian los parámetros cosmológicos no es necesario reconstruir las tablas; para obtener el valor de R_d en unidades físicas habituales (h^{-1} kpc, por ejemplo) es suficiente con multiplicar apropiadamente por la masa virial y la densidad crítica correspondiente a la nueva cosmología. En el caso de la velocidad circular, ésta queda almacenada en las tablas en unidades de la velocidad virial.

3.2. Momento angular de los halos de DM

El parámetro de spin λ de cada halo FOF (ecuación 3.2) se calcula a partir de su momento angular J , energía cinética T y energía potencial U determinadas durante el postprocesado de la simulación hidrodinámica subyacente. Estudios basados en simulaciones de N -cuerpos han hallado que la distribución de valores de λ para halos de DM puede ser descripta mediante una función lognormal,

$$p(\lambda) d\lambda = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\lambda} \exp \left[-\frac{\ln^2(\lambda/\lambda_0)}{2\sigma_\lambda^2} \right] \frac{d\lambda}{\lambda}, \quad (3.19)$$

con media $0,03 \lesssim \lambda_0 \lesssim 0,07$ y dispersión $\sigma_\lambda \simeq 0,5$ (e.g. Warren et al. 1992; Catelan & Theuns 1996; Bett et al. 2007; Macciò et al. 2007). El panel superior de la Figura 3.3 muestra la distribución obtenida para las simulaciones de cúmulos usadas en el presente trabajo. La línea roja muestra un ajuste de la forma (3.19), con $\lambda_0 = 0,06$ y $\sigma_\lambda = 0,5$. La distribución de valores de λ obtenidos de las simulaciones se desvía de una lognormal para valores altos de λ , obteniéndose un exceso de casos con alto λ respecto a lo esperado. Este efecto es causado por errores numéricos, y se debe a que la resolución en masa de las simulaciones de N -cuerpos afecta la determinación de los momentos angulares. Esto ocurre independientemente del método empleado para hallar estructura en la DM, generando una cola artificial en la distribución para valores altos de λ (Bett et al. 2007). Los halos que se encuentran lejos de estar virializados son aquellos que tienen valores elevados de λ (ver Figura 3.3, abajo). En consecuencia, usamos el criterio simple

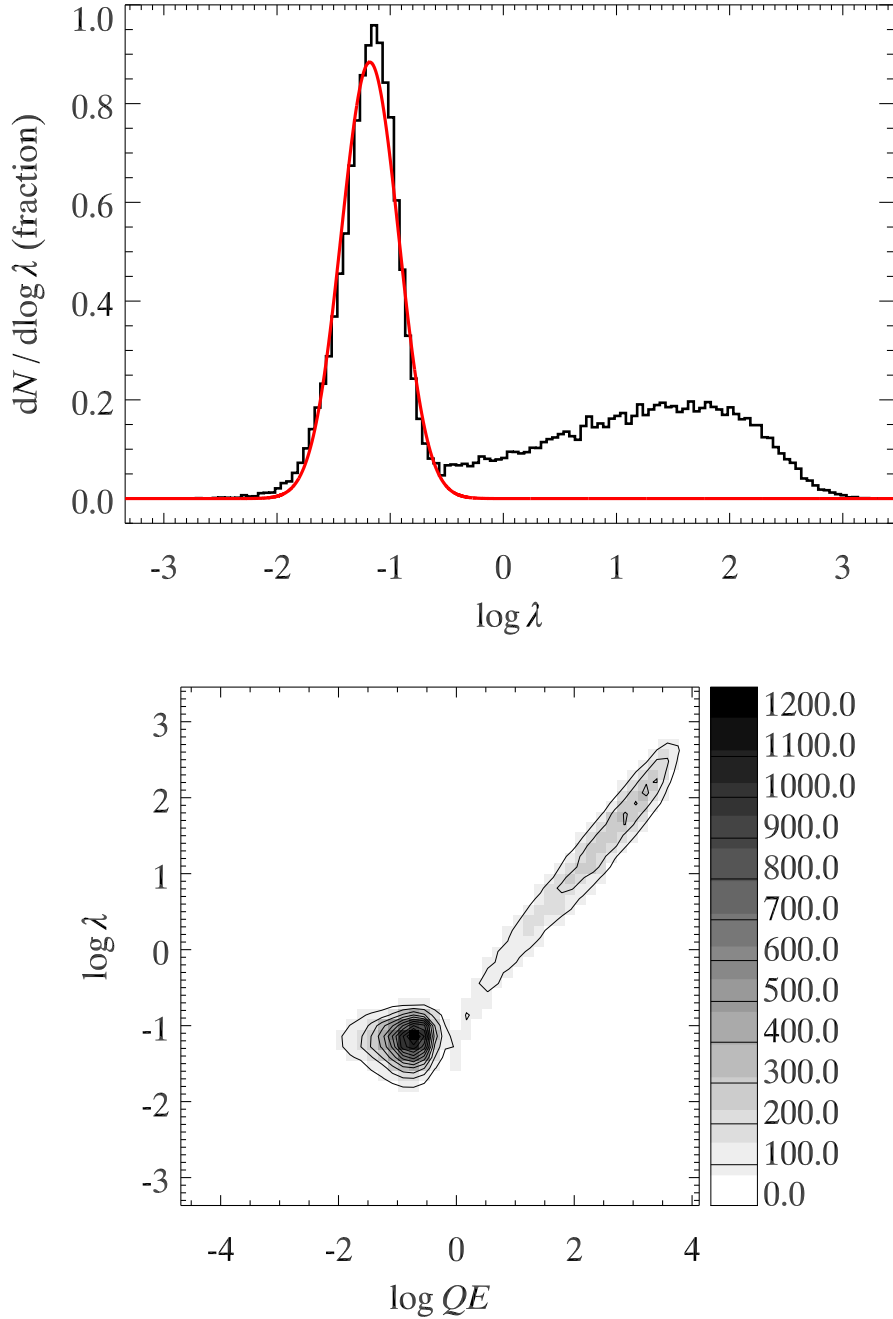


Figura 3.3: (Arriba) Histograma de valores del parámetro de spin λ para los halos FOF, no contaminados por partículas de baja resolución, en todas las simulaciones. La línea roja muestra un ajuste de la forma (3.19), con $\lambda_0 = 0,06$ y $\sigma_\lambda = 0,5$. Nótese el exceso de halos con valores de λ altos respecto a la distribución esperada. (Abajo) Valores del parámetro de spin en función del cociente virial instantáneo Q definido por (3.20), para los mismos halos. Los contornos indican densidad en número de halos. Obsérvese la población de halos “normales” para $\log Q < 0$, $\log \lambda < 0$. Para $Q > 1$, el parámetro de spin presenta una marcada correlación con el grado de virialización del sistema.

propuesto por Bett et al. (2007) para filtrar estos valores anómalos. Para cada halo calculamos un “cociente virial instantáneo” Q según

$$Q \equiv |2T/U + 1|, \quad (3.20)$$

(comparar con la relación 2.1) y consideramos que los halos con valores $Q < 1$ se encuentran en un estado de “cuasi-equilibrio”, con valores aceptables de λ . El panel inferior de la Figura 3.3 muestra el valor de λ como función de Q para todos los halos FOF de una de las simulaciones utilizadas. Se observa claramente que para los halos con $Q > 1$ ambas cantidades están fuertemente correlacionadas. En consecuencia, el criterio de Bett et al. nos provee un método simple para corregir la distribución de λ , eliminando los efectos debidos a la resolución en masa. Para las galaxias centrales de halos anómalos se genera un nuevo valor del parámetro de spin mediante un método Monte Carlo, a partir de la distribución dada por (3.19).

3.3. Relación entre concentración y masa para halos de DM

Diversos estudios independientes han establecido que para los halos de DM descritos por un perfil de tipo NFW existe una correlación entre la masa virial y el parámetro de concentración, aunque con una gran dispersión alrededor de la media sobre todo para halos con $M_{\text{vir}} \lesssim 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$ (e.g. Bullock et al. 2001; Eke, Navarro, & Steinmetz 2001; Wechsler et al. 2002; Avila-Reese et al. 2005; Macciò et al. 2007). En particular, Bullock et al. (2001, en adelante B01) desarrollaron un modelo simple para predecir la relación media entre masa y concentración, y su dependencia con el redshift. Dicha relación se determinó a partir de los resultados de simulaciones numéricas de alta resolución de un universo Λ CDM, conteniendo un conjunto de ~ 5000 halos con masas en el rango $10^{11} - 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$.

El modelo de B01 busca describir la concentración típica $c_{\text{vir}}(M_{\text{vir}}, a_{\text{exp}})$ para un halo de masa M_{vir} identificado en una época dada por el factor de expansión cosmológico

$$a_{\text{exp}} = \frac{1}{1+z}. \quad (3.21)$$

A cada halo se le asigna una *época de colapso* a_c , definida como la época en la cual la masa que colapsó en el halo, $M_*(a_c)$, es igual a una fracción F de la masa del halo en a_{exp} (a la que llamamos aquí M_{halo} y no M_{vir} por razones que se verán a continuación),

$$M_*(a_c) = F M_{\text{halo}}, \quad (3.22)$$

donde F es un parámetro libre del modelo. La masa típica que colapsa en a_{exp} se define a través de $\sigma[M_*(a_{\text{exp}})] = 1,686/D(a_{\text{exp}})$, donde $\sigma(M)$ es la fluctuación lineal RMS de densidad para $a_{\text{exp}} = 1$ en una escala comóvil que encierra una masa M , $D(a_{\text{exp}})$ es la tasa de crecimiento lineal de las fluctuaciones de densidad $\delta\rho/\langle\rho\rangle$, que para una cosmología Λ CDM puede aproximarse por

$$D(a_{\text{exp}}) \simeq \frac{5}{2} a_{\text{exp}} \Omega_m \left[\Omega_m^{4/7} - \Omega_\Lambda + \left(1 + \frac{1}{2} \Omega_m\right) \left(1 + \frac{1}{70} \Omega_\Lambda\right) \right]^{-1} \quad (3.23)$$

(Lahav et al. 1991; Carroll, Press, & Turner 1992). El valor 1,686 es el equivalente lineal de la densidad en el momento de colapso de acuerdo con el modelo de colapso esférico (ver Peacock 1999, pp. 488–489). De esta forma, la masa típica que colapsa es una función del espectro de potencias lineal de las fluctuaciones de densidad y de $D(a_{\text{exp}})$ para el modelo cosmológico correspondiente.

La segunda relación en el modelo de B01 se obtiene asociando la densidad del Universo en el instante de colapso a_c con una densidad característica del halo en el instante que se lo observa, a_{exp} . En lugar de relacionar densidad con la forma del halo a través de (2.7), como NFW, B01 definen una densidad característica $\bar{\rho}_s$ a partir de

$$M_{\text{halo}} \equiv \frac{4\pi}{3} r_s^3 \bar{\rho}_s. \quad (3.24)$$

que se asocia con la densidad crítica para colapso a través de un segundo parámetro libre K , que representa la contracción extra de la región interior del halo respecto a la requerida por el modelo de colapso esférico no disipativo. K se supone igual para todos los halos. De este modo

$$\bar{\rho}_s = K^3 \Delta_{\text{vir}}(a_{\text{exp}}) \rho_{\text{crit}}(a_{\text{exp}}) \left(\frac{a_{\text{exp}}}{a_c} \right)^3, \quad (3.25)$$

En esta expresión, Δ_{vir} es la sobredensidad virial dada por el modelo de colapso

esférico (ver p. 34), y no $\Delta = 200$; en consecuencia, B01 utilizan una definición diferente para la masa virial. Usando (2.2) con (3.24) y (3.25) se obtiene la siguiente expresión sencilla para c_{vir} ,

$$c_{\text{vir}}(\mu, a_{\text{exp}}) = K \frac{a_{\text{exp}}}{a_c}, \quad (3.26)$$

donde $\mu \equiv M_{\text{halo}}(a_{\text{exp}})/M_*(a_{\text{exp}})$. El modelo queda completamente determinado por las ecuaciones (3.22) y (3.26), una vez dados los parámetros F y K . En este trabajo usamos los valores $F = 0,001$ y $K = 2,9$ dados en Wechsler et al. (2006).

A partir del código provisto por J. Bullock² se escribió un nuevo programa de postprocesado, que para cada salida de la simulación lee los datos de cada halo FOF identificado y calcula la concentración correspondiente teniendo en cuenta el modelo cosmológico, el redshift y las propiedades del halo. Un punto importante a tener en cuenta es que, dado que B01 usan un criterio diferente al nuestro para definir la masa virial, su c_{vir} no es igual a la concentración c que empleamos. La conversión entre ambos depende del redshift; en un modelo Λ CDM, $c \simeq c_{\text{vir}}$ para $z > 2$ y $c \simeq c_{\text{vir}}/1,25$ a $z = 0$. El valor de Δ_{vir} puede encontrarse utilizando el siguiente ajuste, válido para modelos cosmológicos planos:

$$\Delta_{\text{vir}} = 18\pi^2 + 82\omega - 39\omega^2 \quad (3.27)$$

(Bryan & Norman 1998), en donde $\omega \equiv \Omega(z) - 1$. A partir de considerar un perfil NFW para el halo, si llamamos r_{halo} al radio virial correspondiente a la definición usada por B01 y definimos $\mathfrak{p} \equiv \rho_{\text{crit}}/3\overline{\rho}_s$ podemos obtener

$$\mathfrak{p}\Delta_{\text{vir}} c_{\text{vir}}^3 - \ln(1 + c_{\text{vir}}) - (1 + c_{\text{vir}})^{-1} + 1 = 0. \quad (3.28)$$

Con el valor de c_{vir} obtenido del método de B01, se determina $\mathfrak{p}$ a partir de esta relación, que por otra parte debe cumplirse también para la definición basada en $\Delta = 200$ usada en este trabajo. Entonces, c sale de hallar la raíz de (3.28) usando $\mathfrak{p}$ y $\Delta = 200$ en lugar de Δ_{vir} . La Figura 3.4 muestra los resultados obtenidos para todos los halos FOF en las simulaciones consideradas en este trabajo. Nótese cómo

²Disponible en <http://www.physics.uci.edu/~bullock/CVIR/>.

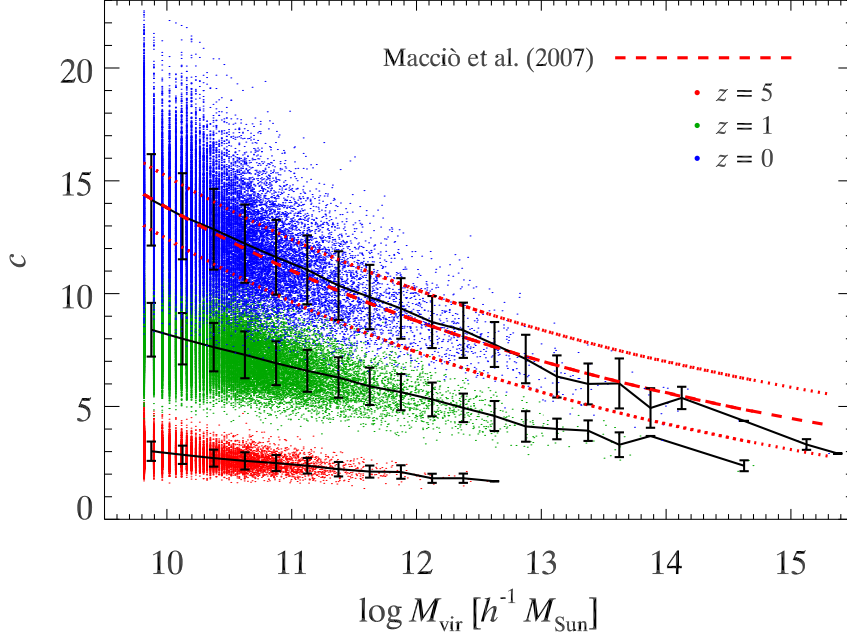


Figura 3.4: Valores del parámetro de concentración c de los halos FOF de todas las simulaciones consideradas, como función de la masa virial. Se muestran los resultados obtenidos para $z = 5$ (puntos rojos), $z = 1$ (verde) y $z = 0$ (azul). Las líneas negras con barras de error indican la media para cada distribución y la dispersión 1σ correspondiente. A modo de comparación, para $z = 0$ se muestra la relación entre c y M_{vir} obtenida por Macciò et al. (2007) y su dispersión 1σ (líneas rojas de rayas y puntos).

la media y dispersión de la relación entre masa y concentración dependen del redshift. Los resultados obtenidos están en excelente acuerdo con las relaciones determinadas por otros autores, por ejemplo Macciò et al. (2007).

3.4. Propiedades de las galaxias simuladas

La nueva estimación del tamaño de los discos galácticos descrita en este capítulo afecta a los resultados de los procesos de formación estelar e inestabilidad de disco implementados en SAG, dado que las respectivas prescripciones involucran esta cantidad. Esto obliga a recalibrar los parámetros libres de SAG, respecto a los publicados en LCP08, para mantener un buen ajuste a propiedades

Parámetro	Valor
f_b	0,13
α_0	0,1
n_{SF}	2
η_{CC}	$6,3 \times 10^{-3} M_{\odot}^{-1}$
E_{CC}	$1,2 \times 10^{51} \text{ erg s}^{-1}$
ϵ	0,1
f_{eject}	0,5
f_{burst}	0,6
$\varepsilon_{\text{disc}}$	0,85
f_{BH}	0,04
κ_{AGN}	$0,001 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$
η_{BH}	0,1

Tabla 3.1: Valores de los principales parámetros del modelo SAG usados en el presente trabajo. En particular, $\varepsilon_{\text{disc}}$, κ_{AGN} y f_{BH} difieren de los valores adoptados por LCP08.

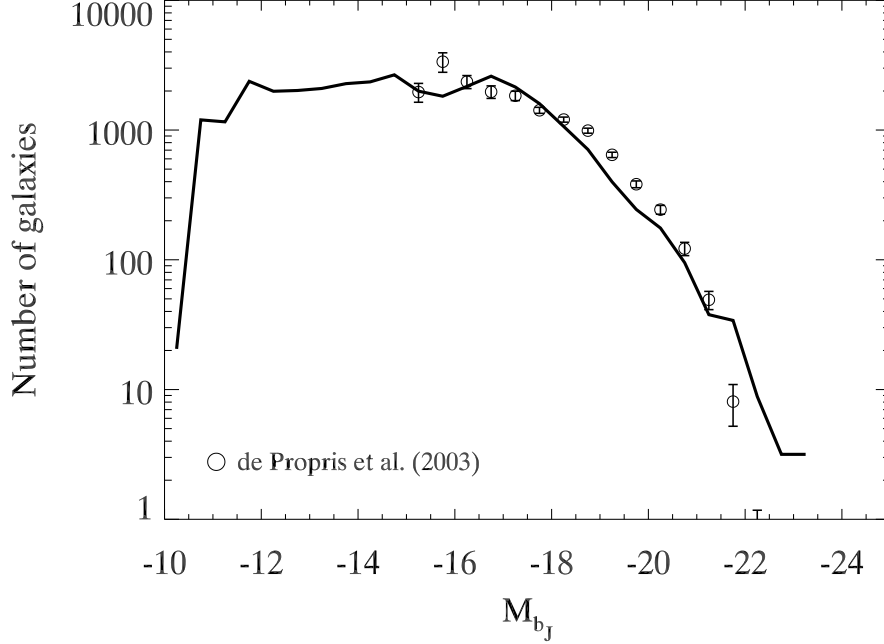


Figura 3.5: Función de luminosidad en banda b_J para los cúmulos simulados, comparada con los datos observacionales de De Propris et al. (2003) (círculos con barras de error) obtenidos para un conjunto de 60 cúmulos a $z \simeq 0$.

observadas tales como las funciones de luminosidad para cúmulos en banda b_J y K , y la relación entre masa del BH central y la del bulbo, entre otras. Los valores de los parámetros usados en todas las simulaciones del presente trabajo se muestran en la Tabla 3.1. En particular, tres parámetros cambian respecto a los utilizados por LCP08: κ_{AGN} y f_{BH} , que controlan la tasa de acreción de gas al BH central, se incrementan de $2,5 \times 10^{-4}$ a $10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ y de 0,015 a 0,04, respectivamente, y el límite para la inestabilidad de disco $\varepsilon_{\text{disc}}$ decrece de 1,1 a 0,85.

La Figura 3.5 muestra la función de luminosidad (*luminosity function*, LF) compuesta obtenida con SAG para todos los cúmulos de las simulaciones consideradas, comparada con los datos observacionales del 2dFGRS (De Propris et al. 2003). Para obtener la LF compuesta se utilizó el método de Colless (1989): a partir de la LF individual de cada cúmulo, la LF compuesta se obtiene según

$$N_{cj} = \frac{N_{c0}}{m_j} \sum_i \frac{N_{ij}}{N_{i0}}, \quad (3.29)$$

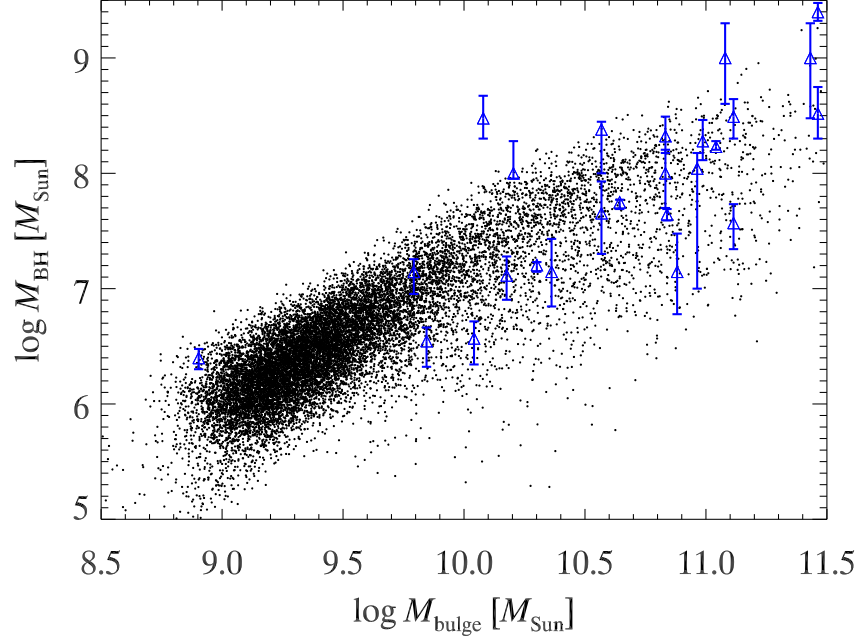


Figura 3.6: Relación entre la masa del bulbo y la masa del BH central para todas las galaxias de las simulaciones. Los símbolos con barras de error muestran los resultados observacionales de Häring & Rix (2004).

donde N_{cj} es el número de galaxias en el j -ésimo intervalo de la LF compuesta, N_{ij} es el número en el j -ésimo intervalo de la LF del i -ésimo cúmulo, N_{i0} es la normalización de la LF del i -ésimo cúmulo (en nuestro caso, es el número de galaxias pertenecientes al halo FOF correspondiente, cuya magnitud absoluta sea $M_{bJ} < -19$), m_j es el número de cúmulos que contribuyen al j -ésimo intervalo, y

$$N_{c0} = \sum_i N_{i0}. \quad (3.30)$$

Para el modelo SAG estándar, con los parámetros detallados en la Tabla 3.1, se obtiene una LF compuesta en muy buen acuerdo con la observada.

La relación entre la masa del bulbo y la masa del BH central obtenida para todas las galaxias en las simulaciones se muestra en la Figura 3.6, comparada con las observaciones de Häring & Rix (2004). La recalibración de los parámetros $\varepsilon_{\text{disc}}$, κ_{AGN} y f_{BH} permite lograr un buen acuerdo entre nuestros resultados y la

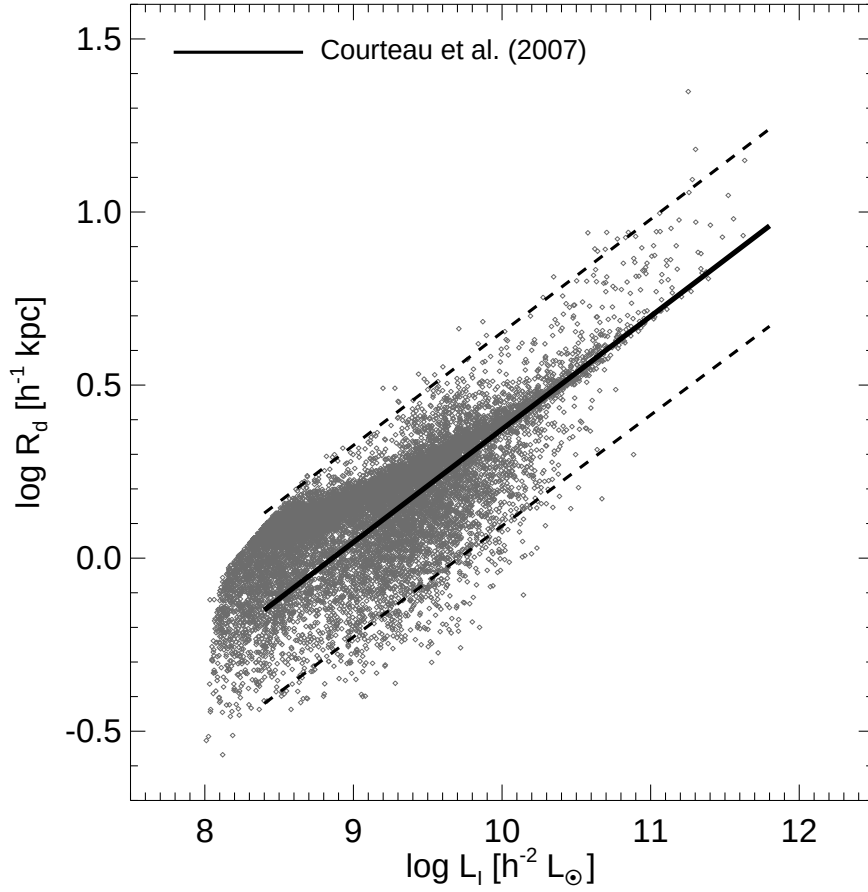


Figura 3.7: Relación entre el radio de escala R_d y la luminosidad en banda I para galaxias de disco, obtenida con la nueva implementación del cálculo de tamaños de discos en SAG. Seleccionamos galaxias con $M_{\text{baryon}} \geq 10^8 h^{-1} M_{\odot}$, $M_{\text{bulge}}/M_{\text{stellar}} \leq 0,95$ y brillo superficial central $\mu_0(B) < 22 \text{ mag arcsec}^{-2}$. Para construir este gráfico, consideramos todas las galaxias en la simulación g1, incluyendo tanto halos de tamaño de cúmulos como sistemas más pequeños. La línea sólida y las de rayas muestran la relación media y su dispersión 2σ tomada de Courteau et al. (2007).

distribución observada. Aún cuando los BH y los bulbos crecen a través de los mismos procesos, una buena correlación no puede asegurarse sin un ajuste fino de estos parámetros, ya que el crecimiento de los BH no depende solamente de la cantidad de gas frío disponible sino también de la propia masa del BH y de la velocidad virial del halo.

Respecto a los tamaños de discos galácticos, el principal observable es la relación entre el radio de escala y la luminosidad (e.g. Courteau et al. 2007). El procedimiento descrito en el presente capítulo genera una distribución de tamaños de discos galácticos que está en buen acuerdo con las observaciones. La Figura 3.7 muestra la relación entre el R_d obtenido para galaxias de disco y la luminosidad en banda I , comparada con los datos observacionales de Courteau et al. (2007). El gráfico incluye a todas las galaxias con $M_{\text{baryon}} \geq 10^8 h^{-1} M_{\odot}$ dentro de la caja de la simulación g1, comprendiendo no sólo halos de tamaño de cúmulos sino también sistemas más pequeños. Seleccionamos como galaxias de disco aquellas con brillo superficial central $\mu_0(B) < 22 \text{ mag arcsec}^{-2}$ para excluir sistemas de bajo brillo superficial (*low surface brightness*, LSB; ver Impey, Burkholder, & Sprayberry 2001), que no están considerados en la muestra de Courteau et al., y con $r_{\text{thresh}} \equiv M_{\text{bulge}}/M_{\text{stellar}} \leq 0,95$, siguiendo el criterio empleado en LCP08 para separar galaxias de disco de galaxias dominadas por bulbo. Variar r_{thresh} entre 0,5 y 0,95 no resulta en un cambio significativo en la distribución de tipos morfológicos con la masa estelar de las galaxias.

El acuerdo entre el modelo y las observaciones es muy bueno tanto en términos de la pendiente como de la dispersión de la relación. Para una luminosidad fija, las galaxias con mayores valores de λ (esto es, con mayor momento angular) tienen discos de mayor tamaño. Una vez que se corrigen los valores artificialmente grandes de λ con el método descrito en la Sección 3.2, muy pocas galaxias (menos del 5 por ciento del total) caen en la región por encima de la línea superior de rayas en la Figura 3.7, y en la gran mayoría de los casos se trata de sistemas LSB. No se encuentran galaxias de disco en la región por debajo de la línea de rayas inferior (y por debajo de la media para $L_I > 10^{11} h^{-2} L_{\odot}$) porque dichos discos se vuelven inestables, según el criterio (2.18).

Capítulo 4

Nuevo modelo para RPS

En este capítulo se presenta nuestro nuevo modelo para el cálculo del efecto de RPS sobre las galaxias. La principal diferencia entre nuestra implementación de RPS en un modelo semianalítico y trabajos previos (Okamoto & Nagashima 2003; Lanzoni et al. 2005; Brüggen & De Lucia 2008) es que, en lugar de usar perfiles analíticos para describir la densidad del ICM y/o emplear la hipótesis de equilibrio hidrostático para el mismo, se derivan las propiedades cinemáticas y termodinámicas del ICM de la simulación hidrodinámica subyacente. La ventaja de proceder de esta forma es que las propiedades del ICM resultantes son consistentes con la simulación subyacente, sin necesidad de recurrir a hipótesis adicionales que introducen más parámetros libres en el modelo. Además, este método tiene en cuenta automáticamente la dinámica del ICM, la cual puede jugar un papel importante en la evolución de los cúmulos (e.g. Sunyaev et al. 2003; Schekochihin & Cowley 2006; Brunetti & Lazarian 2007; Rebusco et al. 2008).

En primer lugar se describe nuestra estrategia para determinar las propiedades del ICM en las simulaciones, y luego el método empleado para calcular la masa de gas removida de las galaxias por acción de RPS (Tecce et al. 2010), a partir de evaluar la condición de GG72 (3.1)

$$\rho_{\text{ICM}} v^2 \geq 2\pi G \Sigma_{\text{disc}}(R) \Sigma_{\text{cold}}(R).$$

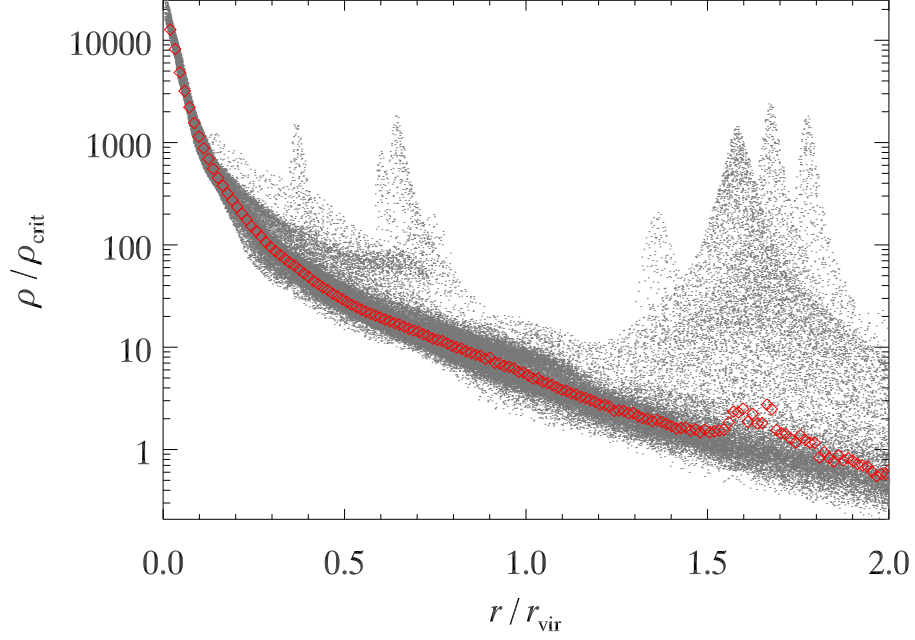


Figura 4.1: Perfil de densidad de las partículas SPH a $z = 0$ para el cúmulo g914a. Los símbolos rojos indican la densidad mediana. Nótese la importante subestructura presente a $r/r_{\text{vir}} \simeq 0,5$ y $1,5$; sin embargo, la densidad mediana sigue un perfil suave.

4.1. Determinación de las propiedades del ICM

El método para determinar las propiedades del ICM que rodea a las galaxias satélites en todos los halos FOF es el siguiente. Para cada galaxia satélite, se buscan todas las partículas de gas que se encuentren dentro de una esfera de radio r_{ngb} centrada en cada galaxia. La búsqueda se lleva a cabo utilizando un algoritmo de árbol, que ordena las partículas de gas en grupos jerárquicos según su distancia al punto inicial (Barnes & Hut 1986; Jernigan & Porter 1989). Es deseable que el radio de búsqueda r_{ngb} se relacione con el tamaño de la galaxia en cuestión; por ello, elegimos tomar $r_{\text{ngb}} \propto r_{\text{vir,sub}}$, donde $r_{\text{vir,sub}}$ es el radio virial del subhalo de DM que aloja a la galaxia satélite si ésta es de tipo 1. Para galaxias de tipo 2, el valor de $r_{\text{vir,sub}}$ es el correspondiente al último instante en que la galaxia fue identificada ya sea como de tipo 0 o de tipo 1. Una cuestión que debe evitarse es calcular una densidad local usando un número muy pequeño de partículas. Si se

encuentran menos de 32 partículas de gas dentro de r_{ngb} , entonces la búsqueda se amplía hasta encontrar las 32 partículas más cercanas.

En un halo FOF típico, alrededor de un 10 por ciento de la masa total se encuentra en forma de subestructura. Esto se ve reflejado también en la distribución de densidad de las partículas de gas, que se muestra a modo de ejemplo en la Figura 4.1 para el cúmulo g914a, a $z = 0$. En dicha figura se aprecia claramente la presencia de subestructura en las partículas de gas. Sin embargo, como la cantidad de partículas en subestructura es una fracción relativamente baja del total de partículas en el halo, la densidad mediana (símbolos rojos) tiene un comportamiento mucho más suave.

Como consecuencia de este hecho, algunas de las partículas de gas seleccionadas mediante el procedimiento antes descrito pueden estar gravitatoriamente ligadas a un subhalo de DM. En tal caso se sobreestimarían las densidades, y la velocidad de la galaxia relativa a la velocidad media del ICM sería artificialmente $v \sim 0$. Por lo tanto es necesario descartar dichas partículas, ya que estamos interesados en estimar las propiedades del medio ambiente del halo, que es el responsable del RPS. Para ello, una vez que se han encontrado todas las partículas de gas vecinas, las de mayor densidad se filtran mediante el siguiente proceso iterativo. Se determina la densidad mediana ρ_m de las partículas de gas seleccionadas, se descartan todas las partículas que tengan $\rho > f_{\text{rm}}\rho_m$ y se repite el proceso hasta que la densidad mediana converge. Encontramos que eligiendo $r_{\text{ngb}} = 2,5r_{\text{vir,sub}}$ y $f_{\text{rm}} = 2$ se recupera una distribución de densidad del ICM de perfil suave, removiendo subestructura en el gas sin afectar significativamente al perfil de densidad medio. El paso final es determinar la velocidad v de la galaxia relativa al movimiento medio de las partículas de gas que quedan luego del proceso de filtrado.

Calculando las propiedades del ICM de esta forma, obtenemos un método autoconsistente que no introduce ningún parámetro libre adicional en el modelo, y que no necesita suponer que el gas del ICM está en equilibrio hidrostático. De hecho, automáticamente toma en cuenta cualquier variación local de la densidad y/o del campo de velocidades debida a la dinámica del gas. El método no es demasiado sensible a los valores elegidos para f_{rm} y r_{ngb} ; r_{ngb} es un compromiso entre la necesidad de considerar un radio lo suficientemente grande como para obtener un buen muestreo del entorno local, pero no tan grande que la búsqueda abarque una

porción demasiado amplia del volumen del cúmulo, produciendo un suavizado excesivo del campo de densidad e incrementando significativamente el tiempo de cómputo. Con $f_{\text{rm}} > 3$ el método se vuelve inefectivo para remover subestructura, y eligiendo $f_{\text{rm}} \leq 1$ el método subestima la densidad mediana del ICM cuando se lo compara con las observaciones.

Los perfiles de densidad que obtenemos de este procedimiento, para el caso de los halos de tamaño de cúmulos, están en excelente acuerdo con aquellos determinados a partir de observaciones en rayos X de cúmulos de galaxias a $z \simeq 0$ (e.g. Schindler et al. 1999; Vikhlinin et al. 2006). Esto puede verse en la Figura 4.2, en donde comparamos los perfiles medios de densidad del ICM obtenidos para los cúmulos simulados con los perfiles determinados por Vikhlinin et al. (2006) para un conjunto de cúmulos dinámicamente relajados en el Universo cercano, cuyas masas cubren un rango que abarca las de los cúmulos simulados utilizados en el presente trabajo.

4.2. Cálculo de RPS en el modelo semianalítico

Con las propiedades relevantes del ICM estimadas como se describió en la sección anterior, más las estimaciones de los tamaños de los discos galácticos descripta en el Capítulo 3, tenemos la información necesaria para poder construir nuestro modelo de RPS. La pérdida de masa debida a RPS para cada galaxia satélite se calcula analíticamente de la siguiente forma. Si consideramos que las estrellas y el gas frío se encuentran distribuidos en discos exponenciales de la forma (2.17), introduciendo dichas expresiones en la condición de GG72 (3.1) puede hallarse que RPS removerá todo el gas frío del disco galáctico que esté más allá de un *radio de truncamiento (stripping radius)* R_{str} dado por

$$R_{\text{str}} = -0,5R_d \ln \left[\frac{\rho_{\text{ICM}} v^2}{2\pi G \Sigma_{0,\text{disc}} \Sigma_{0,\text{cold}}} \right]. \quad (4.1)$$

Aquí $\Sigma_{0,\text{cold}}$ y $\Sigma_{0,\text{disc}}$ son las densidades superficiales centrales del disco de gas frío y del disco galáctico (estrellas más gas), respectivamente. Por simplicidad consideramos que ambos componentes del disco tienen la misma longitud de escala. Para evitar valores extremadamente grandes de R_{str} , que pueden causar divergen-

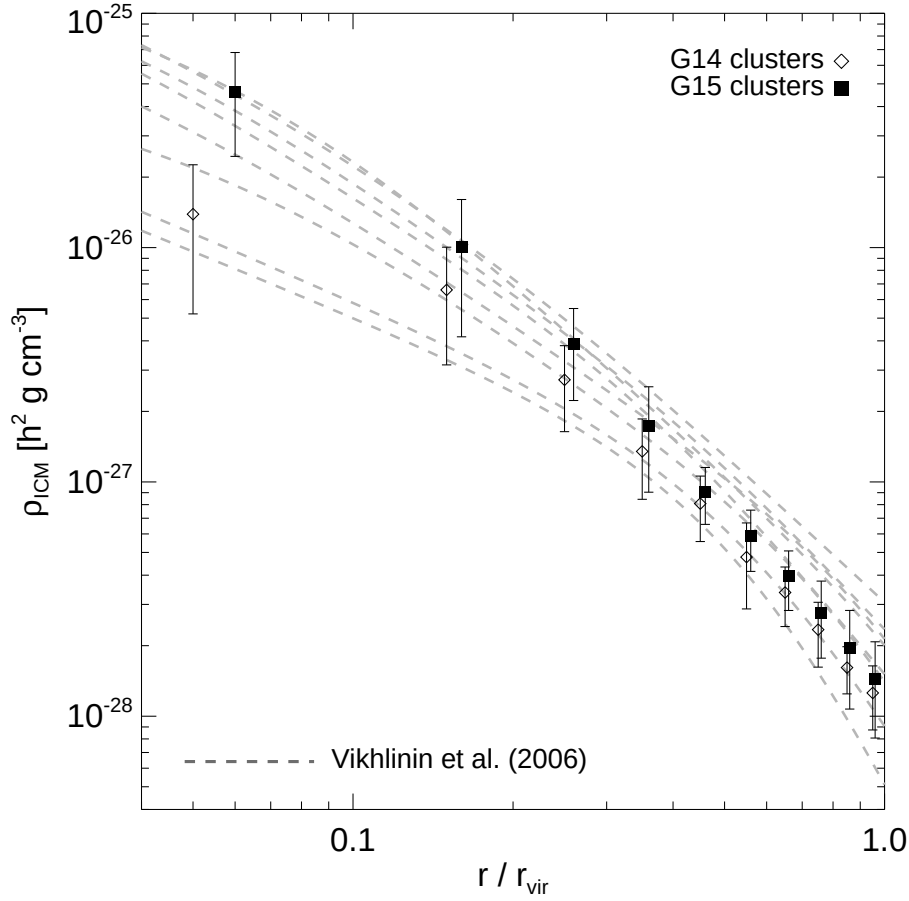


Figura 4.2: Perfiles de densidad media del ICM a $z = 0$ en los cúmulos simulados. Los rombos y cuadrados muestran los valores para los cúmulos centrales de masa $M_{\text{vir}} \simeq 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$ (g1542a, g3344a, g6212a, g676a y g914a) y para los cúmulos con $M_{\text{vir}} \simeq 10^{15} h^{-1} M_{\odot}$ (g51a, g1a y g8a), respectivamente. Los puntos correspondientes a los cúmulos más masivos han sido desplazados a la derecha para mayor claridad. Las líneas de rayas muestran los perfiles medios de densidad determinados por Vikhlinin et al. (2006) para una muestra de cúmulos dinámicamente relajados en el Universo cercano.

cias en los cálculos, ignoramos el efecto de RPS si $R_{\text{str}}/R_d \geq 20$; en tales casos, la fracción de gas removido es despreciable.

Nuestro cálculo de la pérdida de masa se basa en el propuesto por Lanzoni et al. (2005). El estudio previo de Okamoto & Nagashima (2003) utiliza una estimación mucho más cruda de RPS: para cada galaxia calculan una fuerza restauradora media, y si la RP excede este valor se remueve todo el gas frío. En caso contrario, no se pierde nada de gas. Nosotros consideramos al enfoque de Lanzoni et al. (2005) como una mejor representación de la remoción continua de gas causada por RPS.

Una diferencia entre nuestro trabajo y el de Lanzoni et al. (2005) es que ellos incluyen un factor $\cos^2 i$ en el lado izquierdo de (3.1) para tener en cuenta la inclinación del disco, donde i es el ángulo entre la normal al plano del disco y la dirección de movimiento de la galaxia a través del ICM. Hemos elegido ignorar dicho factor, ya que los estudios basados en simulaciones hidrodinámicas muestran acuerdo en que la inclinación de la galaxia no tiene una influencia significativa sobre la cantidad de gas removido (ver Roediger 2009, y las referencias allí mencionadas). Valores intensos de RP que remueven el gas de una galaxia de frente también lo remueven de una que se mueva de canto, aunque en una escala de tiempo levemente más larga. También elegimos ignorar la posibilidad de tener formación estelar incrementada como consecuencia de la compresión del gas molecular de la galaxia por efecto de la RP ambiente, dado que la evidencia observacional es contradictoria (Koopmann, Haynes, & Catinella 2006; Koopmann & Kenney 2006; Abramson & Kenney 2009), y los trabajos teóricos (Fujita & Nagashima 1999; Bekki & Couch 2003; Kronberger et al. 2008; Kapferer et al. 2009) necesitan confirmación adicional debido a la compleja y aún no bien comprendida naturaleza del proceso de formación estelar.

Como se mencionó en la Sección 2.3.2, en SAG se sigue la evolución de la población de galaxias resolviendo ecuaciones diferenciales que describen a los procesos físicos involucrados (enfriamiento radiativo del gas, formación estelar, feedback etc.) en pequeños pasos de tiempo de tamaño $\Delta T/N_{\text{steps}}$, donde ΔT es el intervalo temporal entre salidas de la simulación de cúmulos subyacente; nosotros adoptamos $N_{\text{steps}} = 50$. Dado que las propiedades hidrodinámicas del ICM y las posiciones de las galaxias están dadas por la simulación subyacente, el efecto

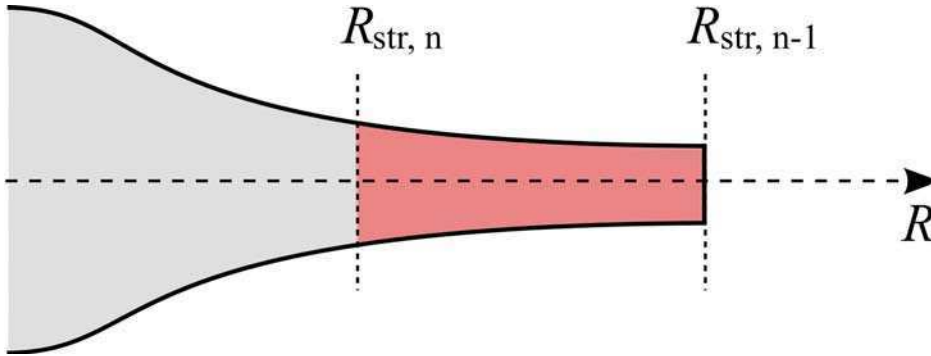


Figura 4.3: Masa de gas removida por acción de RPS. Inicialmente, el gas frío de la galaxia se encuentra distribuido en forma de disco exponencial. Luego de ocurrido un evento de stripping en el paso $n - 1$, el disco de gas mantiene un perfil exponencial con el mismo radio de escala pero truncado abruptamente en $R_{\text{str}, n-1}$. Si en el paso siguiente la galaxia ingresa en una región tal que la RP es mayor que en el paso anterior y, en consecuencia, $R_{\text{str}, n} < R_{\text{str}, n-1}$, entonces la masa de gas removida por acción de RPS será la contenida entre esos dos radios. En cambio, si la RP ambiente es menor en el paso n , $R_{\text{str}, n} \geq R_{\text{str}, n-1}$ y la galaxia no pierde gas en dicho paso.

de RPS se estima para cada galaxia sólo una vez por cada salida, considerando un único evento instantáneo de *stripping* y suponiendo que el perfil del disco exponencial permanece inalterado para $R < R_{\text{str}}$. La masa de gas removida por RPS se transfiere a la componente de gas caliente de la galaxia central del halo FOF, con lo que queda disponible para ser acretada por la galaxia central del halo en intervalos de tiempo subsiguientes.

El efecto de RPS va removiendo el disco de gas desde afuera hacia adentro. Luego del primer evento de *stripping*, se considera que el gas remanente (si algo queda) forma un disco exponencial con la misma longitud de escala que antes de ocurrido el *stripping*, pero abruptamente truncado en R_{str} . Si en un paso subsiguiente la galaxia experimenta una RP más alta, $R_{\text{str}, n}$ será más pequeño y la masa de gas perdida por RPS será aquella ubicada entre $R_{\text{str}, n}$ y $R_{\text{str}, n-1}$, donde n y $n - 1$ indican los pasos de tiempo actual y previo de la simulación, respectivamente (Figura 4.3). La justificación para esto es que, dado que en nuestro modelo de estrangulación las galaxias satélites no reciben gas frío por enfriamiento radiativo, sus discos de gas no pueden ser reconstruidos. Además, es poco probable que el gas remanente gane sistemáticamente momento angular como para regenerar un disco exponencial completo en una escala de tiempo suficientemente corta com-

parada con el tiempo típico en que actúa RPS. Ninguna de las implementaciones de RPS en trabajos previos menciona haber tenido en cuenta este detalle.

Consideremos a continuación el caso $R_{\text{str},n} < R_{\text{str},n-1}$. Sea $M_{\text{cold},n}$ la masa total de gas frío presente en la galaxia en el paso actual n , pero antes de que actúe RPS. El perfil de masa de gas está dado por la expresión (3.8). Definiendo

$$f_s(R) \equiv \left(1 + \frac{R}{R_d}\right) \exp(-R/R_d), \quad (4.2)$$

la masa de gas frío $M_{\text{cold},n}$ debe ser igual a

$$M_{\text{cold},n} = 2\pi\Sigma_{0,\text{cold}}R_d^2 [1 - f_s(R_{\text{str},n-1})]. \quad (4.3)$$

Nótese que esto implica, imponiendo la condición de que integrar el perfil de densidad superficial exponencial entre $R = 0$ y $R_{\text{str},n-1}$ debe dar la masa total de gas de la galaxia, que la densidad central para el gas frío es

$$\Sigma_{0,\text{cold}} = \frac{M_{\text{cold},n}}{2\pi R_d^2} [1 - f_s(R_{\text{str},n-1})]^{-1}. \quad (4.4)$$

Para una galaxia que nunca sufrió un evento de *stripping*, $R_{\text{str},n-1} \rightarrow \infty$ y en consecuencia $f_s \rightarrow 0$, con lo cual se recupera la expresión (3.6) para la densidad superficial central. En la práctica, si una galaxia aún no ha sufrido la acción de RPS lo indicamos haciendo $R_{\text{str}} < 0$, de manera de identificarlas fácilmente.

La masa de gas frío removida por RPS en el paso n es

$$M_{\text{RP}} = 2\pi\Sigma_{0,\text{cold}}R_d^2 \left\{ [1 - f_s(R_{\text{str},n-1})] - [1 - f_s(R_{\text{str},n})] \right\}. \quad (4.5)$$

La suposición implícita es que tanto R_d como $\Sigma_{0,\text{cold}}$ permanecen fijos durante la remoción del gas. Usando (4.4) en la expresión anterior, se llega finalmente a

$$M_{\text{RP}} = M_{\text{cold},n} \frac{f_s(R_{\text{str},n}) - f_s(R_{\text{str},n-1})}{1 - f_s(R_{\text{str},n-1})}. \quad (4.6)$$

Por otra parte, si en el paso de tiempo n la galaxia experimenta una RP más baja que en el paso inmediatamente anterior, entonces $R_{\text{str},n}$ será mayor que el

radio en el cual se encuentra contenido el gas remanente, $R_{\text{str},n-1}$. En tal caso, fijamos $R_{\text{str},n} = R_{\text{str},n-1}$ y no hay pérdida de gas en dicho intervalo de tiempo.

Resumiendo, para hallar la masa de gas removida de una galaxia satélite por acción de RPS, primero se determina la RP ejercida por el ICM hallando la densidad local del ICM y la velocidad de la galaxia relativa al mismo. Las densidades superficiales de los componentes del disco de la galaxia se determinan a partir de su masa en estrellas y gas dadas por el modelo semianalítico, y el radio de escala se calcula con el procedimiento descrito en el Capítulo 3. Una vez determinado el radio de *stripping* a partir de (4.1), la expresión (4.6) da la masa de gas removido por RPS. Aquí queremos enfatizar que la RP se calcula para cada galaxia satélite, en toda la simulación. No restringimos el cálculo a las galaxias que residen dentro de los grupos más masivos, y tampoco activamos el cálculo a partir de un redshift predeterminado. RPS actúa sobre las galaxias toda vez que se satisfaga la condición (3.1).

Finalmente, es necesario aclarar que además de RPS es posible remover gas de la galaxia por *stripping turbulento*, causado por la generación de inestabilidades de Kelvin-Helmholtz y/o Rayleigh-Taylor en la interfaz entre el gas frío y el ICM. Sin embargo, no consideramos incluir dicha posibilidad dentro de nuestro modelo, ya que la escala temporal asociada con el crecimiento de tales inestabilidades es generalmente mucho más larga que la escala de tiempo para RPS, como muestra por ejemplo el trabajo de McCarthy et al. (2008) (ver también Font et al. 2008).

4.2.1. Posiciones y velocidades de las galaxias

En el trabajo previo de Lanzoni et al. (2005), las velocidades de las galaxias se generan mediante un método Monte Carlo, a partir de una distribución maxwelliana cuya dispersión se elige de manera tal que sea compatible con las dispersiones de velocidad observadas en cúmulos de galaxias. En nuestro trabajo preferimos adoptar un método que esté más directamente relacionado con la dinámica local de las partículas, ya que generando velocidades al azar estaríamos desvirtuando, en cierta forma, la ventaja que queremos lograr a partir de caracterizar al ICM usando las propiedades locales de las partículas de gas.

La asignación de posiciones y velocidades a galaxias satélites en modelos se-

mianalíticos es aún materia de debate (ver e.g. Hopkins et al. 2008) y de hecho algunos modelos (e.g. Lanzoni et al. 2005; Bower et al. 2006) sólo registran a qué halo de DM pertenece una galaxia. En los modelos semianalíticos basados en el esquema de subhalos (e.g. Springel et al. 2001; De Lucia et al. 2004; De Lucia & Blaizot 2007), la práctica es asignar a una galaxia satélite la posición y velocidad de la partícula de DM más ligada de su subhalo. En el caso de galaxias de tipo 2, se sigue la posición y velocidad de la partícula más ligada identificada en el instante en que la galaxia aún poseía un subhalo. La ventaja de este procedimiento es que se obtiene una distribución de posiciones y velocidades consistente con la de la materia en el halo FOF, y para el caso de galaxias tipo 1 se tiene automáticamente en cuenta el efecto de fricción dinámica. Por otra parte, para las galaxias tipo 2 se sigue una única partícula y entonces la fricción dinámica se ignora, por un problema de resolución numérica.

Para compensar esto último, en SAG las posiciones de las galaxias tipo 2 se calculan suponiendo que describen órbitas circulares dentro del halo, con una velocidad dada por la velocidad virial de su halo progenitor. Inicialmente ingresan al halo en una distancia igual a r_{vir} del centro, y van cayendo en una escala de tiempo dada por el tiempo de fricción dinámica (2.16) (ver Cora 2006). Con este método se tiene en cuenta la fricción dinámica para todas las galaxias satélites.

Sin embargo, la asignación de velocidades de Cora (2006) resulta en una marcada bimodalidad en las velocidades de los satélites, especialmente notoria en los cúmulos. Mientras que para las galaxias de tipo 1 y sus satélites las velocidades crecen hacia el pericentro, para las de tipo 2 que son satélites de la central se observa el comportamiento contrario, con velocidades tendiendo a cero hacia el centro. En las regiones interiores ($r < 0,5r_{\text{vir}}$) la diferencia entre las velocidades medias de ambos tipos de galaxias llega a ser de dos a tres órdenes de magnitud. Esto se debe a que las galaxias cercanas al centro son las que llevan más tiempo dentro del cúmulo, y se originaron típicamente en halos menores (i.e. con menor V_{vir}) debido al crecimiento jerárquico de la estructura. En consecuencia, las velocidades de las galaxias satélites son función del tiempo en el que cayeron dentro del halo FOF, en lugar de estar relacionadas con la dinámica del mismo. En el caso de Cora (2006) o LCP08 esto no representaba un problema, ya que las velocidades orbitales de los satélites no eran necesarias para ninguno de los cálculos. En

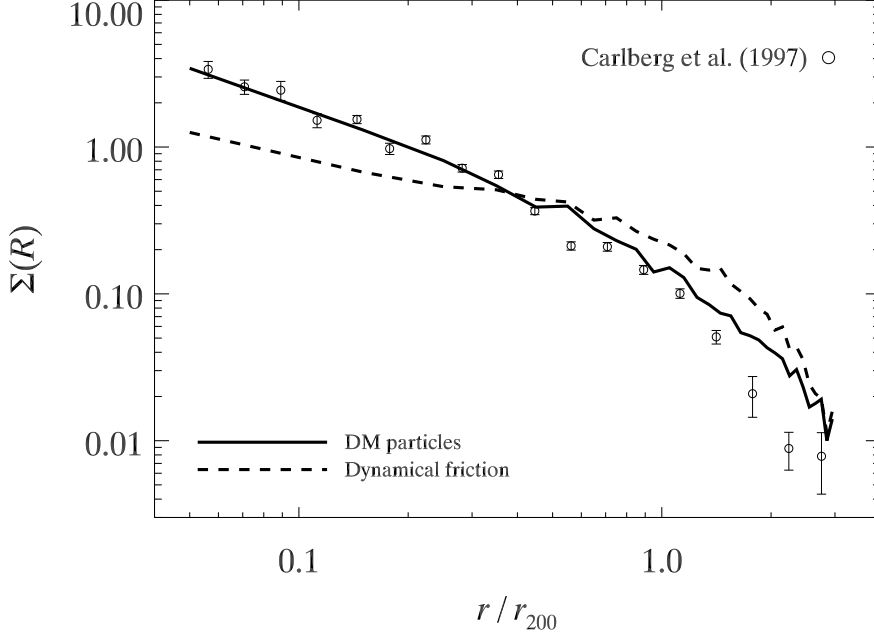


Figura 4.4: Perfil de densidad superficial proyectada (en número) para galaxias con $M_V < -17$ a $z = 0,5$ en cúmulos con $M_{\text{vir}} \geq 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$, para el cálculo de fricción dinámica utilizado en LCP08 (línea de rayas) y el modelo usado en el presente trabajo, que sigue las posiciones y velocidades de las partículas de DM más ligadas de los subhalos (línea continua). Los puntos con barras de error muestran el perfil de densidad observado para los cúmulos del catálogo CNOC (Carlberg et al. 1997).

el caso del presente trabajo, dichas velocidades son fundamentales para el cálculo de RP.

Por otra parte, es muy posible que la aproximación de considerar órbitas circulares para las galaxias satélites no sea una buena representación (Hopkins et al. 2008). La Figura 4.4 muestra el perfil de densidad proyectada (en número) de galaxias para todos los cúmulos simulados con masa virial $\geq 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$, en la versión de SAG de Cora (2006) y LCP08 (línea de rayas) y con la modificación realizada en este trabajo para seguir las posiciones y velocidades de las partículas de DM (línea continua). La densidad se calcula para cada cúmulo simulando el procedimiento observacional. Se consideran tres líneas de visión perpendiculares entre sí, que pasan por la galaxia central del cúmulo, se proyectan las distancias cumulo-céntricas de las galaxias con magnitud $M_V < -17$ en el plano perpendi-

cular a cada línea visual, y se cuenta el número de galaxias contenidas en anillos concéntricos. El valor final se obtiene promediando los resultados para las distintas líneas visuales. Los resultados de los modelos para $z = 0,5$ se comparan con las observaciones de Carlberg, Yee, & Ellingson (1997) para los cúmulos del catálogo CNOC a $0,3 < z < 0,6$. Los resultados de las simulaciones se normalizaron al mismo número de galaxias dentro de r_{vir} que las observaciones. La figura muestra que utilizando las partículas más ligadas de DM como trazadoras de la posición de las galaxias se obtiene una buena reproducción del perfil de densidad observado, en acuerdo con los resultados de Gao et al. (2004). Por el contrario, el método que supone órbitas circulares que decaen lentamente por fricción dinámica produce un perfil diferente al observado. Esto se debe a que en este último método, por la suposición de órbitas circulares que decaen lentamente, las galaxias satélites tienden a acumularse en la zona próxima al radio virial.

En consecuencia, decidimos adoptar el método de trazar las órbitas de las galaxias satélites tipo 2 siguiendo la partícula más ligada de DM, ya que dicho método es consistente con la dinámica del halo en la simulación hidrodinámica subyacente, produce una distribución de galaxias dentro del halo en buen acuerdo con las observaciones, y ya fue utilizado en el contexto de estudios de RP por Brüggen & De Lucia (2008).

Capítulo 5

Distribuciones de RP y efecto sobre las propiedades de las galaxias

El procedimiento desarrollado en los capítulos anteriores nos permite construir un método autoconsistente para calcular el efecto de RPS en el marco de un modelo semianalítico de evolución de galaxias, el cual se combina con simulaciones hidrodinámicas no disipativas que proveen la evolución gravitatoria de la estructura y la termodinámica de los bariones en fase gaseosa. En la primera parte de este capítulo se discuten las distribuciones y perfiles radiales de RP que obtenemos para las galaxias satélites en cúmulos de galaxias con $M_{\text{vir}} \geq 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$, y cómo estas distribuciones evolucionan con el tiempo (Tecce et al. 2010).

Un punto interesante es evaluar cómo nuestro modelo de RP se compara con estudios previos que consideran perfiles de densidad analíticos para el ICM (Okamoto & Nagashima 2003; Lanzoni et al. 2005; Brüggen & De Lucia 2008, en adelante BDL08). Por lo tanto, comparamos los resultados de nuestra nueva implementación con los obtenidos a partir de un cálculo puramente analítico de RP, equivalente al usado previamente por otros autores, en el cual se considera que el gas del ICM se encuentra en equilibrio hidrostático dentro del cúmulo y que su densidad sigue un perfil tipo NFW, reescalado de acuerdo a la fracción bariónica adoptada en las simulaciones. Estos perfiles se calculan usando el parámetro de concentración determinado para el cúmulo en cada redshift, mediante el procedimiento descrito en la Sección 3.3. La RP se calcula multiplicando la densidad

dada por el perfil NFW por las velocidades de las galaxias. Si estas últimas no son determinadas usando las partículas de gas de las simulaciones, las alternativas son o derivarlas con un método Monte Carlo a partir de una distribución de velocidades supuesta (Lanzoni et al. 2005) o tomar la velocidad del satélite dada por el modelo semianalítico en un sistema de referencia en reposo respecto a la galaxia central del cúmulo (BDL08). Si el ICM es realmente hidrostático, este último enfoque debería ser una buena aproximación, y es lo que empleamos aquí. En adelante nos referiremos a este procedimiento como el *método RP-A* (RP-Analítica), y a nuestra nueva implementación como *método RP-PG* (RP-Partículas de Gas).

5.1. Perfiles radiales y distribuciones de RP en cúmulos de galaxias

En esta Sección nos centraremos en el estudio de las distribuciones de RP en cúmulos de galaxias. Para ello, seleccionamos de las simulaciones hidrodinámicas utilizadas los ocho halos masivos centrales: cinco de ellos con $M_{\text{vir}} \simeq 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$ (g1542a, g3344a, g6212a, g676a y g914a en la Tabla 2.1, a los que de aquí en adelante llamaremos cúmulos G14) y tres cúmulos con $M_{\text{vir}} \simeq 10^{15} h^{-1} M_{\odot}$ (g51a, g1a y g8a en la Tabla 2.1, a los que llamaremos cúmulos G15). Cuando consideremos situaciones a $z > 0$, siempre nos estaremos refiriendo a las propiedades del progenitor más masivo de dichos cúmulos.

A modo de ejemplo, en la Figura 5.1 se grafican la dependencia con la distancia cumulocéntrica de la densidad del ICM, de la velocidad (al cuadrado) de los satélites relativa al ICM y de la RP para uno de los cúmulos G15 (el g51a) y para tres redshifts diferentes. En el resto de los cúmulos encontramos un comportamiento similar. Los valores de las medianas de estas distribuciones obtenidos con el método RP-PG se muestran con puntos, y las regiones sombreadas indican las regiones encerradas por los percentiles 5^{to} y 95^{to} de las distribuciones. Los gráficos incluyen todas las galaxias identificadas como miembros del halo FOF del cúmulo en el redshift correspondiente, y las propiedades del ICM se muestrean en las posiciones de las galaxias.

Los paneles superiores de la Figura 5.1 muestran los perfiles de densidad de

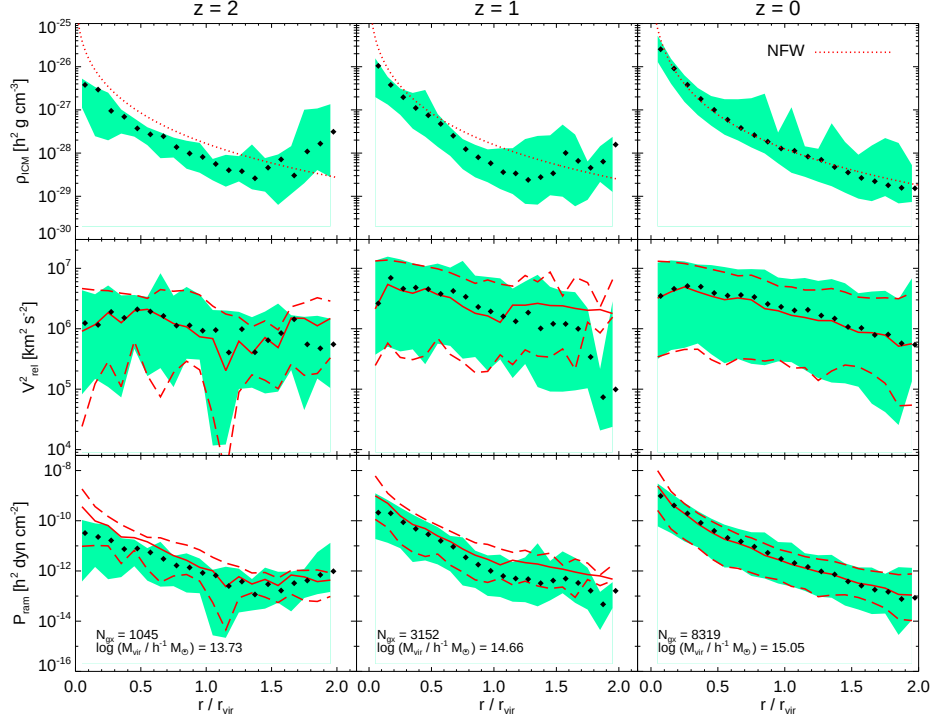


Figura 5.1: Valores de la densidad del ICM (arriba), velocidad de la galaxia relativa al ICM (centro) y RP (abajo) como función de la distancia al centro del cúmulo, tomadas en las posiciones actuales de todas las galaxias satélites identificadas como miembros del halo FOF correspondiente a uno de los cúmulos G15. Los resultados se muestran para tres redshifts diferentes: $z = 2$ (izquierda), $z = 1$ (centro) y $z = 0$ (derecha). Los rombos indican los valores de las medianas en intervalos de $0,1 r/r_{\text{vir}}$, y las regiones sombreadas señalan las regiones encerradas por el 5^{to} y el 95^{to} percentil en cada intervalo. La línea roja punteada en los paneles superiores es un perfil de densidad tipo NFW, con la concentración c del halo correspondiente a cada redshift. La línea roja continua en los paneles centrales indica la mediana de la distribución de velocidades de las galaxias en un sistema de referencia en reposo con respecto a la galaxia central del cúmulo, y las líneas de rayas encierran los valores entre el 5^{to} y el 95^{to} percentil en cada intervalo. En los paneles inferiores, la línea roja continua indica la RP obtenida multiplicando la densidad dada por el perfil NFW por la velocidad relativa a la galaxia central. Las líneas de rayas indican, nuevamente, los valores entre el 5^{to} y el 95^{to} percentil.

ICM obtenidos para el cúmulo g51a. A medida que la masa del cúmulo crece desde $\log(M_{\text{vir}}/h^{-1} M_{\odot}) \simeq 13,7$ hasta 15,1 entre $z = 2$ y $z = 0$, la mediana de la distribución de densidad en la región central del cúmulo ($r < 0,5r_{\text{vir}}$) se incrementa en un orden de magnitud. En el radio virial, el incremento entre $z = 1$ y $z = 0$ es más pequeño. El perfil de densidad es monótonicamente decreciente en la época presente a lo largo de cuatro órdenes de magnitud, en el rango $0 < r/r_{\text{vir}} < 2$. Estos resultados se comparan con los perfiles de densidad del ICM determinados para el método RP-A, mostrados con líneas rojas de puntos en los paneles superiores de la Figura 5.1. El acuerdo entre el perfil de densidad determinado con el método RP-PG y el perfil analítico NFW es excelente a $z = 0$; sin embargo, para $z \geq 1$ los perfiles de densidad NFW tienden a sobreestimar la densidad para $r < r_{\text{vir}}$, y a subestimarla para $r > 1,5r_{\text{vir}}$.

La mediana de la distribución de velocidad cuadrática relativa al ICM de las galaxias satélites se muestra en los paneles centrales de la Figura 5.1. La distribución de velocidades de las galaxias en el cúmulo ya está establecida en $z \simeq 1$, al menos para $r < 1,5r_{\text{vir}}$, como puede verse de la similitud entre los perfiles radiales correspondientes a $z = 1$ y $z = 0$. Hay una tendencia de velocidad mediana creciente a medida que el radio decrece, con una gran dispersión a todos los radios. En $z = 2$, el perfil de velocidad es más aplanado y las velocidades son más bajas que a $z \leq 1$.

En cualquier cúmulo considerado, la evolución de la RP experimentada por las galaxias satélites para $z \leq 1$ depende principalmente del crecimiento de la densidad de ICM a lo largo del tiempo, dado que el perfil de velocidad del cúmulo ya está establecido a partir de $z = 1$. Los paneles inferiores de la Figura 5.1 muestran que la RP se incrementa aproximadamente un orden de magnitud en el centro del cúmulo entre $z = 1$ y $z = 0$, consistente con el incremento en la densidad del ICM. Siguiendo la tendencia establecida por la densidad, la RP se mantiene aproximadamente en el mismo nivel para $1 < r/r_{\text{vir}} < 1,5$ entre $z = 2$ y $z = 1$, y se incrementa ligeramente entre $z = 1$ y $z = 0$. Para $r > 1,5r_{\text{vir}}$, la mediana de la distribución de RP parece decrecer entre $z = 2$ y $z = 1$, y se mantiene aproximadamente igual para $z \leq 1$. Esto sucede porque en dicha región la mediana de la densidad decrece con el tiempo, pero la mediana de la velocidad relativa se incrementa, con lo que se obtienen valores de RP similares.

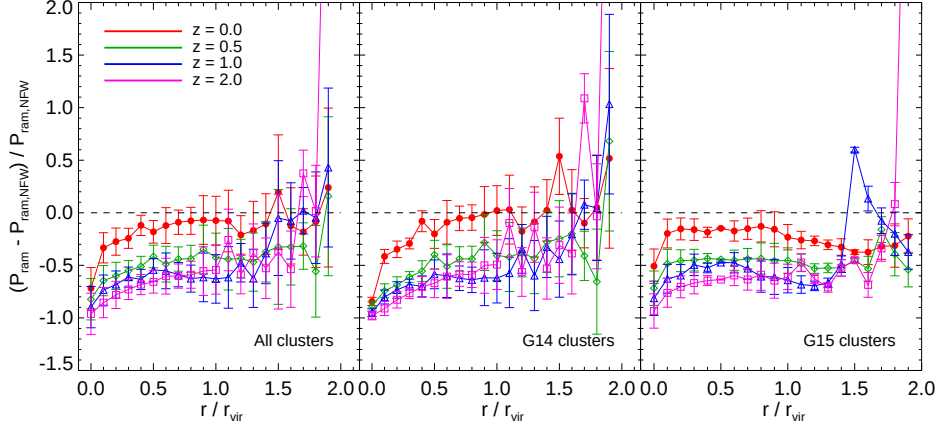


Figura 5.2: Diferencia promedio entre la RP determinada con el modelo RP-A y con el modelo RP-PG, normalizada al valor de la RP obtenida con RP-A. Se muestran resultados para $z = 2, 1, 0.5$ y 0 , y para todos los cúmulos simulados (izquierda), los G14 únicamente (centro) y los G15 únicamente (derecha).

Los resultados para la velocidad de las galaxias correspondientes al método RP-A se muestran con líneas rojas en los paneles centrales de la Figura 5.1. El acuerdo entre el método RP-A y el RP-PG es nuevamente excelente a $z = 0$, y también a $z = 1$ para $r \lesssim r_{\text{vir}}$, tanto para la mediana (línea continua) como para la dispersión (líneas de rayas). A $z = 1$, las velocidades en el sistema en reposo respecto a la galaxia central tienden a ser mayores que las velocidades obtenidas con el método RP-PG para $r > r_{\text{vir}}$.

La distribución de RP que resulta del modelo RP-A se muestra con líneas rojas en los paneles inferiores de la Figura 5.1. Como era de esperarse del muy buen acuerdo entre ambos métodos (RP-A y RP-PG) a $z = 0$, tanto para la densidad como para la velocidad relativa, los perfiles de RP correspondientes son muy similares en la época presente. Sin embargo, el acuerdo no es tan bueno para $z \geq 1$, donde las formas de los perfiles de RP son similares, pero en el modelo RP-A los valores medios y los niveles de los percentiles se desplazan hacia valores más grandes. De acuerdo con los resultados de nuestro enfoque numérico autoconsistente, el método RP-A parece sobreestimar la RP en la mayor parte del rango de distancias considerado.

Para cuantificar este último punto, en la Figura 5.2 se grafica la diferencia

promedio entre la RP determinada con el método RP-PG y con el método RP-A, normalizada al valor de RP obtenido con este último. Los resultados se muestran en diferentes colores para $z = 2, 1, 0.5$ y 0 . El panel de la izquierda muestra el resultado de promediar sobre todos los cúmulos simulados, y las barras de error corresponden a la dispersión 1σ entre los distintos cúmulos. En esta figura puede verse claramente que el método RP-A siempre sobreestima el valor de la RP para $r \lesssim 1.5r_{\text{vir}}$ (aunque a $z = 0$ y para $r \gtrsim 0.4r_{\text{vir}}$ podría decirse que ambos modelos están en acuerdo, teniendo en cuenta los errores). La diferencia entre los dos modelos se incrementa con el redshift; esta tendencia se ve claramente dentro de r_{vir} , pero la señal es más ruidosa para radios mayores (probablemente debido al menor número de galaxias del cúmulo en estas regiones). Estas tendencias persisten si consideramos los cúmulos G14 y G15 por separado (paneles central y derecho en la Figura 5.2, respectivamente), y por lo tanto no dependen de la masa del cúmulo.

La distribución de valores de RP experimentados por las galaxias satélites dentro de r_{vir} en nuestros cúmulos simulados se muestra en la Figura 5.3 para los cúmulos G14 (arriba) y G15 (abajo) a redshifts $z = 1$ (izquierda) y $z = 0$ (derecha). Se comparan los resultados obtenidos con el método RP-PG (histogramas con líneas negras) y con el método RP-A (líneas rojas de rayas). Todas estas distribuciones pueden ser bien ajustadas mediante funciones gaussianas, y los resultados de los ajustes obtenidos se muestran en la Tabla 5.1. El valor medio de RP obtenido tanto del método RP-PG como del RP-A son mayores para los cúmulos más masivos, una característica que está presente también a alto redshift. Mencionamos antes que, para un dado cúmulo, el incremento de RP para $z \lesssim 1$ se debe al aumento de la densidad del ICM, pero la diferencia entre los valores de RP para diferentes masas de cúmulos se debe a una combinación de mayor densidad y mayor velocidad relativa. En promedio, la densidad de ICM dentro de r_{vir} en los cúmulos G14 puede ser tan grande como un 75 por ciento de la densidad al mismo radio (normalizado al radio virial correspondiente) en los cúmulos G15. El resto de la diferencia se debe a la menor velocidad relativa de los satélites en los cúmulos más pequeños. Dentro de r_{vir} , la velocidad media en los cúmulos G14 es ~ 25 por ciento de la velocidad media en los cúmulos G15.

El rango de valores de RP que obtenemos a $z = 0$ para ambos modelos es similar al obtenido por BDL08, quienes calculan valores de RP para cúmulos de

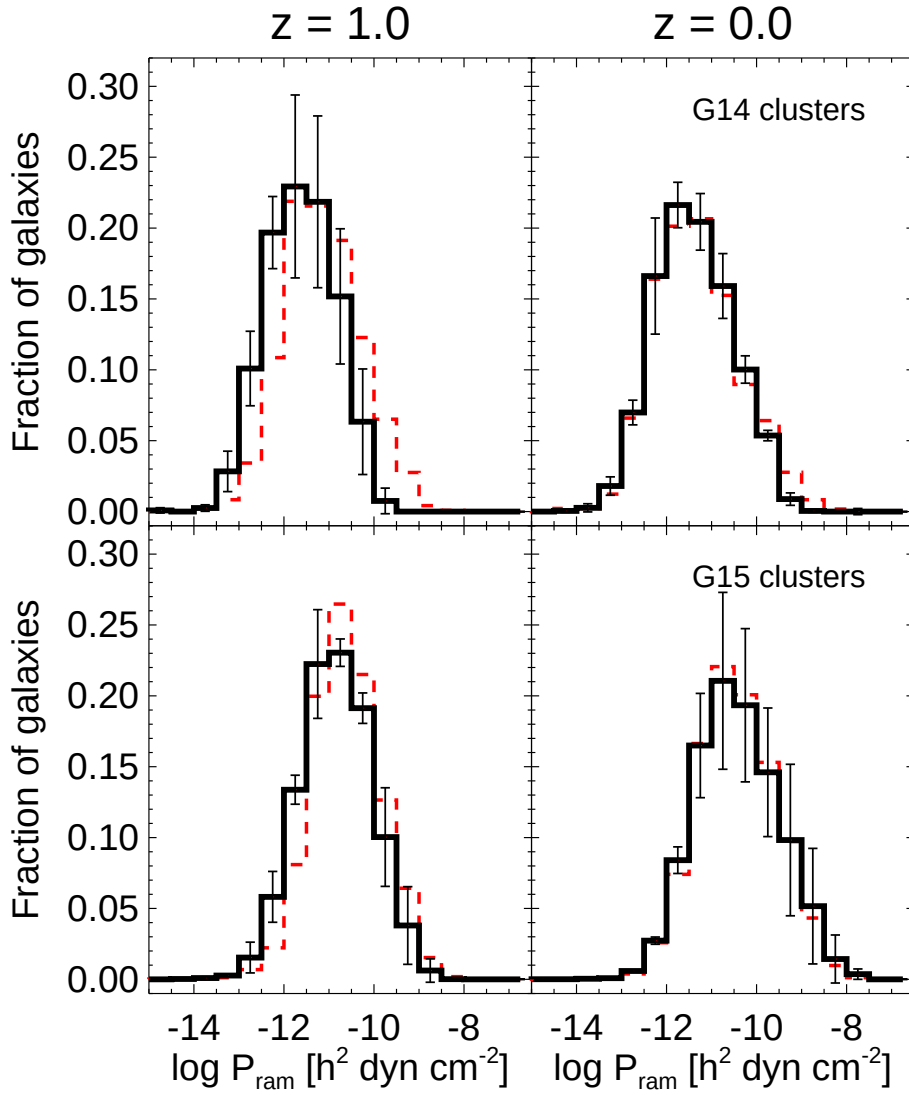


Figura 5.3: Histogramas de la RP experimentada por las galaxias dentro de r_{vir} en los cúmulos simulados, a $z = 1$ (izquierda) y $z = 0$ (derecha), obtenida mediante el método RP-PG (líneas negras) y con el método RP-A (líneas rojas de rayas). Los resultados para los cúmulos G14 y G15 se muestran en los paneles superiores e inferiores, respectivamente. Las barras de error indican las dispersiones 1σ entre cúmulos, y para mayor claridad se muestran sólo para el caso del método RP-PG.

Tabla 5.1: Valores de los parámetros de funciones gaussianas que resultan en el mejor ajuste a los histogramas de RP de la Figura 5.3. $\langle \log P_{\text{ram}} \rangle$ y σ_{ram} indican la media y la dispersión de cada distribución, respectivamente.

z	Cúmulos G14		Cúmulos G15		Modelo
	$\langle \log P_{\text{ram}} \rangle$ [$h^2 \text{ dyn cm}^{-2}$]	σ_{ram}	$\langle \log P_{\text{ram}} \rangle$ [$h^2 \text{ dyn cm}^{-2}$]	σ_{ram}	
1,0	$-11,64 \pm 0,08$	$0,73 \pm 0,05$	$-10,91 \pm 0,03$	$0,76 \pm 0,02$	RP-PG
	$-11,14 \pm 0,07$	$0,84 \pm 0,05$	$-10,63 \pm 0,05$	$0,75 \pm 0,03$	RP-A
0,0	$-11,33 \pm 0,03$	$0,87 \pm 0,02$	$-10,51 \pm 0,09$	$0,83 \pm 0,04$	RP-PG
	$-11,18 \pm 0,05$	$0,96 \pm 0,03$	$-10,47 \pm 0,07$	$0,81 \pm 0,03$	RP-A

masas comparables a los nuestros extraídos del catálogo semianalítico de De Lucia & Blaizot (2007), basado en la simulación Millennium (Springel et al. 2005), de DM únicamente. BDL08 suponen un ICM descrito ya sea por un modelo isoterma o por un modelo de Komatsu & Seljak (2001), en equilibrio hidrostático dentro de un halo de DM que sigue un perfil de NFW. Para el caso del modelo isoterma, la distribución obtenida por BDL08 es asimétrica, con un corte abrupto a presiones altas. Para el modelo de Komatsu & Seljak (2001), BDL08 obtienen una distribución más simétrica. Comparando las formas de nuestras distribuciones locales de RP, dadas en los paneles a la derecha en la Figura 5.3, con las de BDL08 (ver las Figuras 1 y 2 en su trabajo), encontramos un mejor acuerdo con sus resultados para el modelo de Komatsu & Seljak. Los valores medios de RP a $z = 0$ obtenidos con el método RP-PG (ver Tabla 5.1) también están en buen acuerdo con los determinados por BDL08 usando el modelo de Komatsu & Seljak. BDL08 encuentran una RP media del orden de $10^{-11,3} \text{ dyn cm}^{-2}$ para su conjunto de cúmulos de masa $\sim 10^{14} M_{\odot}$, y de $10^{-10,7} \text{ dyn cm}^{-2}$ para su conjunto de cúmulos de masa $\sim 10^{15} M_{\odot}$.

En la Figura 5.3 puede verse que las distribuciones obtenidas con ambos métodos presentan un buen acuerdo en la época presente, pero no así a redshifts más altos, como se mencionó anteriormente (Figura 5.1). Para ambos conjuntos de cúmulos, el valor medio de RP obtenido con el método RP-PG para galaxias dentro del radio virial se incrementa aproximadamente en medio orden de magnitud desde $z = 1$ hasta el presente. Sin embargo, en el método RP-A los valores me-

dios a ambos redshifts considerados son mucho más parecidos; en el caso de los cúmulos G14, si se tienen en cuenta los errores entonces los valores medios pueden considerarse iguales. Este hecho, combinado con los resultados mostrados en la Figura 5.2, indica que la RP en los cúmulos no crece a lo largo del tiempo de la misma forma en ambos modelos.

Para visualizar mejor este resultado, en la Figura 5.4 mostramos la RP media para las galaxias dentro de r_{vir} como función del redshift, para ambos conjuntos de cúmulos. Los valores medios de RP dados por el método RP-PG se muestran con símbolos, y las regiones sombreadas indican las regiones dentro de $\pm 1\sigma$ respecto de la media. Las líneas continuas rojas indican los valores medios obtenidos a partir del método RP-A, y las líneas de rayas rojas encierran las regiones dentro de $\pm 1\sigma$ de la media. Para ambos modelos, la diferencia entre los valores medios de RP de los dos conjuntos de cúmulos para un dado z es siempre de alrededor de un orden de magnitud, siendo mayor en los cúmulos más masivos, como era esperado.

En las simulaciones de Roediger & Brüggen (2006), se define como *RP débil* a valores del orden de 10^{-12} dyn cm $^{-2}$, *RP moderada* a 10^{-11} dyn cm $^{-2}$ y *RP intensa* a 10^{-10} dyn cm $^{-2}$. Roediger & Brüggen (2006) encuentran que una galaxia de disco con una masa de $\sim 2 \times 10^{11} M_{\odot}$, sujeta a RP intensa, pierde típicamente todo su gas en unos 50 Myr. Una RP moderada remueve aproximadamente la mitad del gas de dicha galaxia en un tiempo de ~ 200 Myr, y una RP débil remueve una cantidad relativamente pequeña de gas (la pérdida real de gas dependerá de la estructura de las componentes de gas, estrellas y DM). La Figura 5.4 muestra que para el modelo RP-PG, la mayoría de las galaxias satélites en los cúmulos masivos G15 están experimentando RP de nivel moderado ya a partir de $z \sim 2$, y a $z \lesssim 0,5$ alrededor de un 20 por ciento de los satélites experimentan niveles intensos de RP. En el caso de los cúmulos G14, la RP alcanza niveles entre moderados y débiles para $z \lesssim 1,5$, y pocas galaxias llegan a experimentar alguna vez niveles intensos de RP. Sólo a $z \sim 1$ se encuentra una fracción significativa de galaxias que comienzan a experimentar niveles moderados de RP.

En el modelo RP-A, en cambio, a redshifts $z \gtrsim 1$ la RP para los cúmulos G15 alcanza valores moderados y una fracción significativa de las galaxias satélites experimentan niveles de moderados a intensos de RP ya a $z \sim 2$. Una situación

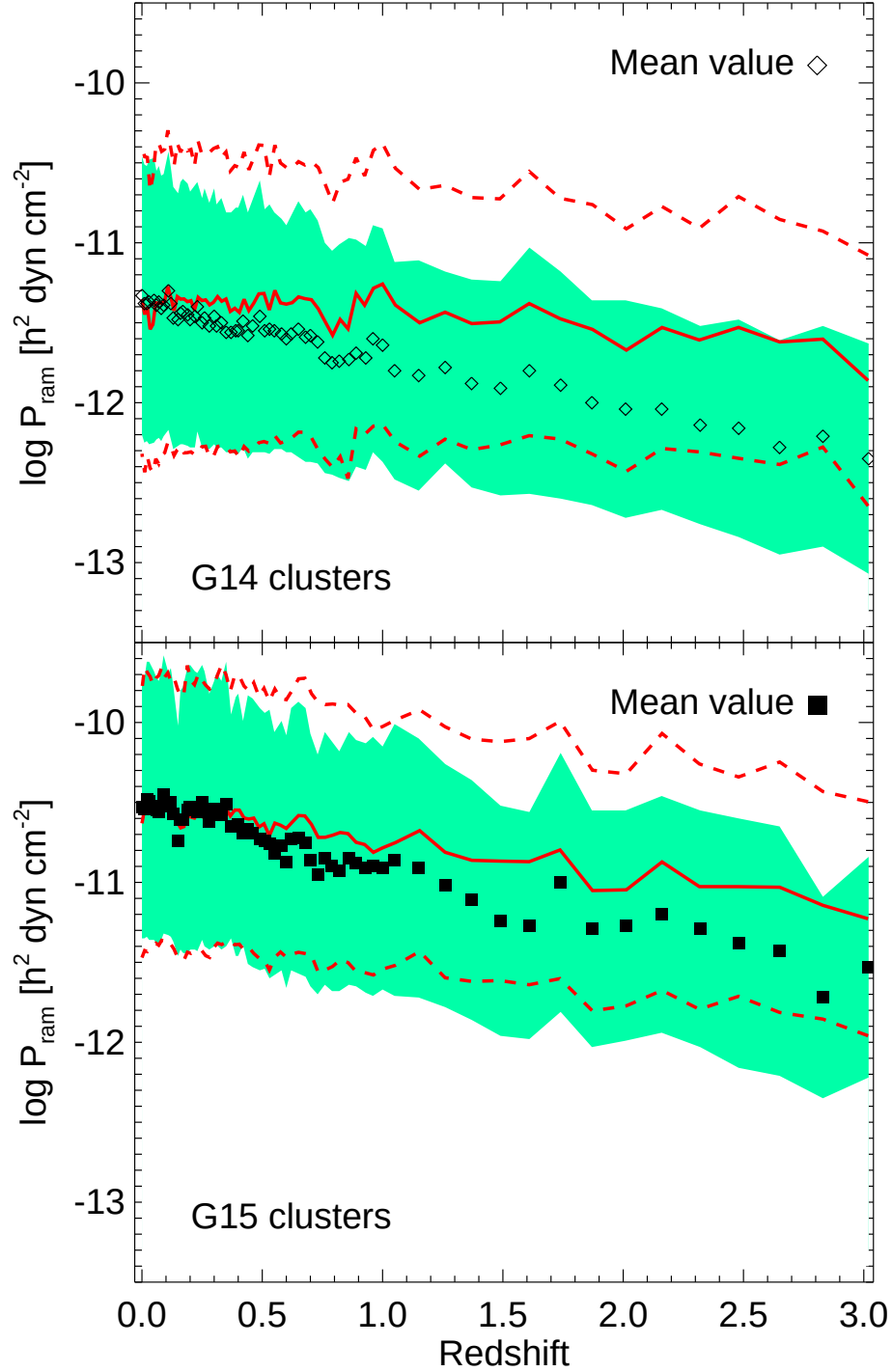


Figura 5.4: RP media ejercida sobre las galaxias que se encuentran dentro de r_{vir} en los cúmulos simulados, como función del redshift. Los paneles superior e inferior muestran los resultados para los cúmulos G14 y G15, respectivamente. Los rombos y cuadrados indican los valores medios de RP para el método RP-PG, y las regiones sombreadas muestran las regiones comprendidas entre $\pm 1\sigma$ de la media. Las líneas continuas de color rojo indican la RP media para el método RP-A, y las líneas rojas de rayas encierran la región a $\pm 1\sigma$ de la media.

similar ocurre para los cúmulos G14, con los valores de RP desplazados al rango de niveles débiles a moderados, y con la diferencia entre ambos modelos incrementándose para redshifts mayores. En ambos modelos la dispersión alrededor de la media es grande, abarcando un orden de magnitud a ambos lados de la misma. La dispersión en las distribuciones también crece levemente con el tiempo. Esto puede apreciarse mejor a partir de los datos de la Tabla 5.1, en donde se aprecia un aumento en la dispersión σ_{ram} de alrededor del 10 por ciento entre $z = 1$ y 0, para ambos conjuntos de cúmulos. Esto puede deberse al mayor número de galaxias contenidas dentro de los cúmulos en el presente, aproximadamente tres veces más galaxias que a $z = 1$.

Aunque los resultados para ambos modelos están de acuerdo para $z \sim 0$ en ambos conjuntos de cúmulos, la diferente evolución de la RP con el tiempo queda clara. Mientras que los valores medios de RP obtenidos con el método RP-PG se incrementan casi exponencialmente con el redshift, la evolución de la RP media en el modelo RP-A es menor, especialmente en el caso de los cúmulos G14. La poca evolución de los valores medios de RP para los cúmulos G14 es consecuencia de la sobreestimación de RP en el modelo RP-A en las regiones interiores de los cúmulos ($r < 0,5r_{\text{vir}}$), aún a $z \sim 0$ (ver el panel central en la Figura 5.2). Esto es porque dichos cúmulos, y sus progenitores a redshifts mayores, son sistemas del tamaño de grupos de galaxias con masas viriales en el rango $\sim 10^{13} - 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$, cuyas distribuciones de ICM no están bien descritas por un perfil de tipo NFW. También hay una clara pero menor diferencia entre los modelos para el caso de los cúmulos G15. Para $z \lesssim 0,5$, ambos modelos están en buen acuerdo; esto puede deberse al hecho de que estos cúmulos ya son sistemas masivos a $z \sim 2$, y en consecuencia su ICM está mejor representado por un perfil NFW (ver los perfiles radiales para diferentes masas de cúmulos en los paneles superiores de la Figura 5.1).

En la Figura 5.5 se muestran las historias de RP dadas por el método RP-PG para galaxias satélites elegidas al azar, una identificada como de tipo 1 (líneas de rayas negras) y una de tipo 2 (línea continua negra) a $z = 0$. Se muestran resultados para uno de los cúmulos G15 (arriba, izquierda) y uno de los cúmulos G14 (arriba, derecha). A modo de comparación, el panel inferior de la Figura 5.5 muestra la evolución de la RP experimentada por galaxias dentro de un halo de masa

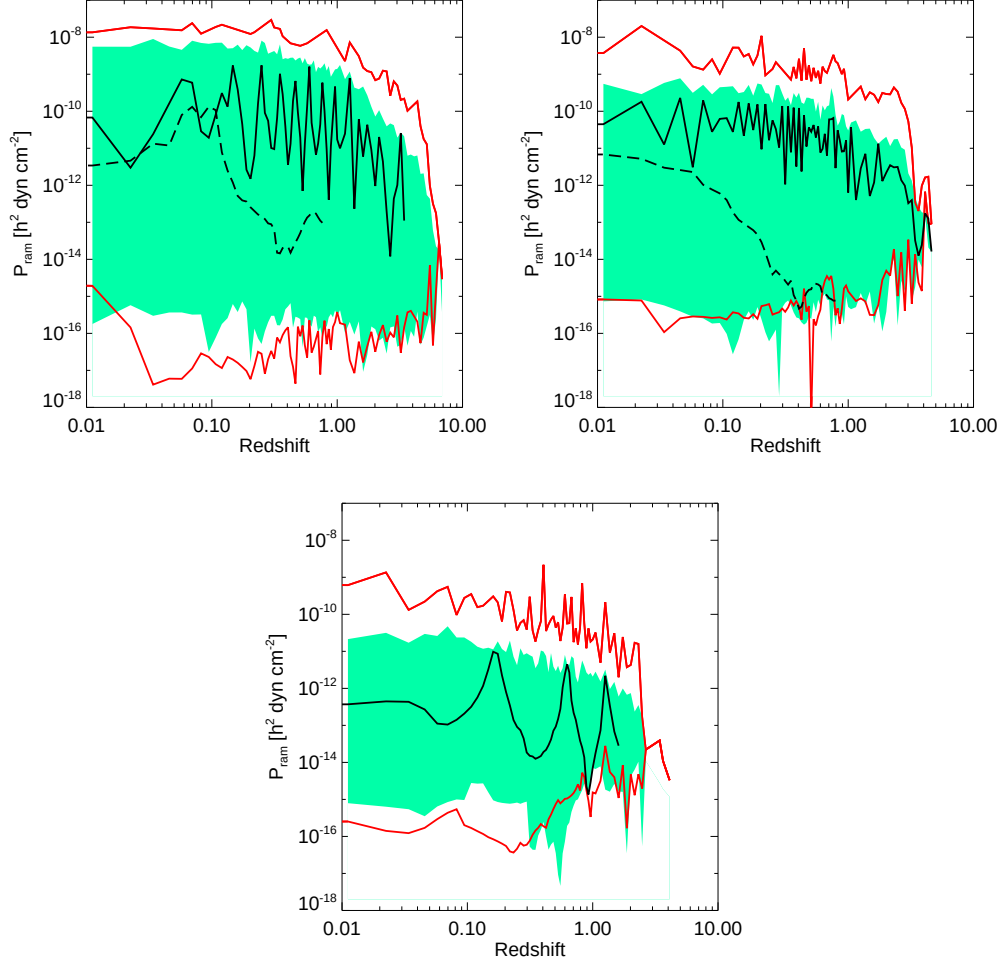


Figura 5.5: Historias de RP de galaxias satélites (líneas negras) en uno de los cúmulos G15 (arriba, izquierda), uno de los cúmulos G14 (arriba, derecha) y en un grupo con $M_{\text{vir}} \simeq 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ (abajo) que está contenido dentro de la caja de la simulación de uno de los cúmulos G15. Las líneas continuas negras corresponden a un satélite identificado como de tipo 2 a $z = 0$, y las líneas de rayas a un satélite tipo 1 (también a $z = 0$). Las áreas sombreadas marcan las regiones encerradas por las máximas y mínimas RP alcanzadas por las galaxias presentes en el cúmulo a $z = 0$ determinadas con el método RP-PG. Las líneas rojas indican los valores máximos y mínimos de RP obtenidos con el método RP-A. En el grupo menos masivo no hay galaxias tipo 1 a $z = 0$.

virial $\simeq 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, extraído de la caja de la simulación de uno de los cúmulos G15.

Hay diferencias claras entre las historias de RP de diferentes tipos de satélites. Para los de tipo 2 la RP típicamente oscila, incrementándose en promedio a medida que pasa el tiempo; mientras que para los satélites de tipo 1 la historia típica es una de crecimiento monótono de la RP. Esta diferencia en las historias de RP se debe a la manera en que las posiciones y velocidades de las galaxias son asignadas en el código, siendo éstas más confiables en el caso de las galaxias tipo 1. Como se mencionó en la Sección 4.2.1, la posición y velocidad de una galaxia se asignan rastreando la partícula más ligada de DM del subhalo anfitrión. En el caso de las galaxias tipo 1, este subhalo aún existe y es afectado por fricción dinámica. Para galaxias tipo 2 el subhalo ha sido destruido por fuerzas de marea dentro de la simulación subyacente, y en consecuencia estamos rastreando una única partícula de DM. Con esto es esperable obtener más ruido, pero con la tendencia media correcta. En el grupo menos masivo no hay galaxias de tipo 1 a $z = 0$; esto se debe a que la fricción dinámica (ver Sección 2.3.4) es más eficiente en disolver subestructura cuando el cociente entre la masa del subhalo y la del halo anfitrión es mayor.

Las regiones encerradas por los valores máximos y mínimos de RP alcanzados por todas las galaxias presentes a $z = 0$ en el halo seleccionado se indican con líneas rojas y áreas sombreadas para los modelos RP-A y RP-PG, respectivamente. Una vez más vemos diferencias entre los modelos; los satélites en el modelo RP-A experimentan mayores valores de RP en los tres casos, y la diferencia entre ambos métodos crece a medida que decrece la masa del halo.

5.2. Efectos de RPS sobre propiedades de las galaxias

Luego de analizar la evolución de las distribuciones de valores de RP y su dependencia con la masa del cúmulo, obtenidas de los dos diferentes modelos considerados, pasamos ahora a explorar la influencia de RPS sobre las propiedades de las galaxias simuladas. En total realizamos tres conjuntos de simulaciones.

El primero corresponde al modelo de referencia descrito en el Capítulo 2 pero incluyendo el nuevo modelo para el cálculo de tamaños de discos detallado en el Capítulo 3, respecto del cual evaluaremos los cambios producidos al incorporar RPS. En adelante, usaremos el término SAG para referirnos a este modelo. Adicionalmente, se realizaron dos conjuntos de modelos adicionales, ambos incluyendo RPS y usando el mismo conjunto de parámetros que para SAG (ver Tabla 3.1) con el objeto de evaluar el efecto de incluir RPS sobre las propiedades de las galaxias respecto a un modelo que no incluye este efecto. En adelante designaremos como SAGRP y SAGRP-A a los modelos en los cuales los valores de RP se determinan usando el modelo RP-PG y el modelo RP-A, respectivamente.

5.2.1. Truncamiento de los discos de gas

En primer lugar, para evaluar el desempeño de nuestro modelo de RPS, determinamos el radio de truncamiento R_{str} (ecuación 4.1 derivada a partir del criterio de GG72, 3.1), que se obtiene en el modelo SAGRP para galaxias satélites de tipo disco, como función de la RP máxima que las mismas experimentan. Los resultados para el radio de truncamiento medio y su dispersión 1σ se muestran en la Figura 5.6, para galaxias en dos diferentes rangos de masa: $10^{10} h^{-1} M_{\odot} \leq M_{\text{stellar}} < 7 \times 10^{10} h^{-1} M_{\odot}$ (líneas de rayas y puntos) y $7 \times 10^{10} h^{-1} M_{\odot} \leq M_{\text{stellar}} < 2 \times 10^{11} h^{-1} M_{\odot}$ (líneas continuas). Los resultados obtenidos se comparan con los resultados de diversas simulaciones hidrodinámicas de N -cuerpos que se enfocan especialmente en el estudio de RPS en galaxias individuales. Estas simulaciones emplean diferentes procedimientos para calcular la hidrodinámica (SPH: Abadi et al. 1999, Schulz & Struck 2001, Jáchym et al. 2007; eulerianas: Quilis et al. 2000, Roediger & Hensler 2005; *sticky particles*: Vollmer et al. 2001). Todas estas simulaciones consideran galaxias del tipo de la Vía Láctea ingresando a un entorno denso, excepto en el caso de Schulz & Struck (2001) quienes estudian una galaxia de menor tamaño con $M_{\text{stellar}} \simeq 6 \times 10^{10} h^{-1} M_{\odot}$. Jáchym et al. (2007) realizan simulaciones para diferentes tipos de cúmulos. Para comparar, seleccionamos los resultados correspondientes a su modelo de “cúmulo estándar”. La línea de rayas muestra la estimación dada por (4.1) para el caso de una galaxia como la Vía Láctea, cuyas densidades superficiales de estrellas y gas

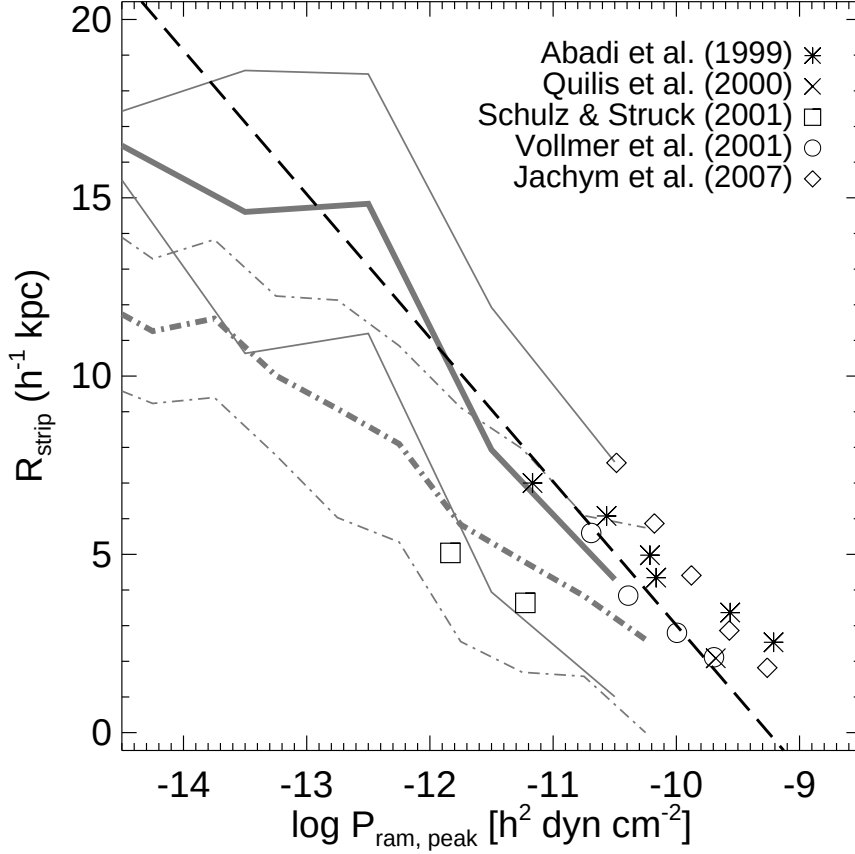


Figura 5.6: Radio de truncamiento R_{str} como función de la RP máxima experimentada por galaxias satélites de tipo disco ($M_{\text{bulge}}/M_{\text{stellar}} \leq 0,95$) en el modelo SAGRP. Líneas gruesas tanto de rayas y puntos como continuas indican el valor medio de R_{str} para satélites con $10^{10} h^{-1} M_{\odot} \leq M_{\text{stellar}} < 7 \times 10^{10} h^{-1} M_{\odot}$ y $7 \times 10^{10} h^{-1} M_{\odot} \leq M_{\text{stellar}} < 2 \times 10^{11} h^{-1} M_{\odot}$, respectivamente, y las líneas más finas encierran las regiones a $\pm 1\sigma$ de los valores medios. Los puntos muestran los resultados de diferentes simulaciones hidrodinámicas de N -cuerpos del efecto de RPS en galaxias individuales. La línea de rayas muestra la estimación dada por la ecuación 4.1, obtenida a partir del criterio de GG72 (3.1), para una galaxia del tipo de la Vía Láctea, con densidades superficiales de estrellas y gas tomadas de Flynn et al. (2006).

se toman de Flynn et al. (2006). Puede verse en la figura que hay un buen acuerdo entre la estimación obtenida según el criterio de GG72 y las diferentes simulaciones (para mayor claridad no graficamos los resultados de Roediger & Hensler 2005, ya que son extremadamente similares a la línea de GG72).

Aún cuando una comparación entre nuestro método y las simulaciones detalladas no es directa, dado que las condiciones iniciales no necesariamente son las mismas, la tendencia general que se extrae de las simulaciones detalladas es reproducida en nuestro modelo para galaxias de masas estelares similares. Aclaramos que la comparación no incluye aquellas galaxias en nuestras simulaciones cuyo gas frío es removido por completo ($R_{\text{str}} = 0$). No hay tales galaxias (en los rangos de masa considerados) para $\log P_{\text{ram,peak}} \lesssim -11,5$, y la mayoría de las galaxias cuyo gas frío ha sido completamente arrancado ($\gtrsim 80$ por ciento de ellas) se encuentran en $\log P_{\text{ram,peak}} \gtrsim -10,5$.

5.2.2. Contenido de gas frío de las galaxias

La propiedad de las galaxias más directamente afectada por RPS es el contenido de gas frío. La Figura 5.7 muestra la fracción $f_{\text{no-gas}}$ de galaxias que han perdido completamente su gas frío como función de la distancia al centro del cúmulo, para los cúmulos G14 (izquierda) y G15 (derecha). Para construir este gráfico, seleccionamos galaxias dentro de $2r_{\text{vir}}$ de los cúmulos simulados y con masa estelar $\geq 10^9 h^{-1} M_{\odot}$, incluyendo a todas las galaxias en ese rango de distancias y no sólo a los miembros del halo FOF principal. Al hacer esto estamos probablemente incluyendo a galaxias miembros de grupos vecinos, que están cayendo hacia el cúmulo principal. Las fracciones de galaxias desprovistas por completo de gas se determinan para los tres diferentes modelos semianalíticos considerados, los cuales son representados por diferentes tipos de líneas. Los diferentes colores identifican los redshifts para los que se muestran los resultados.

Para el modelo SAG, $f_{\text{no-gas}}$ es muy baja. Sólo en las regiones más interiores ($r \lesssim 0,2r_{\text{vir}}$) las fracciones se incrementan de $f_{\text{no-gas}} \approx 0,2$ a $0,3$ en el intervalo de redshifts $1 < z < 0$, independientemente de la masa del cúmulo. Estas galaxias son aquellas que han pasado dentro del cúmulo el tiempo suficiente como para consumir gradualmente su reservorio de gas frío; recuérdese que los flujos de gas

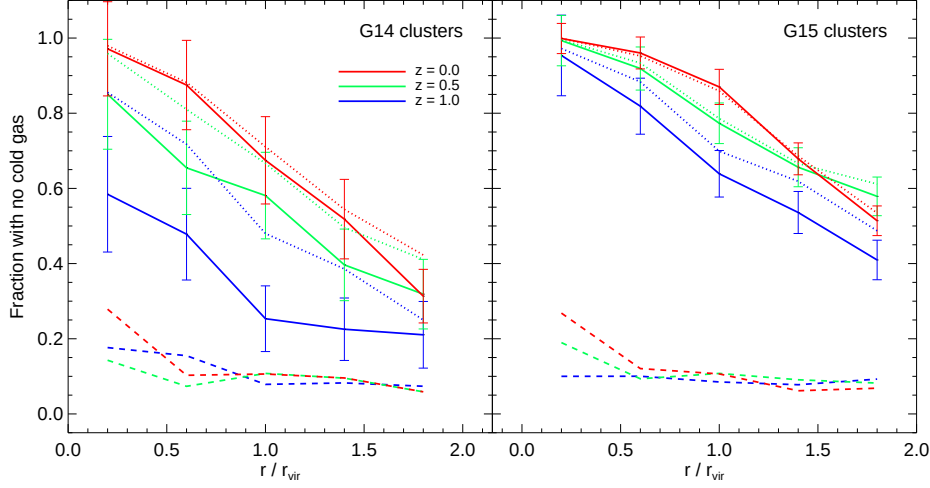


Figura 5.7: Fracciones de galaxias que han perdido por completo su gas frío como función de la distancia al centro del cúmulo, para los cúmulos G14 (izquierda) y G15 (derecha). Los resultados se muestran para tres redshifts diferentes: $z = 1, 0.5$ y 0 , y para tres modelos: SAG (líneas de rayas), SAGRP (líneas continuas) y SAGRP-A (líneas de puntos). Todas las galaxias dentro de $2r_{\text{vir}}$ de los cúmulos simulados y con masa estelar mayor a $10^9 h^{-1} M_{\odot}$ se incluyen en este gráfico. Las galaxias se agrupan en intervalos de $0.4r/r_{\text{vir}}$, y las barras de error se muestran, por claridad, sólo para el modelo SAGRP.

por enfriamiento están suprimidos para galaxias satélites a causa del proceso de estrangulación considerado en los modelos. En SAG, $f_{\text{no-gas}}$ tiene una distribución radial casi constante más allá de $0.5r_{\text{vir}}$ (líneas de rayas en la Figura 5.7).

Cuando RPS actúa, casi todas las galaxias en las regiones más interiores de los cúmulos pierden completamente su gas frío para $z = 0$, en ambos conjuntos de cúmulos. Las fracciones de galaxias desprovistas de gas en el modelo SAGRP decrecen para mayores distancias al centro del cúmulo, pero aún son significativas a $r \simeq 2r_{\text{vir}}$, siendo mayores para los cúmulos G15 ($f_{\text{no-gas}} \simeq 0.5$) que para los G14 ($f_{\text{no-gas}} \simeq 0.3$). Los valores más bajos de $f_{\text{no-gas}}$ en la periferia de los cúmulos G14 en los modelos que incluyen RPS son también consistentes con los valores entre débiles y moderados que toma la RP en dichos cúmulos. Esta disminución uniforme de $f_{\text{no-gas}}$ con la distancia al centro del cúmulo es una consecuencia directa del comportamiento del perfil radial de valores de RP (ver los paneles inferiores de la Figura 5.1).

La evolución del contenido de gas frío de las galaxias en el modelo SAG es muy similar para cúmulos de masas diferentes. En los modelos que incluyen RPS, por el contrario, se observa una importante diferencia de más de medio orden de magnitud entre los valores medios de RP para los cúmulos G14 y G15 a diferentes redshifts. Dicha diferencia, que puede verse claramente en la Figura 5.4, lleva a una evolución marcadamente distinta de la fracción de galaxias desprovistas de gas frío. En el modelo SAGRP, para los cúmulos G15 la situación a $z = 0$ respecto al contenido de gas frío está prácticamente establecida a $z = 0,5$, y no evoluciona mucho desde $z = 1$. Aún cuando a este último redshift las fracciones son aproximadamente 10–20 por ciento más bajas que a $z = 0$ para todos los radios, son bastante grandes ($f_{\text{no-gas}} \gtrsim 0,5$) aún en la periferia de los cúmulos. Contrariamente, para el caso de los cúmulos G14 vemos una evolución más marcada en las fracciones de galaxias desprovistas de gas en el mismo intervalo de redshifts. Esto es el reflejo de una remoción más gradual del gas frío de los satélites como resultado de los valores más bajos de RP en estos cúmulos. En la periferia de los cúmulos G14, $f_{\text{no-gas}} \sim 0,3$, más baja que para los G15 pero aún mucho mayor que en el modelo SAG.

Los resultados descriptos hasta aquí muestran claramente una dependencia de la evolución de la fracción de galaxias desprovistas de gas con la masa del cúmulo. Esta tendencia es diferente para el modelo SAGRP-A, mostrado con líneas de puntos en la Figura 5.7. Tanto para los cúmulos G14 como para los G15, los valores finales de $f_{\text{no-gas}}$ se alcanzan a redshifts más altos que para el modelo SAGRP. Por ejemplo, en el caso de los cúmulos G14 el valor de $f_{\text{no-gas}}$ en el modelo SAGRP-A a $z = 1$ ya es tan alto como el alcanzado por el modelo SAGRP a $z = 0,5$. Este comportamiento resulta de los valores mucho más altos de RP a $z > 0$ en el modelo SAGRP-A (ver Figura 5.4). En los modelos que incluyen RPS, las mayores fracciones de galaxias desprovistas de gas encontradas a $z = 0$ en la periferia para ambos conjuntos de cúmulos indican que, durante el ensamblaje de los cúmulos, RPS tiene un efecto importante ya en los subgrupos más pequeños que son acretados por el cúmulo. Esto ha sido denominado “preprocesado” (*pre-processing*, e.g. Fujita 2004; Mihos 2004). Esta idea se infiere también de evidencia observacional de grupos compactos de galaxias cayendo hacia los cúmulos masivos Abell 1689 ($z \sim 0,18$), Abell 2667 ($z \sim 0,23$) y Abell 1367 ($z \sim 0,02$) (Cortese et al. 2006,

2007); las galaxias dentro de estos grupos muestran colas extendidas de gas ionizado que pueden interpretarse como señal de la acción de RPS. En consecuencia, encontramos que RPS es un proceso que afecta significativamente al contenido de gas frío de las galaxias y la tasa a la cual dicho gas es removido, la cual depende de la masa del cúmulo. Por lo tanto, la RPS experimentada por galaxias satélites podría incrementar las diferencias en la historia de formación estelar y la evolución de colores en halos de diferentes masas.

5.2.3. Influencia sobre los colores de las galaxias

La marcada disminución del contenido de gas frío de las galaxias produce una extinción mucho más rápida de la formación estelar en galaxias satélites en el modelo SAGRP respecto al modelo estándar SAG. Se esperaría que esto produzca galaxias con poblaciones estelares demasiado envejecidas, resultando en una relación color-magnitud (*colour-magnitude relation*, CMR) en desacuerdo con lo observado. La Figura 5.8 muestra diagramas color-magnitud obtenidos para las galaxias contenidas dentro de $2r_{\text{vir}}$ de los cúmulos simulados, para tres redshifts diferentes: $z = 1, 0.5$ y 0 , comparando los resultados para SAG y SAGRP. Para clasificar las galaxias en rojas o azules utilizamos el corte dependiente del redshift de Bell et al. (2004). Las galaxias se definen como pertenecientes a la secuencia roja si su color $U - V$ es mayor a

$$U - V = 1.15 - 0.31z - 0.08(M_V - 5 \log h + 20). \quad (5.1)$$

Este corte se indica en la Figura 5.8 con líneas de rayas¹. Puede verse en dicha figura que ambos modelos producen distribuciones de color en buen acuerdo con las observadas en los entornos densos correspondientes a cúmulos de galaxias (comparar con la Figura 1.6).

La secuencia roja está bien definida desde $z = 1$, y su color medio está en buen acuerdo con los observados (e.g. Bower, Lucey, & Ellis 1992; Bell et al.

¹El corte en color de Bell et al. (2004) fue determinado en realidad a partir de observaciones de galaxias de campo. Lo empleamos para el caso de cúmulos de galaxias ya que el color medio de las secuencias roja y azul presenta una variación muy pequeña con el entorno (Baldry et al. 2006; Martínez et al. 2010). La principal utilidad del criterio de Bell et al. reside en que al depender del redshift, podemos utilizarlo para estudiar también la situación a $z > 0$.

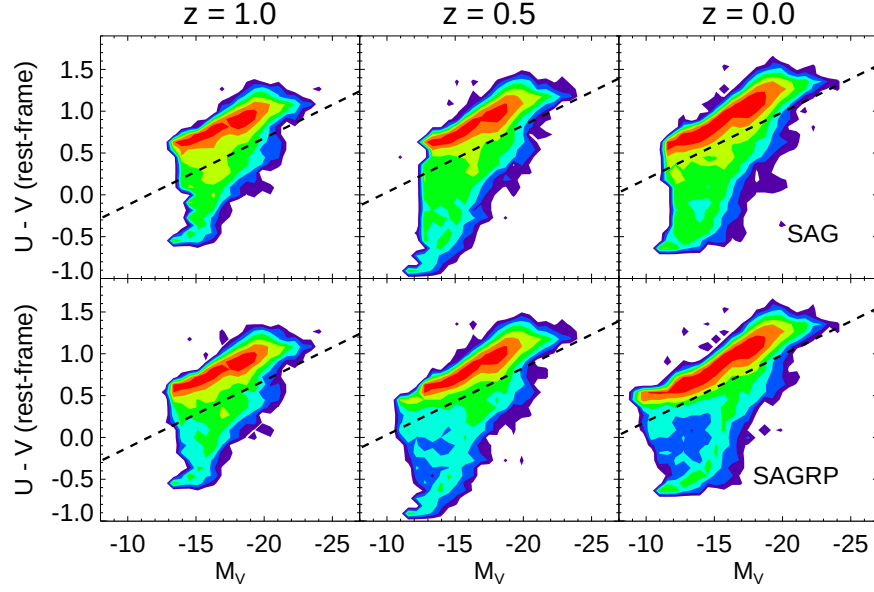


Figura 5.8: Diagramas color-magnitud para galaxias dentro de $2r_{\text{vir}}$ de los cúmulos simulados, para tres redshifts distintos: $z = 1$ (izquierda), 0,5 (centro) y 0 (derecha). Los paneles superiores corresponden al modelo SAG y los inferiores al modelo SAGRP. Los contornos indican niveles de densidad en número espaciados logarítmicamente, donde el color rojo indica la mayor densidad. La línea de rayas indica la separación entre galaxias rojas y azules dependiente del redshift de Bell et al. (2004), ecuación 5.1.

2004). La Figura 5.8 muestra que, en términos de los colores de las galaxias, RPS comienza a ser importante a $z < 1$, cuando la secuencia roja en el cúmulo ya está establecida. El efecto de RPS es particularmente notorio para las galaxias enanas ($M_V \gtrsim -18$). Su evolución de la secuencia azul hacia la roja es mucho más rápida que para las galaxias más masivas, como lo evidencia la despoblación de la zona entre ambas secuencias a $z = 0$ en el modelo SAGRP. Nótese además cómo se desarrolla el extremo débil de la secuencia roja en el modelo SAGRP, dado que las galaxias satélites de menor masa se caracterizan por tener una actividad de formación estelar que es rápidamente truncada por efectos de RPS, y no llegan a ser tan brillantes como en el modelo SAG. Por otro lado, comparando los dos modelos, puede verse que para la distribución completa de galaxias a $z = 1$ y para las galaxias con $M_V \lesssim -19$ a $z \geq 0,5$, las distribuciones obtenidas son muy similares. Esto se debe a que el efecto dominante que establece los colores de las

galaxias es la estrangulación, que en ambos modelos actúa en todo redshift.

La acción de RPS no modifica los colores medios de las secuencias, como se muestra en la Figura 5.9 para los dos conjuntos de cúmulos. Los colores medios evolucionan con el redshift, pero la inclusión del efecto de RPS prácticamente no tiene influencia sobre ellos. Esto indica que, en un escenario en el que estrangulación y RPS actúan simultáneamente, la principal acción del entorno es acelerar la transformación de las galaxias satélites de la secuencia azul a la roja.

La Figura 5.10 muestra el diagrama color-masa estelar para los cúmulos G15, en el cual se marcan las galaxias según su actividad de formación estelar. Las galaxias se dividen en activas o pasivas según su SFR específica (*specific SFR*, SSFR), que es la SFR dividida por la masa estelar de la galaxia. Una galaxia se define como pasiva si su SSFR es menor que el siguiente corte,

$$\log SSFR = -10 + 0,094(M_r - 5 \log h + 15) \quad (5.2)$$

(Weinmann et al. 2006) donde M_r es la magnitud absoluta en la banda r del SDSS. En la Figura 5.10 se aprecia claramente la relación entre SSFR y color, siendo las galaxias de la secuencia roja predominantemente pasivas. En dicha figura se indica también el camino evolutivo que siguen las diferentes galaxias en los modelos. Las galaxias centrales, o los satélites que han ingresado recientemente al cúmulo, inicialmente forman parte de la secuencia azul. Cuando las galaxias azules alcanzan una masa estelar del orden de $10^{10} h^{-1} M_\odot$, el feedback por AGN suprime eficientemente el enfriamiento del gas, y las galaxias pasan a la secuencia roja. En el extremo más masivo de la CMR de galaxias rojas predominan las galaxias de tipo temprano, que crecen a través de fusiones (e.g. Jiménez et al. 2011). Por otra parte, las galaxias satélites migran de la secuencia azul a la roja siguiendo una trayectoria evolutiva en el diagrama color-magnitud perpendicular a la evolución de las centrales. El principal efecto de RPS, combinado con estrangulación, sobre la evolución de los satélites es acelerar su paso a la secuencia roja, despoñando la región intermedia del diagrama (Figura 5.10, abajo). Nótese también la separación bien marcada entre galaxias activas y pasivas en el diagrama para el modelo SAG, la cual se hace más difusa para el caso de SAGRP. Asimismo, en este último modelo la efectiva remoción del gas en satélites hace que las galaxias

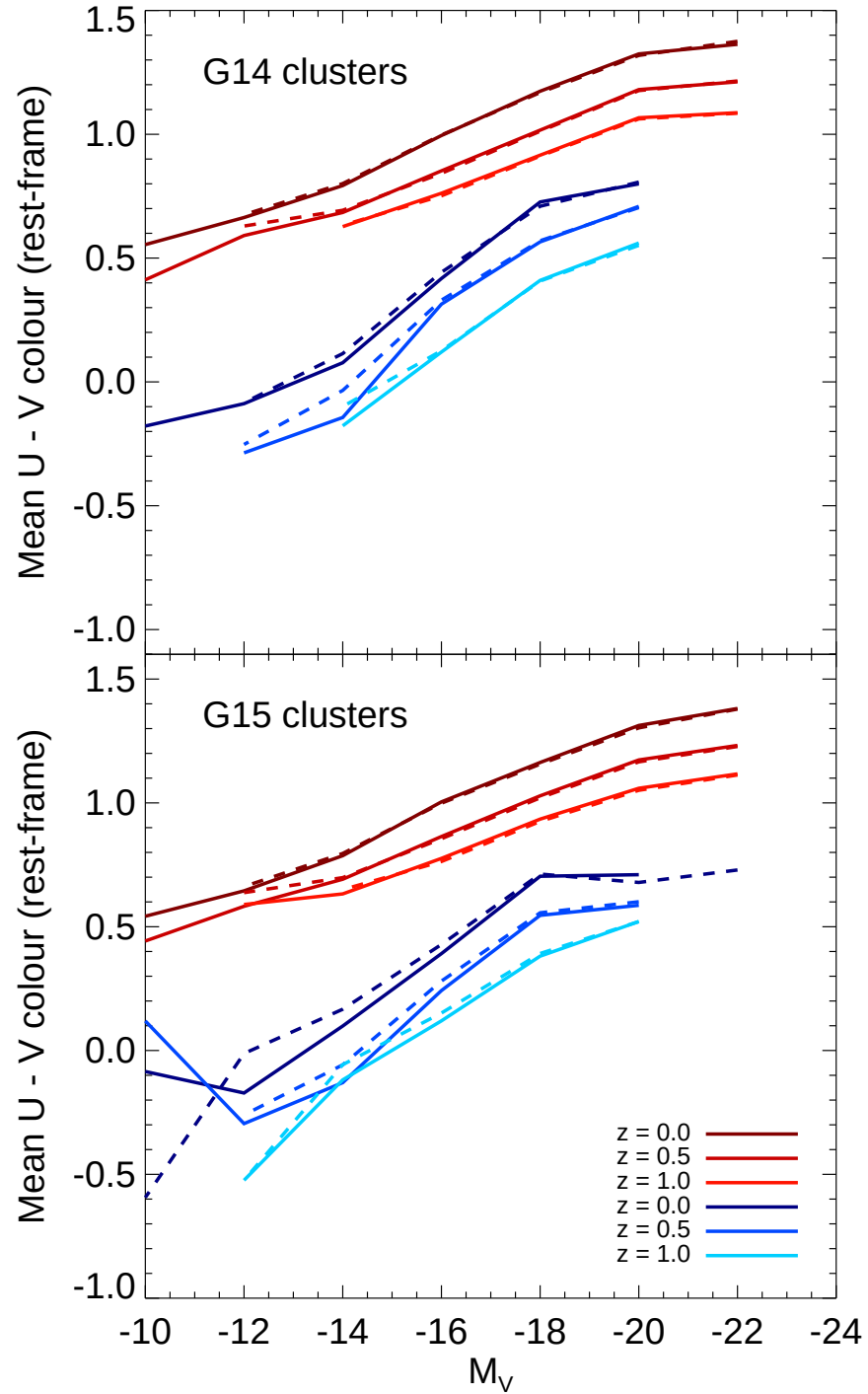


Figura 5.9: Color medio de las secuencias roja y azul para los cúmulos G14 (arriba) y G15 (abajo). Las líneas continuas indican resultados para el modelo SAGRP, y las líneas de rayas para el modelo SAG.

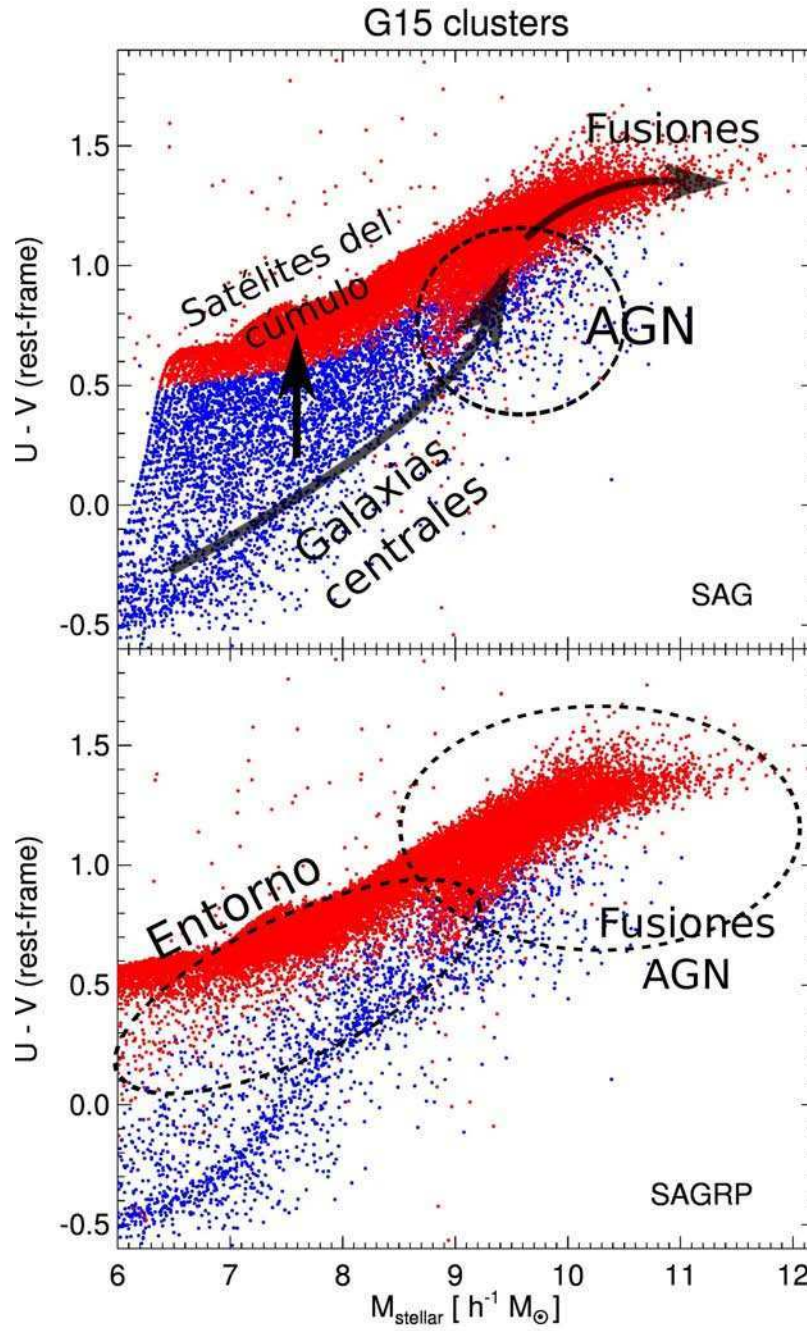


Figura 5.10: Diagrama color-masa estelar para las galaxias de los cúmulos G15 a $z = 0$, para el modelo SAG (arriba) y el modelo SAGRP (abajo). Las galaxias identificadas como pasivas o activas según su SFR, de acuerdo con el corte dado por la ecuación (5.2), se indican con color rojo y azul, respectivamente. Las flechas indican las trayectorias evolutivas típicas seguidas por las galaxias en cada región del diagrama. En el panel inferior, se marcan las regiones en donde la evolución de las galaxias es influida predominantemente por el entorno o por la acción de fusiones y AGN.

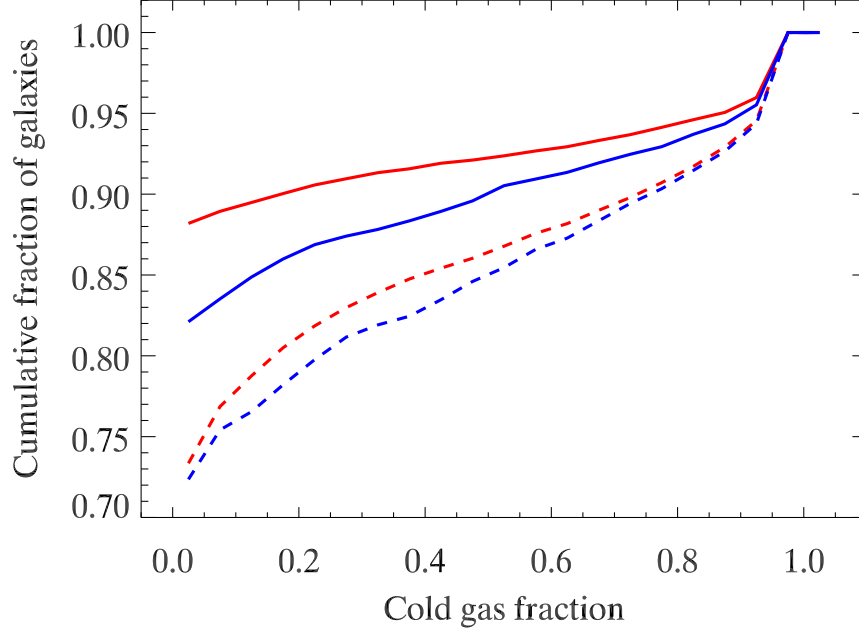


Figura 5.11: Fracción acumulada, respecto al total, de galaxias satélites con una fracción dada de gas frío, $M_{\text{cold}}/(M_{\text{cold}} + M_{\text{stellar}})$, a $z = 0$. Las líneas continuas muestran resultados para el modelo SAGRP, y las líneas de rayas corresponden al modelo SAG. Los resultados para los cúmulos G15 y G14 se muestran con color rojo y azul, respectivamente. Al igual que para la Figura 5.7, se seleccionan todas las galaxias con $M_{\text{stellar}} \geq 10^9 h^{-1} M_{\odot}$ dentro de $2r_{\text{vir}}$ de los cúmulos.

comiencen a ser pasivas a colores más azules. Los resultados de nuestro modelo están en acuerdo con observaciones recientes de Iovino et al. (2010), quienes a partir de los primeros datos del *survey* zCOSMOS (Lilly et al. 2009) encuentran que las galaxias rojas de masa $\log(M_{\text{stellar}}/h^{-1} M_{\odot}) \geq 10,8$ ya se observan en su lugar en la secuencia roja a $z = 1$ y no exhiben ninguna fuerte dependencia con el entorno, mientras que para galaxias de masas menores Iovino et al. observan una población de galaxias con signos de estar afectada por procesos dependientes del entorno, los cuales empezarían a manifestarse a $z \simeq 1$.

Aún cuando el efecto de RPS es muy notorio sobre el contenido de gas, el mismo es relativamente moderado sobre los colores de las galaxias. Esto se debe a que la RP alcanza valores capaces de remover el gas frío y denso de los discos sólo en los halos más masivos o en los centros de halos menores, y predomina hacia $z < 1$,

mientras que el efecto de estrangulación actúa en todos los halos y para todo z . En consecuencia, las galaxias simuladas de cúmulos ya son relativamente pobres en gas y con baja SFR para cuando son afectadas por RPS. La Figura 5.11 muestra la fracción acumulada respecto al total de galaxias satélites con una fracción de gas frío, $f_{\text{gas}} \equiv M_{\text{cold}}/(M_{\text{cold}} + M_{\text{stellar}})$, menor o igual a un dado valor. Se muestran resultados para $z = 0$ en los cúmulos G14 (líneas azules) y G15 (líneas rojas), y los resultados de los modelos SAG y SAGRP se muestran con líneas de rayas y continuas, respectivamente. Se ve claramente de los resultados para el modelo SAG que el efecto de estrangulación por sí sólo ya causa que ~ 70 por ciento de las galaxias satélites en los cúmulos tenga fracciones de gas frío del orden de tan sólo 10 por ciento o menos, independientemente de la masa del cúmulo. Por otra parte, nótese que la inclusión de RPS aumenta la dependencia de las fracciones mostradas con la masa del cúmulo. En SAG, la fracción de galaxias con $f_{\text{gas}} \leq 0,3$ aumenta de 0,81 en los cúmulos G14 a 0,83 en los cúmulos G15, mientras que para el modelo SAGRP las fracciones respectivas son 0,87 y 0,91. Además, las curvas para ambos modelos se hacen prácticamente idénticas para $f_{\text{gas}} \simeq 0,7$ en SAG, pero en SAGRP esto sucede para una fracción mayor, $f_{\text{gas}} \simeq 0,9$.

Aún cuando los colores medios de las secuencias de galaxias estén en acuerdo con lo observado, ambos modelos, SAG y SAGRP, sufren de un exceso de galaxias rojas en prácticamente todo el rango de masas estelares, tal como se aprecia de la comparación entre fracciones de galaxias en la secuencia roja obtenidas de las simulaciones y las observaciones, seleccionando para comparar los datos del entorno de mayor densidad en Baldry et al. (2006) (Figura 5.12)². Esto es una característica común en los modelos semianalíticos actuales (ver e.g. Weinmann et al. 2006). Adicionalmente, la Figura 5.12 muestra los resultados obtenidos modificando la prescripción para la formación estelar en SAG dada por (2.13) con el siguiente criterio (Croton et al. 2006): no hay formación estelar por debajo de una

²Es necesario aclarar que Baldry et al. (2006) seleccionan galaxias definiendo el entorno a partir de la distancia a la quinta galaxia vecina con luminosidad por encima de un cierto límite; esto hace que su muestra de mayor densidad no corresponda puramente a galaxias de cúmulos, ya que en las regiones centrales de entornos menos densos es posible obtener valores de densidad similares. Empleamos los resultados de Baldry et al. (2006) ya que al estar basados en el SDSS poseen una buena estadística, y a falta de una muestra completa de galaxias de cúmulos que cubra el mismo rango de masas estelares.

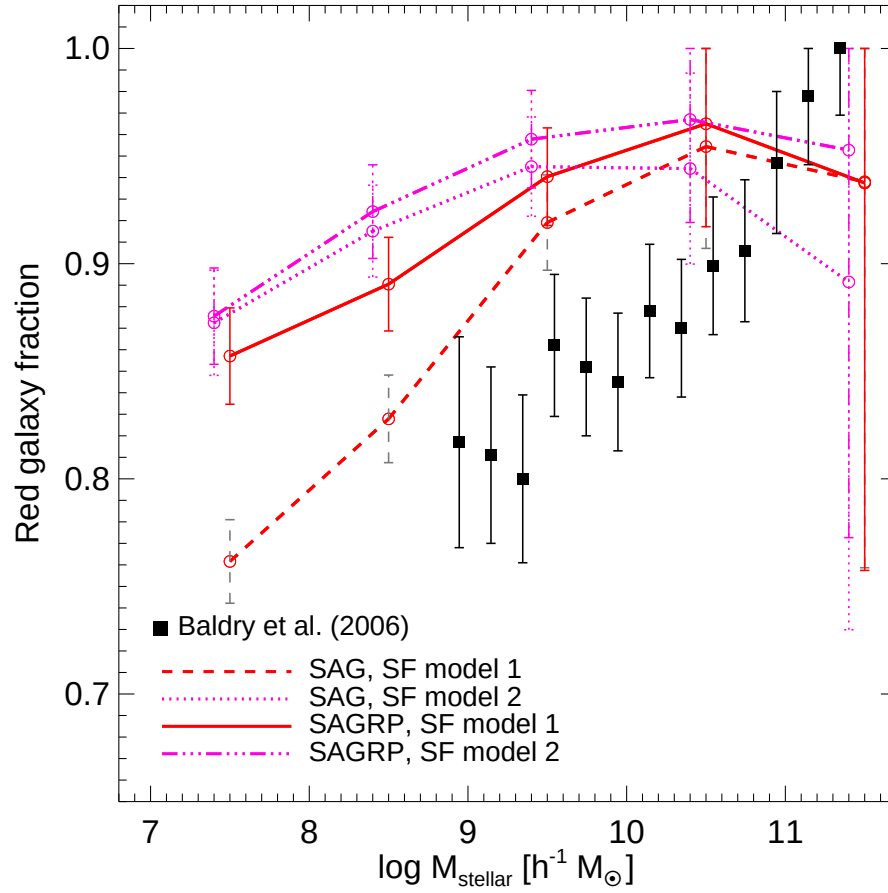


Figura 5.12: Fracciones de galaxias rojas como función de la masa estelar para galaxias en todos los cúmulos simulados. Los distintos tipos de líneas corresponden a resultados de los modelos SAG y SAGRP, obtenidos considerando dos diferentes prescripciones para la formación estelar. Las barras de error indican la dispersión 1σ entre los valores para distintos cúmulos. Los símbolos con barras de error representan los datos para el entorno de mayor densidad en el trabajo de Baldry et al. (2006).

densidad superficial crítica de gas frío, que corresponde a una masa crítica de

$$M_{\text{crit}} = 3,8 \times 10^9 \left(\frac{V_{\text{vir}}}{200 \text{ km s}^{-1}} \right) \left(\frac{R_{\text{disc}}}{10 \text{ kpc}} \right) M_{\odot}, \quad (5.3)$$

con lo que la SFR se modifica según

$$\frac{dM_{\text{stellar}}}{dt} = \alpha \frac{M_{\text{cold}} - M_{\text{crit}}}{t_{\text{dyn}}}. \quad (5.4)$$

En la Figura 5.12, los modelos con y sin RPS que emplean esta prescripción para la formación estelar están indicados como *SF model 2*, mientras que la prescripción original (2.13) se indica como *SF model 1*. Croton et al. (2006) proponen esta modificación basándose en las observaciones de Kennicutt (1998). La SFR reducida que resulta de dicho modelo da lugar a galaxias más ricas en gas; sin embargo, las fracciones de galaxias en la secuencia roja resultan aún mayores, conduciendo a una mayor diferencia con las observaciones que la obtenida al utilizar (2.13).

Como hemos visto, los colores de las galaxias están determinados principalmente por el efecto de estrangulación, por lo cual se ha considerado que la hipótesis en la que se basa dicho efecto podría no ser correcta. McCarthy et al. (2008) y Font et al. (2008) han propuesto una alternativa para el tratamiento del halo de gas caliente de un satélite cuando éste cae dentro de un grupo mayor, en la cual este gas podría ser removido en forma gradual por acción de RPS en vez de ser removido en forma inmediata como ocurre durante el proceso de estrangulación. Si el satélite retiene algo de su halo de gas caliente durante un tiempo, puede continuar incrementando su reservorio de gas frío por enfriamiento radiativo y prolongar su formación estelar, resultando en galaxias con colores más azules. En consecuencia, el problema de los colores de las galaxias podría resolverse extendiendo el modelo de RPS que hemos descrito hasta aquí, considerando la acción de este proceso en dos etapas. En primer lugar, el halo de gas caliente es removido gradualmente, y cuando dicho proceso es completado el disco de gas frío comienza a verse afectado. En el Capítulo 7 describimos cómo incorporamos dicho proceso en el modelo, tomando como punto de partida nuestra nueva implementación, y los resultados obtenidos.

Capítulo 6

Ajustes a los perfiles de RP en grupos y cúmulos de galaxias

RPS no es un proceso que ocurra con exclusividad en los cúmulos de galaxias. El escenario de preprocesado (e.g. Fujita 2004; Mihos 2004; Cortese et al. 2006) postula que los efectos del entorno (ya sea RPS o las interacciones entre pares de galaxias) pueden comenzar a actuar en los progenitores de los cúmulos, sistemas con masas del orden de $10^{13} h^{-1} M_{\odot}$. Los resultados recientes de Rasmussen, Ponman, & Mulchaey (2006) y Rasmussen et al. (2008) presentan evidencia en este sentido. Incluso en grupos más pequeños, las galaxias enanas satélites de galaxias gigantes pueden ver su evolución fuertemente afectada por RPS (Mayer et al. 2006; McConnachie et al. 2007; Mastropietro et al. 2009; Grcevich & Putman 2009).

La implementación de RPS dentro del modelo híbrido de formación de galaxias que presentamos en este trabajo nos permite calcular la RP de una manera consistente con la dinámica del gas en las simulaciones subyacentes. De esta manera no se necesita introducir parámetros libres adicionales al modelo, y hemos mostrado que el uso de aproximaciones analíticas sobreestima considerablemente la RP ambiente (Capítulo 5). Si bien nuestro nuevo método no está atado a la técnica de SPH (sería inmediato adaptarlo a simulaciones realizadas con un código euleriano basado en una grilla, por ejemplo, reemplazando partículas vecinas por celdas vecinas), sí depende de que las simulaciones subyacentes incluyan la

física del gas además de la de DM. Debido al elevado poder de cómputo requerido para realizar una simulación cosmológica incluyendo tanto bariones como DM, los modelos semianalíticos basados en simulaciones sólo de DM tales como la simulación Millennium Run (Springel et al. 2005) o en el formalismo EPS (e.g. Sheth & Tormen 2002; Cole et al. 2008; Neistein et al. 2010) continúan siendo populares. Por esta razón, es de interés evaluar si es posible utilizar nuestro método RP-PG para determinar prescripciones analíticas para la RP experimentada por galaxias satélites, que provean una buena representación de nuestros resultados basados en simulaciones hidrodinámicas no radiativas y que puedan ser empleadas por modelos que no incluyan la física del gas.

En el presente capítulo empleamos el método RP-PG para determinar la RP como función de la distancia al centro para halos en un rango más amplio de masas que el analizado en el Capítulo 5, desde grupos pequeños con $M_{\text{vir}} \simeq 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$ hasta los cúmulos masivos considerados en capítulos anteriores. Mostramos que los perfiles combinados de los halos pueden ser descritos mediante perfiles β (Cavaliere & Fusco-Femiano 1976), cuyos parámetros dependen del redshift y de la masa virial del halo (Tecce et al. 2011a). Los ajustes que encontramos pueden ser empleados directamente en modelos semianalíticos que estén basados en simulaciones que sólo incluyan DM.

6.1. Construcción de los perfiles de RP

Para estimar la RP ejercida por el medio intergaláctico sobre las galaxias satélites nos basamos en el modelo SAGRP. A partir del mismo, obtenemos los perfiles radiales de RP de manera análoga a como se construyó el perfil radial mostrado en la Figura 5.1, sólo que ahora seleccionamos todos los halos FOF de las simulaciones cuya masa virial sea $\log M \equiv \log(M_{\text{vir}} h / M_{\odot}) \geq 12.5$. Esta selección se hace sobre las 67 salidas de las simulaciones comprendidas en el rango $0 \leq z \leq 3$. Cada uno de los halos FOF así seleccionados están resueltos con más de 1000 partículas de DM. En halos más pequeños los valores de RP son despreciables, por lo cual no los tendremos en cuenta en el presente análisis. El número total de halos FOF seleccionados crece continuamente a partir de $N_{\text{gr}} = 29$ en $z = 3$ hasta alcanzar un máximo de 155 halos en $z \simeq 0.5$. A continuación el número de

halos decrece hasta un valor final de $N_{\text{gr}} = 114$ a $z = 0$ (ver Figura 6.1).

En el Capítulo 5 mostramos que la RP media ejercida sobre las galaxias satélites se incrementa con la masa del cúmulo, y a medida que z disminuye. Por lo tanto, dividimos la muestra de halos en 10 intervalos de logaritmo de masa, en el rango $12,5 \leq \log M < 15,35$. El ancho de los intervalos es de $\Delta \log M = 0,5$ y los intervalos se superponen en medio ancho del intervalo, esto es, $12,5 \leq \log M < 13$, $12,75 \leq \log M < 13,25$ y así sucesivamente. De esta manera obtenemos puntos adicionales para determinar la dependencia con respecto a la masa, en un procedimiento que se asemeja a un promedio móvil (de período corto). Para cada intervalo de masa construimos un perfil medio de RP versus distancia al centro del halo, combinando los datos de todas las galaxias ubicadas dentro del radio virial correspondiente. Las distancias de las galaxias se escalan dividiendo por el radio virial de su halo anfitrión, y finalmente se determina la mediana de RP en intervalos de $0,1r/r_{\text{vir}}$.

Para determinar si la forma de los perfiles de RP obtenidos depende de la masa virial y/o del redshift, los renormalizamos a su valor en $x_N \equiv r_N/r_{\text{vir}} = 0,15$. Para los halos menos masivos, esto es equivalente a 6 veces la longitud de suavizado gravitacional empleada en las simulaciones hidrodinámicas subyacentes (ver Sección 2.2). A modo de ejemplo, la Figura 6.2 muestra los perfiles combinados determinados para cuatro de los intervalos de masa considerados, a $z = 1$ (panel superior) y a $z = 0$ (panel inferior). Como puede verse, los perfiles de RP combinados muestran diferentes pendientes para diferentes rangos de masa y para diferentes épocas. El gradiente de RP es más pronunciado en los cúmulos más masivos, donde la RP en $r = r_{\text{vir}}$ es ~ 1 por ciento del valor en x_N . En los halos menos masivos, la RP en r_{vir} es ~ 10 por ciento del valor central. También encontramos, para una dada masa de halo, una dependencia con el redshift de la normalización de los valores de RP. Por ejemplo, el valor medio de RP en x_N varía de $\sim 1,8 \times 10^{-10} h^2 \text{ dyn cm}^{-2}$ en $z = 1$ a $\sim 4,7 \times 10^{-10} h^2 \text{ dyn cm}^{-2}$ a $z = 0$ para halos con $14,75 \leq \log M < 15,35$, y varía de $\sim 2,1 \times 10^{-12} h^2 \text{ dyn cm}^{-2}$ en $z = 1$ hasta $\sim 4,6 \times 10^{-12} h^2 \text{ dyn cm}^{-2}$ a $z = 0$ para halos con $12,5 \leq \log M < 13$. Estas tendencias sugieren la necesidad de adoptar una función de ajuste que tenga por lo menos dos parámetros, normalización y pendiente, ambas dependiendo de la masa virial del halo y del redshift.

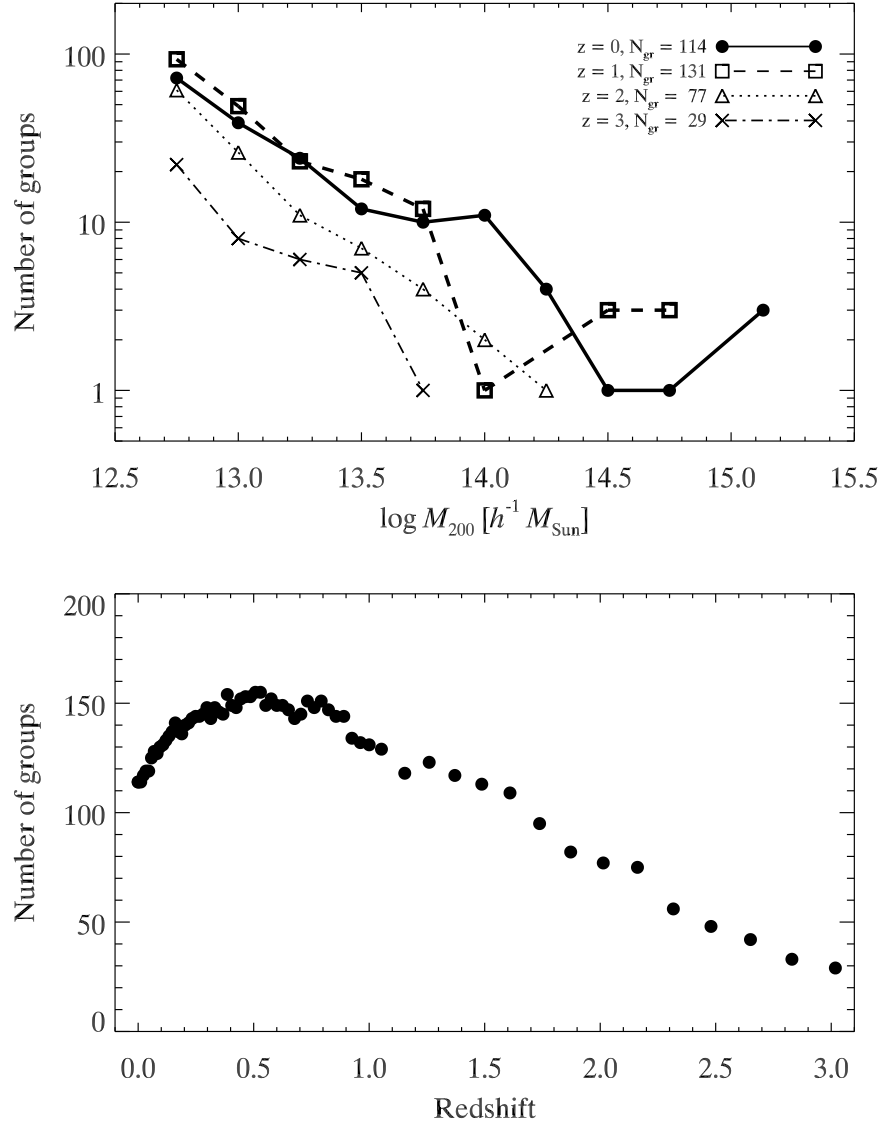


Figura 6.1: (Arriba) Distribución de masas de los halos de DM seleccionados, para distintos redshifts. (Abajo) Evolución con el redshift del número total de halos seleccionados.

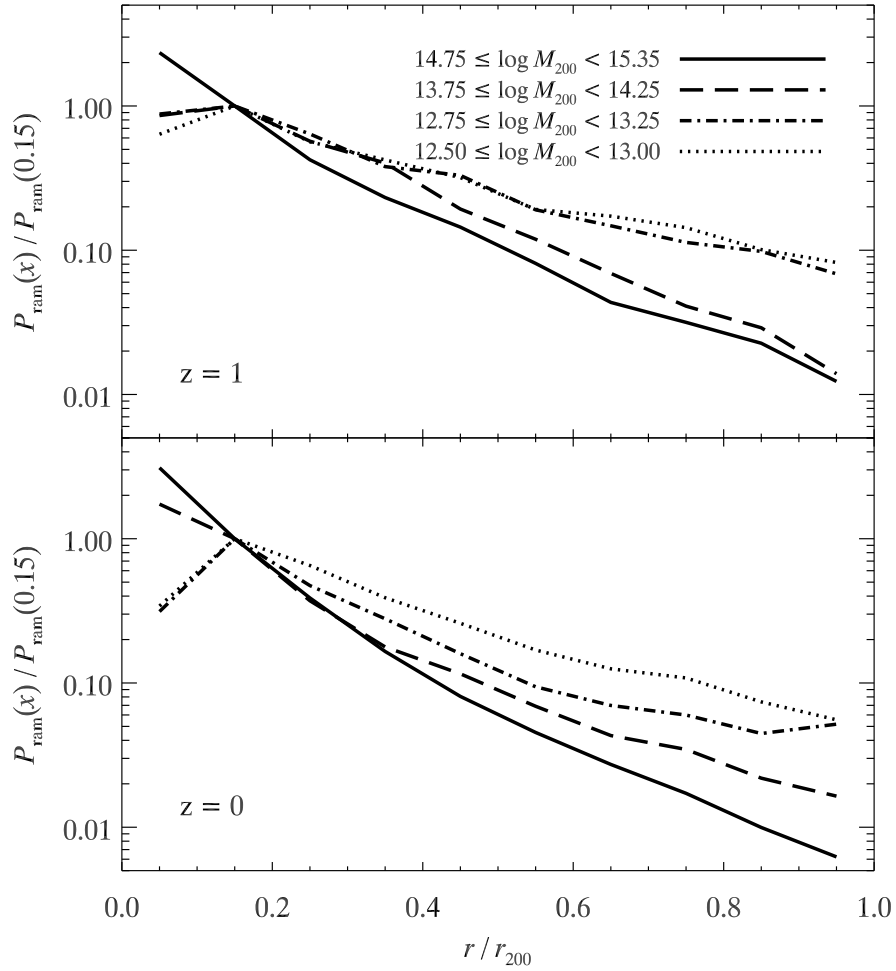


Figura 6.2: Perfiles combinados de RP para halos en cuatro de los rangos de masa considerados, para $z = 1$ (arriba) y $z = 0$ (abajo). Cada perfil está normalizado a su valor en $r/r_{\text{vir}} = 0,15$, que para los halos menos masivos es equivalente a 6 veces la longitud de suavizado gravitacional empleada en las simulaciones hidrodinámicas.

6.2. Formas funcionales para los perfiles de RP

Para obtener un ajuste a los perfiles combinados de RP obtenidos para cada salida de las simulaciones en los distintos rangos de masa considerados, probamos con tres distintas funciones analíticas:

1. Una ley de potencias,

$$P_{\text{ram}} \propto (r/r_s^P)^{-\alpha}. \quad (6.1)$$

2. Un perfil de tipo NFW,

$$P_{\text{ram}} \propto (r/r_s^N)^{-1} [1 + (r/r_s^N)]^{-2}. \quad (6.2)$$

3. Un perfil β , usado comúnmente para describir los perfiles de densidad del ICM en cúmulos de galaxias,

$$P_{\text{ram}} \propto [1 + (r/r_s^B)^2]^{-3\beta/2}. \quad (6.3)$$

En las relaciones anteriores r_s^P , r_s^N y r_s^B son los radios de escala respectivos. Cuando se usa el perfil β para describir perfiles de ICM, se suele fijar el valor del exponente en $\beta = 2/3$. En nuestro caso, determinamos los ajustes tanto con un modelo β con este parámetro fijo como con un modelo β para el cual permitimos variar al exponente. Nos referiremos a estos modelos como β fijo y β completo, respectivamente.

En cada uno de los intervalos de masa y para cada redshift correspondiente a las salidas de las simulaciones consideradas, determinamos los parámetros que proveen el mejor ajuste mediante modelos de la forma (6.1), (6.2) y (6.3) (en este último caso, tanto para el modelo β fijo como para el modelo β completo). Los ajustes se llevan a cabo usando la técnica de Levenberg-Marquardt para resolver el problema de mínimos cuadrados (Markwardt 2009). Para cada ajuste calculamos el estimador chi-cuadrado. Los resultados se grafican en la Figura 6.3 como función del factor de expansión cosmológico $a_{\text{exp}} = 1/(1+z)$, para tres rangos de masa elegidos como ejemplo. Para que la comparación sea más sencilla, los valores de χ^2 en la Figura 6.3 han sido todos normalizados al valor promedio ob-

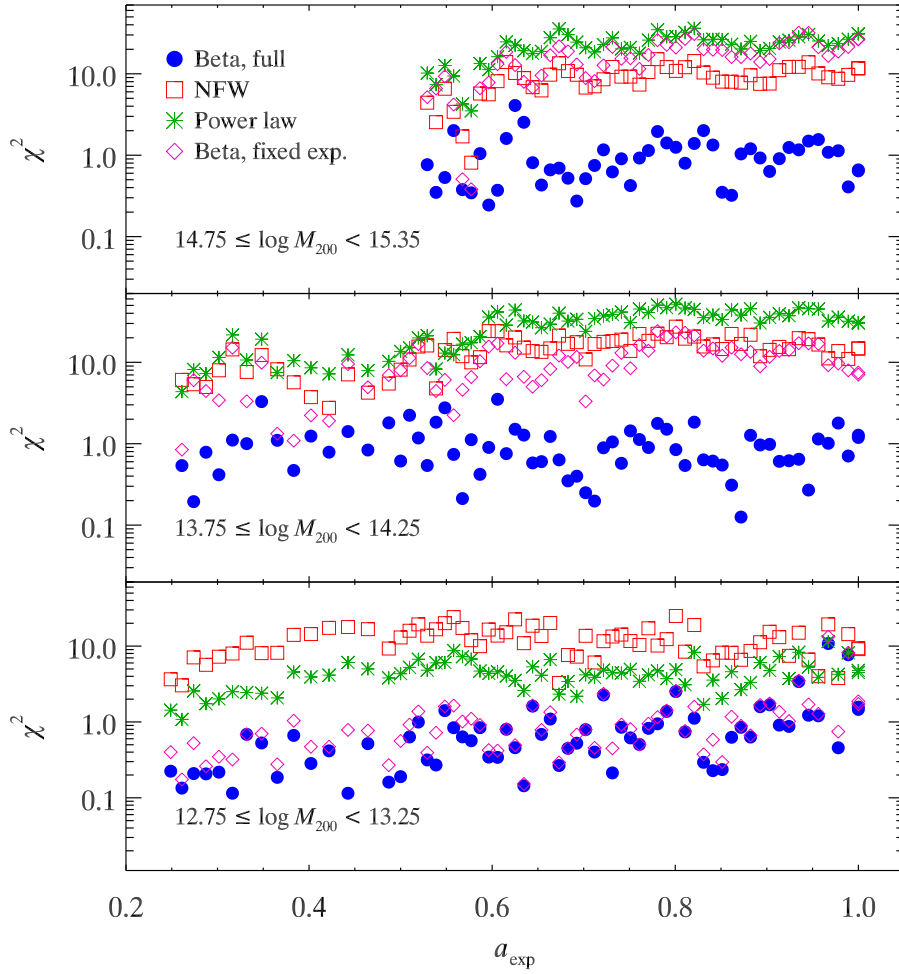


Figura 6.3: Estimador chi-cuadrado de bondad del ajuste como función del factor de expansión cosmológico a_{exp} para los cuatro modelos analíticos considerados: β completo (círculos azules), NFW (cuadrados rojos), ley de potencias (cruces verdes) y β fijo (rombos violetas), y para tres rangos de masa seleccionados como ejemplo: $14,75 \leq \log M_{\text{vir}} < 15,35$ (arriba), $13,75 \leq \log M_{\text{vir}} < 14,25$ (centro) y $12,75 \leq \log M_{\text{vir}} < 13,25$ (abajo).

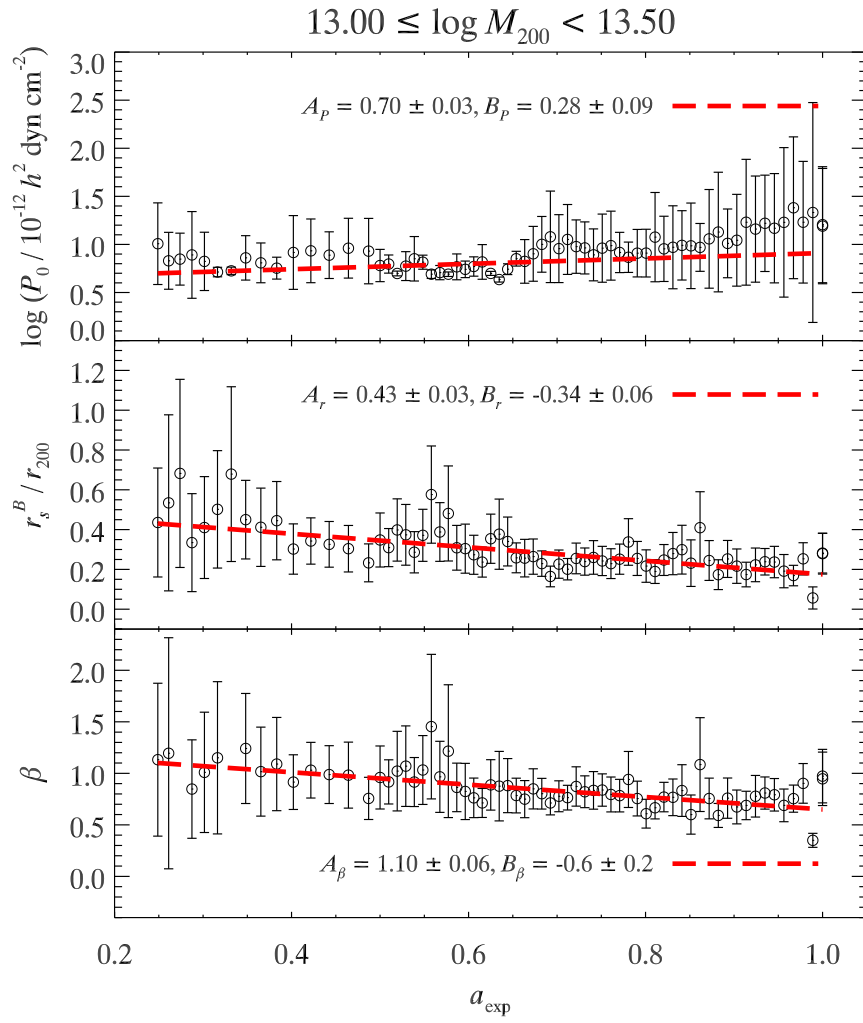


Figura 6.4: Evolución temporal de los parámetros de mejor ajuste para el modelo β completo, para halos de masa $13 \leq \log M < 13.5$: logaritmo del valor central P_0 (arriba), radio de escala r_s/r_{vir} (centro) y exponente β (abajo). Las líneas de rayas indican ajustes por regresión lineal de la forma $A + B(a_{\text{exp}} - 0,25)$ a los parámetros correspondientes.

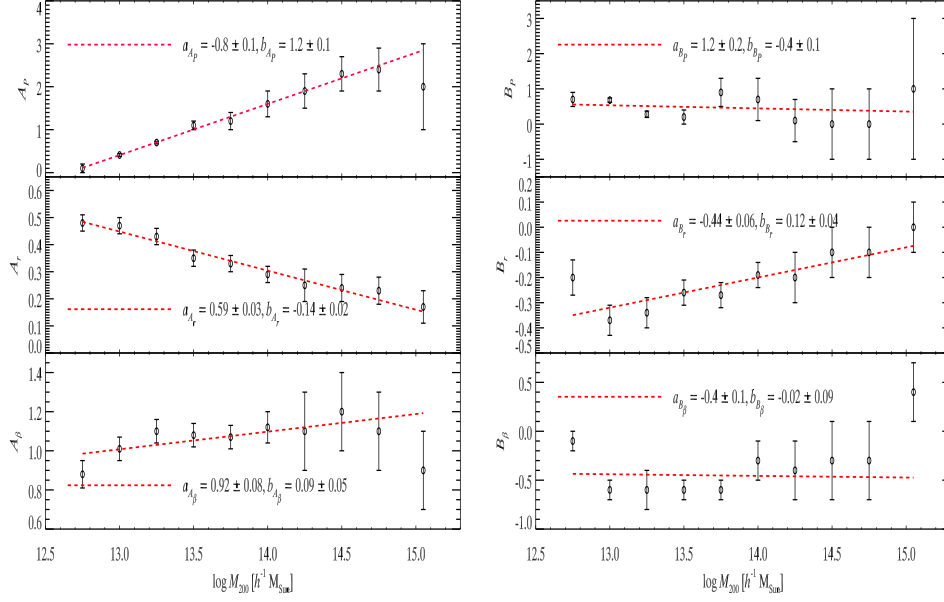


Figura 6.5: Valores de los parámetros obtenidos del ajuste de la evolución temporal de los parámetros de mejor ajuste de la forma $A + B(a_{\text{exp}} - 0,25)$ al modelo β completo (6.4), graficados como función de la masa virial del halo: $\log P_0$ (paneles superiores), r_s/r_{vir} (centro) y β (paneles inferiores). Los paneles a la izquierda y a la derecha muestran los valores para los coeficientes correspondientes A y B , respectivamente. En todos los casos, la dependencia de los coeficientes con la masa del halo se puede ajustar nuevamente con regresiones lineales de la forma $a + b(\log M - 12, 0)$, indicadas con líneas de rayas.

tenido para el modelo β completo, el cual, como puede verse claramente en la figura, provee el mejor ajuste para todo tiempo y en todo rango de masa. En consecuencia, proponemos como modelo para los perfiles de RP determinados con el método RP-PG, un modelo β completo (6.3) con un valor central P_0 , radio de escala r_s y exponente β , todos dependientes de la masa virial y del redshift,

$$P_{\text{ram}}(M, z) = P_0(M, z) \left[1 + \left(\frac{r}{r_s(M, z)} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}\beta(M, z)}. \quad (6.4)$$

El paso siguiente es determinar cómo los parámetros del modelo representado por (6.4) dependen de la masa del halo y del redshift. Para esto graficamos, en cada intervalo de masa, los valores de los parámetros del mejor ajuste, como

función de a_{exp} . Haciendo esto encontramos que, para todos los rangos de masa considerados, la evolución de los parámetros del mejor ajuste puede aproximarse mediante una regresión lineal. A modo de ejemplo, la Figura 6.4 muestra la evolución con el factor de expansión de P_0 , r_s y β obtenidos para halos con masas en el rango $13 \leq \log M < 13,5$.

La ordenada al origen y la pendiente de los ajustes lineales cambian para los diferentes intervalos de masa. Por lo tanto, proponemos una dependencia para los parámetros del modelo de la siguiente forma:

$$\log \left(\frac{P_0}{10^{-12} h^2 \text{dyn cm}^{-2}} \right) = A_P + B_P(a_{\text{exp}} - 0,25), \quad (6.5a)$$

$$\frac{r_s}{r_{\text{vir}}} = A_r + B_r(a_{\text{exp}} - 0,25), \quad (6.5b)$$

$$\beta = A_\beta + B_\beta(a_{\text{exp}} - 0,25), \quad (6.5c)$$

donde los coeficientes A y B dependen todos, en principio, de la masa virial del halo. Elegimos expresar los valores de RP en unidades de $10^{-12} h^2 \text{dyn cm}^{-2}$ (la RP débil de Roediger & Brüggen 2006, ver p. 89) ya que la RP en las regiones centrales de los grupos más pequeños considerados es de ese orden.

Los coeficientes de los ajustes lineales (6.5) correspondientes a cada rango de masa virial se muestran en la Figura 6.5. En todos los casos, la dependencia de los coeficientes A y B con la masa virial se puede ajustar nuevamente mediante una regresión lineal, elegida de la forma $a + b(\log M - 12,0)$. Combinando las dependencias con el redshift y con la masa, obtenemos finalmente las siguientes expresiones para los coeficientes de (6.5):

$$A_P = (-0,8 \pm 0,1) + (1,2 \pm 0,1)(\log M - 12), \quad (6.6a)$$

$$B_P = (1,2 \pm 0,2) + (-0,4 \pm 0,1)(\log M - 12), \quad (6.6b)$$

$$A_r = (0,59 \pm 0,03) + (-0,14 \pm 0,02)(\log M - 12), \quad (6.6c)$$

$$B_r = (-0,44 \pm 0,06) + (0,12 \pm 0,04)(\log M - 12), \quad (6.6d)$$

$$A_\beta = 0,92 \pm 0,08, \quad (6.6e)$$

$$B_\beta = -0,4 \pm 0,1. \quad (6.6f)$$

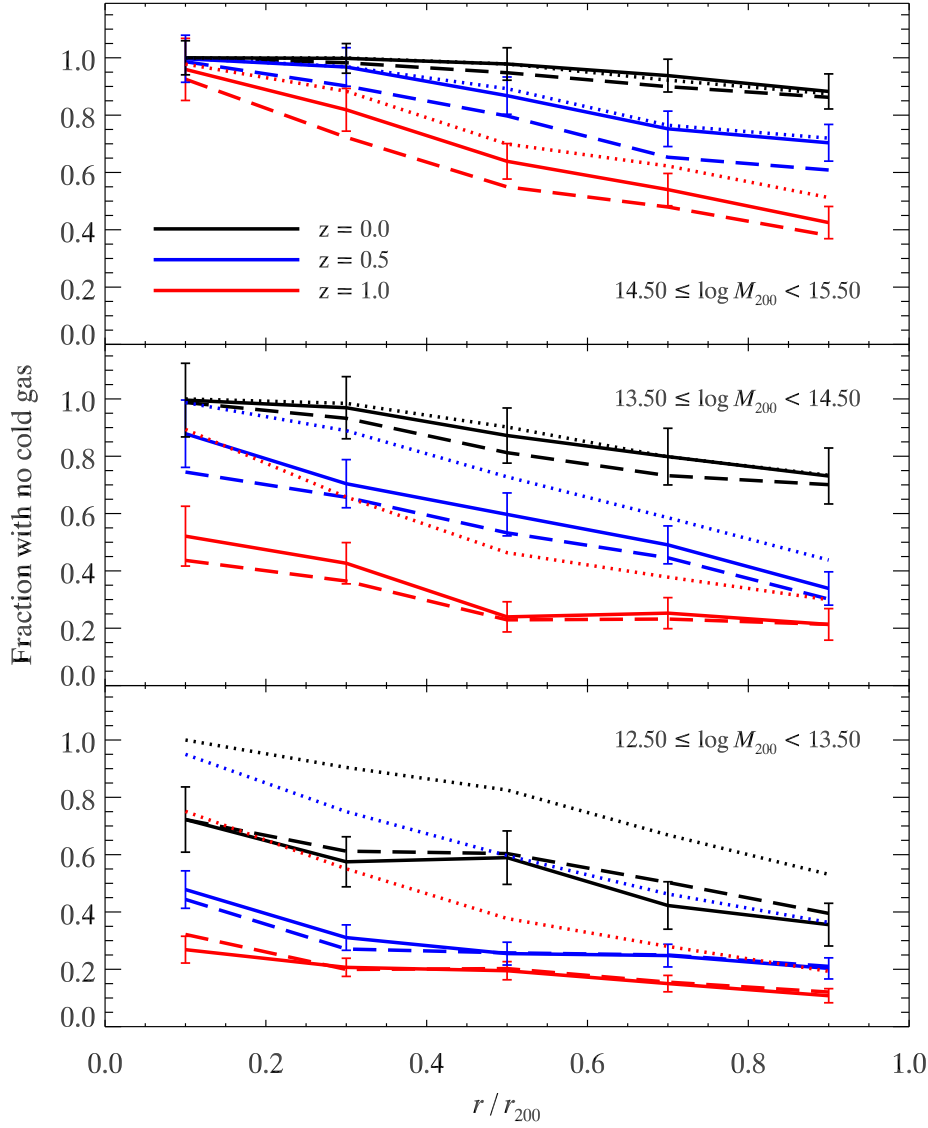


Figura 6.6: Fracción de galaxias con masa estelar $\geq 10^9 h^{-1} M_{\odot}$ que han perdido completamente su gas frío como función de la distancia al centro del halo, para tres modelos diferentes: SAGRP, que determina la RP mediante el método de partículas de gas (líneas continuas), SAGRP-A, que calcula la RP mediante una aproximación analítica (líneas de puntos), y SAGRP-F, que usa las fórmulas de ajuste determinadas en el presente capítulo (líneas de rayas). Las barras de error muestran los errores 1σ para el modelo SAGRP.

A modo de ilustración del potencial de nuestro modelo, realizamos una versión modificada de SAGRP, a la que nos referiremos como SAGRP-F, en la cual reemplazamos el cálculo de RP basado en el método RP-PG por las fórmulas de ajuste determinadas en este capítulo. En SAGRP-F, como aproximación, fijamos la RP igual a cero para todas las galaxias a $z > 3$, y de $z = 3$ en adelante determinamos, para cada galaxia satélite, la distancia a la galaxia central de su halo y la RP correspondiente usando (6.4), (6.5) y (6.6). Los resultados obtenidos de SAGRP-F se comparan con los que obtuvimos para SAGRP y SAGRP-A (ver Sección 5.2.2).

La Figura 6.6 muestra la fracción $f_{\text{no-gas}}$ de galaxias satélites completamente desprovistas de gas en función de la distancia al centro del halo, para los modelos SAGRP (líneas continuas), SAGRP-A (líneas de puntos) y SAGRP-F (líneas de rayas). Al igual que en la Figura 5.7, se seleccionan las galaxias con masa estelar $\geq 10^9 h^{-1} M_{\odot}$. Los resultados se muestran agrupando las masas de halos en tres intervalos separados, y para $z = 1$ (rojo), $z = 0,5$ (azul) y $z = 0$ (negro).

Como se mostró en el Capítulo 5, calcular la RP usando una aproximación analítica provee un buen ajuste para los cúmulos más masivos a $z \sim 0$, pero sobrestima la RP de manera importante para $z > 0$. Por otra parte, la Figura 6.6 muestra claramente que nuestras fórmulas de ajuste proveen un excelente acuerdo con los resultados de la estimación autoconsistente de RP del modelo SAGRP, reproduciendo la pendiente y la evolución de las fracciones en todos los rangos de masa y en todas las épocas consideradas. Para los dos rangos más masivos (panel superior y central en la Figura 6.6), el modelo SAGRP-F pareciera subestimar sistemáticamente la RP; sin embargo, la diferencia está dentro de los errores 1σ para los modelos.

En nuestras fórmulas de ajuste a los perfiles de RP, dadas por (6.4), (6.5) y (6.6), notamos que mientras que el valor central P_0 y el radio de escala r_s dependen tanto de la masa virial como del redshift, el exponente β depende sólo del tiempo. Esto lo verificamos corriendo varias versiones diferentes de SAGRP-F, incluyendo en las ecuaciones (6.6e) y (6.6f) un término dependiente de la masa similar a los de las relaciones para los otros parámetros, variando los coeficientes $b_{A\beta}$ y $b_{B\beta}$ (ver Figura 6.5) dentro del rango de error para los mismos. En todos los casos, encontramos que la menor diferencia entre SAGRP y SAGRP-F se obtiene cuando β se supone independiente de M_{vir} .

Capítulo 7

Regulación por RPS de la acreción de gas en galaxias satélites

Los resultados presentados en el Capítulo 5 sobre las fracciones de galaxias en la secuencia roja muestran un problema común a los modelos semianalíticos de formación de galaxias actuales: las fracciones de galaxias satélites en la secuencia roja resultan demasiado altas comparadas con los datos observacionales del SDSS (e.g. Weinmann et al. 2006; Kimm et al. 2009). Aún en un modelo sin RPS, las galaxias en cúmulos poseen fracciones de gas mucho más bajas que las galaxias de campo y en consecuencia sus SFRs son mucho menores.

Desde el trabajo original de Larson et al. (1980), quienes introdujeron el concepto de estrangulación en el contexto de explicar la transformación de galaxias espirales en lenticulares, numerosos trabajos teóricos y observacionales han investigado la evolución de los halos de gas caliente de las galaxias (e.g. Sellwood & Carlberg 1984; Couch et al. 1998; Dressler et al. 1999; Balogh et al. 1999, 2000, 2004; Bekki, Couch, & Shioya 2002). Aunque el escenario de estrangulación puede explicar la presencia de galaxias de disco pasivas en cúmulos a alto redshift, aún no está claro cómo actúa ni qué tan efectivo es realmente este proceso en distintos entornos. Es muy probable que la remoción de gas no sea instantánea: observaciones recientes encuentran emisión extendida en rayos X alrededor de galaxias en grupos (e.g. Jeltema, Binder, & Mulchaey 2008) e incluso en cúmulos (e.g. Sun et al. 2007), lo que indicaría que dichas galaxias aún retienen parte de su

halo de gas caliente. Basándose en dichos resultados, McCarthy et al. (2008), Font et al. (2008, en adelante F08) y Bekki (2009) propusieron un mecanismo alternativo para el proceso de estrangulación. En lugar de remover el halo de gas caliente inmediatamente después de que una galaxia se convierte en satélite, el halo sería removido gradualmente por acción de RPS. De esta manera, las galaxias satélites pueden continuar alimentando durante un tiempo su reservorio de gas frío a través del enfriamiento radiativo del gas en la fase caliente, prolongando el proceso de formación estelar y resultando en colores más azules. Sin embargo, RPS no es el único proceso que podría afectar a los halos de gas; Weinmann et al. (2010) proponen un escenario alternativo, en el cual el gas caliente se pierde a causa de las fuerzas de marea debidas al potencial gravitatorio del cúmulo (*tidal stripping*, TS).

En este capítulo describimos cómo adaptamos nuestra implementación de RPS para considerar también la remoción gradual de los halos de gas caliente de las galaxias satélites (Tecce et al. 2011b). Nuestro enfoque se basa en el modelo de F08, con dos diferencias importantes: en primer lugar, la RP se determina a partir de las partículas de gas de las simulaciones hidrodinámicas, y en segundo lugar, se utilizan las partículas de DM para trazar las posiciones y velocidades de las galaxias satélites que han perdido su subestructura de materia oscura. F08 utilizan un perfil analítico para describir el ICM, y calculan las posiciones y velocidades de las galaxias a partir de condiciones iniciales extraídas de simulaciones de N -cuerpos (Benson 2005). El método de F08 tiene la ventaja de partir de condiciones iniciales consistentes con los parámetros dinámicos de fusiones de halos en Λ CDM, pero ignora los efectos de fricción dinámica para todas las galaxias satélites simuladas, no sólo para las que han perdido sus subhalos.

7.1. Cálculo de la masa de gas caliente de galaxias satélites

Tanto en SAG como en SAGRP, se considera que la estrangulación remueve por completo los halos de gas caliente de las galaxias que se convierten en satélites cuando las estructuras de materia oscura que las albergan caen dentro de un

grupo mayor, contribuyendo al reservorio de gas caliente de las galaxias centrales de los halos FOF (Sección 2.3.2, ecuación 2.9). Por lo tanto, en estos modelos se estima la masa de gas que pasa de la fase caliente a la fría por procesos de enfriamiento radiativo sólo para estas galaxias centrales. La masa de gas caliente disponible para el proceso de enfriamiento radiativo se calcula en cada salida de la simulación, antes de comenzar la integración de las ecuaciones diferenciales. Si ahora consideramos que las galaxias satélites pueden retener una masa M_{hot} de gas caliente, deberá restarse dicha masa del gas disponible para la galaxia central. En consecuencia, la ecuación (2.9) se modifica de la siguiente forma:

$$M_{\text{hot}} = f_b M_{\text{vir}} - M_{\text{stellar,cen}} - M_{\text{cold,cen}} - M_{\text{BH,cen}} - \sum_{i=1}^{N_{\text{FOF}}} (M_{\text{stellar},i} + M_{\text{cold},i} + M_{\text{BH},i} + M_{\text{hot},i}) , \quad (7.1)$$

donde ahora la sumatoria es sobre todas las galaxias satélites. Mediante este tratamiento, cada galaxia satélite en el modelo tiene asociada una componente de gas caliente con su respectiva masa de metales.

A continuación se calcula la masa de gas que sufre enfriamiento radiativo, teniendo en cuenta que este proceso se ve limitado por acción del feedback de AGN en modo radio (Sección 2.3.6). El efecto neto de la acción conjunta de estos dos procesos se calcula ahora para todas las galaxias, tanto centrales como satélites. Se considera que todos los diferentes modos de feedback considerados en el modelo semianalítico (AGN quásar, AGN radio y supernovas) transfieren gas y metales a la fase caliente de la propia galaxia, en lugar de transferirlos a la componente de gas caliente de la galaxia central, como se hace en el caso de estrangulación.

7.2. Remoción del halo de gas de galaxias satélites

En nuestra nueva implementación, el halo de gas caliente de una galaxia satélite es removido gradualmente por la RP ejercida por el ICM. En principio, RPS y TS podrían actuar simultáneamente, razón por la cual consideramos también un modelo sencillo para describir este último proceso, que se basa en los resultados obtenidos por Springel et al. (2008) para subhalos en simulaciones de N -cuerpos.

El código se escribió de manera que cada uno de los nuevos procesos incluidos (RPS del gas caliente, RPS del gas frío y TS del gas caliente) pueden considerarse juntos o por separado.

7.2.1. Modos de *stripping*

Radio de un subhalo

Dos posibles formas de estimar el radio característico de un subhalo son las que describimos a continuación. El radio virial de un subhalo puede calcularse, por analogía al de un halo FOF, a partir de la ecuación (2.8),

$$r_{\text{vir, sub}} = \left(\frac{3M_{\text{vir, sub}}}{200 \times 4\pi \rho_{\text{crit}}} \right)^{1/3}, \quad (7.2)$$

donde $M_{\text{vir, sub}} = N_{\text{sub}} m_{\text{DM}}$ es la “masa virial” de un subhalo, definida en el algoritmo SUBFIND a partir del número N_{sub} de partículas de DM ligadas al subhalo y de la masa de la partícula de DM en las simulaciones SPH, m_{DM} . Si no se incluye TS, se considera que la ecuación (7.2) define el radio exterior r_{sub} de un subhalo (usaremos M_{vir} y r_{vir} siempre para indicar la masa y el radio virial del halo FOF principal).

Alternativamente, Springel et al. (2008) definen el radio límite de un subhalo como el radio en el cual el perfil de densidad promediado de la masa ligada cae por debajo de $0,02\rho_{\text{loc}}$, donde $\rho_{\text{loc}} \equiv M'/(4\pi r'^3/3)$, r' es el radio que encierra a $M_{\text{vir, sub}}$ y M' es la masa total no ligada contenida dentro de r' . Springel et al. encuentran que, para los subhalos en sus simulaciones, este radio límite puede aproximarse por el radio de marea r_t dado por la expresión (Tormen, Diaferio, & Syer 1998; Binney & Tremaine 2008)

$$r_t = \left[\frac{M_{\text{sub}}}{[2 - d \ln M / d \ln r] M(r)} \right]^{1/3} r, \quad (7.3)$$

donde M_{sub} es la masa total del subhalo, r es la distancia desde el subhalo hasta el centro del halo FOF anfitrión y $M(r)$ es la masa del halo FOF contenida en una esfera de radio r . Si consideramos el efecto de TS en nuestro modelo, suponemos

que $r_{\text{sub}} \equiv r_t$.

Con cualquiera de las definiciones previas, consideramos que todo el material más allá de r_{sub} está desligado del subhalo, y que dentro de r_{sub} el gas caliente y la DM están distribuidas siguiendo un perfil de esfera isoterma,

$$\rho(r) = \frac{M}{4\pi r_c r^2}, \quad (7.4)$$

donde M es la masa total contenida dentro de un radio característico r_c , para ser consistentes con lo empleado en el cálculo de la masa de gas enfriado en SAG.

Suponiendo un perfil NFW para el halo FOF (ecuación 2.4),

$$\rho(r) = \frac{\rho_{\text{crit}} \delta_0}{cx (1 + cx)^2},$$

donde $x \equiv r/r_{\text{vir}}$, cuya masa total encerrada en r está dada por la expresión (2.5),

$$M(r) = 4\pi\rho_{\text{crit}}\delta_0 \left(\frac{r_{\text{vir}}}{c}\right)^3 \left[\frac{1}{1+cx} - 1 + \ln(1+cx) \right],$$

podemos calcular la derivada $d \ln M / d \ln r$ necesaria para evaluar (7.3), observando que es equivalente a calcular $d \ln M / d \ln cx$. Tomando logaritmo en ambos lados de la expresión anterior, resulta

$$\frac{\partial \ln M}{\partial \ln cx} = \frac{\partial}{\partial \ln cx} \ln \left[\frac{1}{1+cx} - 1 + \ln(1+cx) \right] \quad (7.5)$$

de donde podemos obtener

$$\frac{\partial \ln M}{\partial \ln cx} = \frac{(cx)^2}{(1+cx)[(1+cx)\ln(1+cx) - cx]} \quad (7.6)$$

(ver Figura 7.1, panel superior). Usando las ecuaciones (2.5) y (7.6) en (7.3), podemos determinar el radio de marea para cada galaxia satélite. Nótese que, dividiendo (7.3) por (7.2), se obtiene que la relación entre r_t y $r_{\text{vir,sub}}$ depende sólo

de las propiedades del halo FOF anfitrión y del modelo cosmológico adoptado,

$$\begin{aligned} \frac{r_t}{r_{\text{vir,sub}}} &= \left[\frac{200 \times 4\pi \rho_{\text{crit}}}{3[2 - d \ln M / d \ln r] M(r)} \right]^{1/3} r \\ &= \left[\frac{M_{\text{vir}}}{[2 - d \ln M / d \ln r] M(r)} \right]^{1/3} \frac{r}{r_{\text{vir}}}. \end{aligned} \quad (7.7)$$

En el panel inferior de la Figura 7.1 se muestran con distintos tipos de líneas los gráficos de la ecuación anterior para tres masas de halo FOF: $10^{13} h^{-1} M_{\text{vir}}$, $10^{14} h^{-1} M_{\text{vir}}$ y $10^{15} h^{-1} M_{\text{vir}}$. Líneas negras muestran resultados a $z = 0$, y para el caso del halo de $10^{14} h^{-1} M_{\text{vir}}$, se muestran también los resultados para $z = 1$ y 2 con líneas verdes y rojas, respectivamente. La figura muestra claramente que, para un dado valor de r/r_{vir} , el radio de marea es menor respecto de $r_{\text{vir,sub}}$ cuanto menor es la masa del halo FOF, y si consideramos una misma masa de halo anfitrión vemos que $r_t/r_{\text{vir,sub}}$ aumenta con el redshift. De esto se concluye que el efecto de TS se hace más importante a medida que disminuye z , pero al revés que en el caso de RPS su importancia es mayor cuanto menor es la masa del halo anfitrión.

Radio de truncamiento de los halos de gas caliente por efecto de RP

Para una galaxia satélite, la masa total contenida en un radio r_{sat} medido desde la posición de dicha galaxia¹ es

$$M_{\text{tot, sat}}(r_{\text{sat}}) = M_{\text{stellar}} + M_{\text{cold}} + 4\pi \int_0^{r_{\text{sat}}} \rho_{\text{hot}}(r) r^2 dr + 4\pi \int_0^{r_{\text{sat}}} \rho_{\text{DM}}(r) r^2 dr, \quad (7.8)$$

si r_{sat} es lo suficientemente grande como para contener a todas las estrellas y todo el gas frío de la galaxia satélite.

Para calcular la masa de gas caliente contenido en el subhalo que es removida por acción de RPS seguimos el modelo de F08. Dicho modelo se basa en un criterio similar al de GG72 pero para una geometría esférica, determinado por McCarthy et al. (2008) a partir del estudio de los resultados de simulaciones SPH. El gas caliente que se encuentre más allá de un radio r_{sat} será removido si la RP,

¹Usaremos r_{sat} para indicar coordenadas esféricas centradas en una galaxia satélite, para diferenciarlo de r que representa posiciones de galaxias satélites respecto del centro del halo FOF.

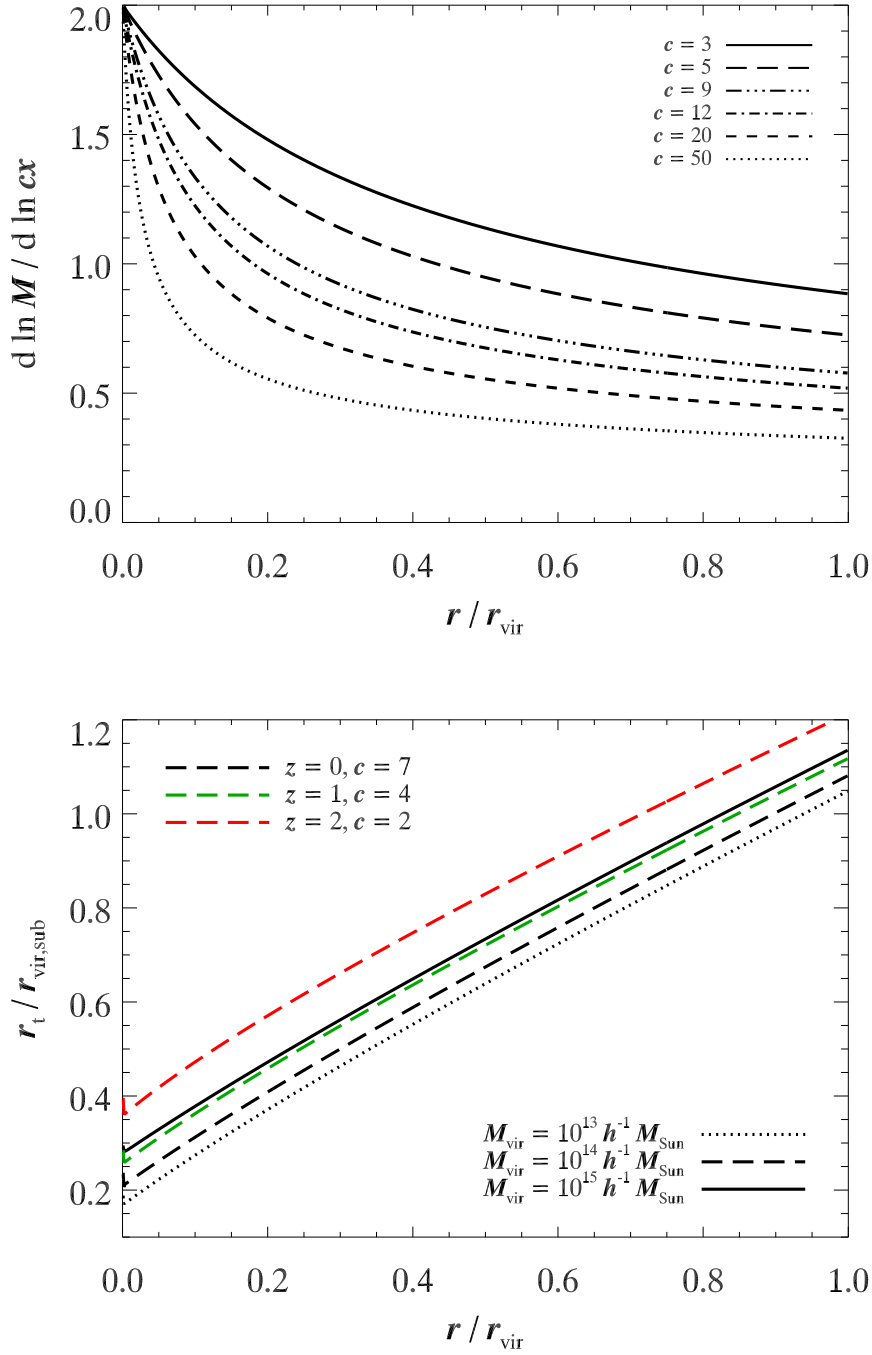


Figura 7.1: (Arriba) Gráfico de la ecuación (7.6) como función de la distancia al centro del halo FOF, para distintos valores del parámetro de concentración c . (Abajo) Radio de marea r_t de un subhalo respecto de su radio virial, ecuación (7.7). Se muestran resultados para tres masas de halos: $10^{13} h^{-1} M_{\text{vir}}$ (línea de puntos), $10^{14} h^{-1} M_{\text{vir}}$ (líneas de rayas) y $10^{15} h^{-1} M_{\text{vir}}$ (línea continua). Las líneas negras muestran resultados a $z = 0$, y para el caso del halo de $10^{14} h^{-1} M_{\text{vir}}$ se muestran adicionalmente resultados para $z = 1$ (verde) y $z = 2$ (rojo).

$P_{\text{ram}} \equiv \rho_{\text{ICM}} v^2$, excede la fuerza restauradora gravitatoria,

$$\rho_{\text{ICM}} v^2 > \alpha_{\text{RP}} \frac{GM_{\text{tot, sat}} \rho_{\text{hot, sat}}}{r_{\text{sat}}}, \quad (7.9)$$

donde $\rho_{\text{hot, sat}}$ y $M_{\text{tot, sat}}$ son la densidad del halo de gas caliente de la galaxia satélite y su masa total encerrada en r_{sat} , respectivamente, y $\alpha_{\text{RP}} = 2$ es una constante geométrica determinada por McCarthy et al. (2008) para reproducir los resultados de sus simulaciones. El radio de truncamiento del halo de gas caliente, $r_{\text{str, hot}}$, es el radio medido desde la posición de la galaxia satélite en el cual la RP es igual a la fuerza restauradora gravitatoria. Se considera que dentro de $r_{\text{str, hot}}$ el halo de gas caliente permanece intacto, y todo el gas exterior a dicho radio es removido por acción de RPS. La RP en la condición (7.9) se evalúa con nuestra nueva implementación (método RP-PG).

Si usamos el perfil de esfera isoterma (7.4) para describir los perfiles de densidad de los halos de gas caliente y del subhalo de DM para las galaxias satélites, la ecuación (7.8) resulta

$$M_{\text{tot, sat}}(r_{\text{sat}}) = M_{\text{stellar}} + M_{\text{cold}} + M_{\text{hot}} \frac{r_{\text{sat}}}{r_{\text{gas}}} + M_{\text{DM}} \frac{r_{\text{sat}}}{r_{\text{sub}}}, \quad (7.10)$$

donde $M_{\text{DM}} \equiv M_{\text{vir, sub}}$, y r_{gas} es el radio que contiene toda la masa de gas caliente M_{hot} que queda en el subhalo. Inicialmente se supone que $r_{\text{gas}} \equiv r_{\text{sub}}$, pero r_{gas} puede hacerse menor que r_{sub} si la RP es lo suficientemente grande, razón por la cual es necesario distinguir entre ambos.

Usando (7.10) en (7.9), podemos obtener

$$P_{\text{ram}} = \frac{\alpha_{\text{RP}} G}{r_{\text{str}}} \left[M_{\text{stellar}} + M_{\text{cold}} + \left(\frac{M_{\text{hot}}}{r_{\text{gas}}} + \frac{M_{\text{DM}}}{r_{\text{sub}}} \right) r_{\text{str}} \right] \frac{M_{\text{hot}}}{4\pi r_{\text{gas}} r_{\text{str}}^2}, \quad (7.11)$$

y definiendo $x_{\text{sat}} \equiv r_{\text{sat}}/r_{\text{vir, sub}}$, $f_{\text{halo}} \equiv M_{\text{hot}}/r_{\text{gas}} + M_{\text{DM}}/r_{\text{sub}}$ y $M_{\text{gx}} \equiv M_{\text{stellar}} + M_{\text{cold}}$ se llega a la siguiente expresión:

$$f_{\text{str}}(x_{\text{sat}}) \equiv x_{\text{sat}}^3 - \frac{\alpha_{\text{RP}} G M_{\text{hot}}}{4\pi r_{\text{gas}} r_{\text{vir, sub}}^2 P_{\text{ram}}} \left(f_{\text{halo}} x_{\text{sat}} + \frac{M_{\text{gx}}}{r_{\text{vir, sub}}} \right) = 0. \quad (7.12)$$

Esta ecuación tiene una única raíz positiva $x_{\text{str}} \equiv r_{\text{str, hot}}/r_{\text{vir, sub}}$. En el caso que no

se considere TS, el efecto de RPS afectará al halo de gas caliente de la galaxia satélite si $x_{\text{str}} < 1$, o sea, si el radio de truncamiento es menor al radio máximo inicial supuesto para la distribución de gas caliente.

Si se consideran tanto RPS como TS actuando simultáneamente, se resuelve la ecuación (7.12) y se compara el valor obtenido para $r_{\text{str,hot}}$ con el radio de marea r_t dado por (7.7). La masa de gas caliente removida del halo estará determinada por el proceso que resulte en el menor radio de truncamiento: si $r_{\text{str,hot}} < r_t$, RPS predomina por sobre TS. El halo no será afectado por ninguno de los dos procesos si el mínimo entre $r_{\text{str,hot}}$ y r_t es mayor que r_{sub} definido por la ecuación (7.2).

En F08 los perfiles de densidad de los halos de gas caliente se modelan usando un perfil β (Cavaliere & Fusco-Femiano 1976),

$$\rho(r) = \rho_0 \left[1 + \left(\frac{r}{r_{\text{core}}} \right)^2 \right]^{-3\beta/2}, \quad (7.13)$$

con $\beta = 2/3$, un radio de escala fijo en $r_{\text{core}} = 0,1r_{\text{vir}}$ y una normalización ρ_0 que se determina de manera tal que se obtenga la masa correcta de gas caliente dentro de r_{sub} . Con esta elección de parámetros, la masa de gas caliente encerrada en un radio r_{sat} es²

$$M(r_{\text{sat}}) = 4\pi\rho_0 r_{\text{core}}^3 \left[\frac{r_{\text{sat}}}{r_{\text{core}}} - \arctan \left(\frac{r_{\text{sat}}}{r_{\text{core}}} \right) \right]. \quad (7.14)$$

Al evaluar (7.14) en $r_{\text{sat}} = r_{\text{gas}}$, se debe obtener la masa total de gas caliente M_{hot} . Esta restricción implica que la normalización ρ_0 debe ser

$$\rho_0 = \frac{M_{\text{hot}}}{4\pi r_{\text{core}}^3} \left[\frac{r_{\text{gas}}}{r_{\text{core}}} - \arctan \left(\frac{r_{\text{gas}}}{r_{\text{core}}} \right) \right]^{-1}. \quad (7.15)$$

Teniendo todo esto en cuenta, la masa total de una galaxia satélite, ecuación (7.8), resulta en este caso

$$M_{\text{tot,sat}}(r_{\text{sat}}) = M_{\text{gx}} + 4\pi r_{\text{core}}^3 \rho_0 \left[\frac{r_{\text{sat}}}{r_{\text{core}}} - \arctan \left(\frac{r_{\text{sat}}}{r_{\text{core}}} \right) \right] + M_{\text{DM}} \frac{r_{\text{sat}}}{r_{\text{sub}}}, \quad (7.16)$$

²En su modelo F08 no consideran TS, y utilizan la ecuación (7.2) como definición del radio virial de los subhalos (A. Font, comunicación particular).

suponiendo nuevamente un perfil de tipo esfera isoterma para la DM. Insertando las ecuaciones (7.13) y (7.16) en (7.9), obtenemos que el radio de truncamiento $r_{\text{str,hot}}$ en el cual la RP iguala la fuerza restauradora gravitatoria se obtiene de la siguiente condición,

$$P_{\text{ram}} = \frac{\alpha_{\text{RP}} G}{r_{\text{str}}} \left\{ M_{\text{gx}} + 4\pi r_{\text{core}}^3 \rho_0 \left[\frac{r_{\text{str}}}{r_{\text{core}}} - \arctan \left(\frac{r_{\text{str}}}{r_{\text{core}}} \right) \right] + M_{\text{DM}} \frac{r_{\text{str}}}{r_{\text{sub}}} \right\} \rho_{0,\text{hot}} \left[1 + \left(\frac{r_{\text{str}}}{r_{\text{core}}} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (7.17)$$

Con la elección $r_{\text{core}} \equiv 0,1 r_{\text{vir,sub}}$, tenemos que $r_{\text{str}}/r_{\text{core}} = 10x_{\text{str}}$, y obtenemos finalmente

$$f_{\text{str}}(w_{\text{sat}}) \equiv \frac{P_{\text{ram}} r_{\text{core}}}{\alpha_{\text{RP}} G \rho_0} (w_{\text{sat}}^3 + w_{\text{sat}}) - 4\pi r_{\text{core}}^3 \rho_0 (w_{\text{sat}} - \arctan w_{\text{sat}}) - M_{\text{gx}} - M_{\text{DM}} \frac{r_{\text{core}}}{r_{\text{sub}}} w_{\text{sat}} = 0, \quad (7.18)$$

donde $w_{\text{sat}} \equiv 10x_{\text{sat}}$. Aunque esta expresión es más compleja que (7.12), la forma de ambas funciones es similar, y nuevamente la ecuación (7.18) tiene una única raíz positiva x_{str} .

La Figura 7.2 muestra ejemplos de radios de truncamiento, obtenidos como raíces de las funciones $f_{\text{str}}(x_{\text{sat}})$. Se grafican las funciones dadas por las ecuaciones (7.12) (perfil isoterma, líneas negras) y (7.18) (perfil β , líneas grises), considerando tres diferentes casos: una galaxia satélite con $M_{\text{gx}} = 6 \times 10^{10} h^{-1} M_{\odot}$ sujeta a RP de $10^{-13} h^2 \text{ dyn cm}^{-2}$ (líneas continuas finas) y $10^{-12} h^2 \text{ dyn cm}^{-2}$ (RP débil, líneas continuas gruesas), y una galaxia más pequeña con $M_{\text{gx}} = 2 \times 10^{10} h^{-1} M_{\odot}$ que experimenta RP de $10^{-13} h^2 \text{ dyn cm}^{-2}$ (líneas de rayas). En todos los casos, la masa del subhalo que contiene a la galaxia satélite es tal que $M_{\text{gx}} = 0,05 M_{\text{vir,sub}}$, y la masa de gas caliente es $M_{\text{hot}} = f_b M_{\text{vir,sub}}$, con $f_b = 0,13$. El eje horizontal corresponde a radios en unidades del radio virial $r_{\text{vir,sub}}$ del subhalo. La figura muestra claramente que las dos prescripciones dan resultados muy similares, si bien el radio de truncamiento obtenido suponiendo un perfil β para el gas caliente tiende a ser mayor que el obtenido para el perfil isoterma en el caso de $\log P_{\text{ram}} = -13$, y

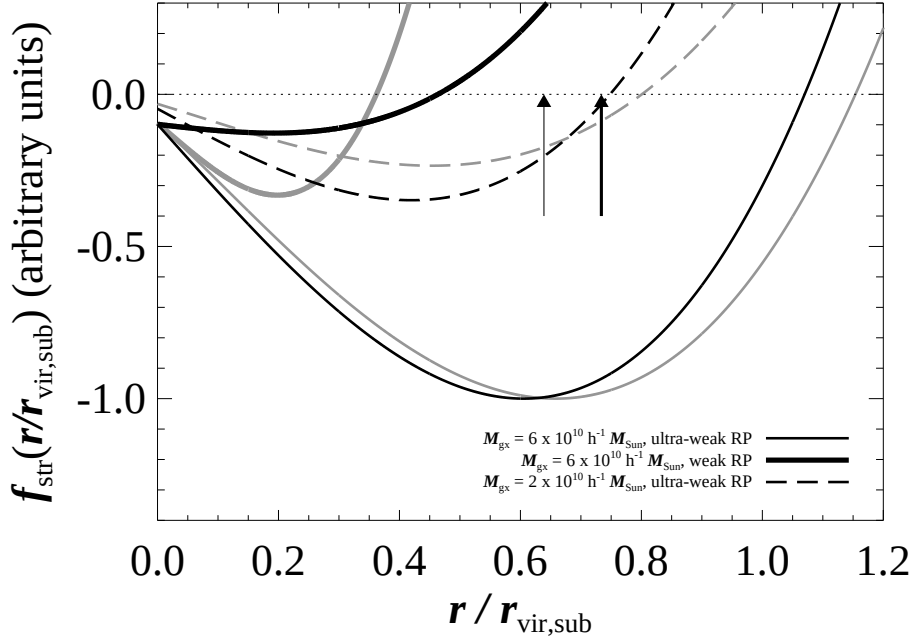


Figura 7.2: El radio de truncamiento $r_{\text{str,hot}}$ del halo de gas caliente por efecto de RPS se determina hallando la única raíz positiva de las ecuaciones (7.12) (perfil isoterma, líneas negras) o (7.18) (perfil β , líneas grises), según el modelo elegido para el perfil del gas caliente contenido en los subhalos. Se muestran tres ejemplos: una galaxia satélite con masa bariónica $M_{\text{gx}} = 6 \times 10^{10} h^{-1} M_{\odot}$ que experimenta $P_{\text{ram}} = 10^{-13} \text{ dyn cm}^{-2}$ (línea continua fina) y $P_{\text{ram}} = 10^{-12} \text{ dyn cm}^{-2}$ (línea continua gruesa), y una galaxia satélite con $M_{\text{gx}} = 2 \times 10^{10} h^{-1} M_{\odot}$ que experimenta $P_{\text{ram}} = 10^{-13} \text{ dyn cm}^{-2}$ (línea de rayas). El eje vertical está normalizado arbitrariamente, de manera de mostrar ambas funciones a la misma escala. En todos los casos, la masa del subhalo es $M_{\text{gx}} = 0,05 M_{\text{vir,sub}}$, el radio del subhalo r_{sub} está definido por (7.2) y la masa de gas caliente es $M_{\text{hot}} = f_b M_{\text{vir,sub}}$, con $f_b = 0,13$. Las flechas señalan los radios de marea r_t dados por la ecuación (7.3) correspondientes al caso de la galaxia más masiva, suponiéndola contenida dentro de un halo FOF con $M_{\text{vir}} = 10^{15} h^{-1} M_{\odot}$ y $c = 5$ (flecha gruesa) o un halo FOF con $M_{\text{vir}} = 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ y $c = 9$ (flecha fina). En ambos casos, la galaxia se encuentra a $0,5 r_{\text{vir}}$ de distancia del centro del halo.

menor en el caso de $\log P_{\text{ram}} = -12$.

Considerando los resultados obtenidos para subhalos cuando suponemos que la distribución del gas caliente sigue un perfil de esfera isoterma, la Figura 7.2 muestra claramente que una RP de valor $\log P_{\text{ram}} = -13$ tiene muy poco o ningún efecto sobre el halo de la galaxia más masiva, ya que $r_{\text{str,hot}}$ es aproximadamente igual al radio del subhalo. Sin embargo, si la misma galaxia experimenta $\log P_{\text{ram}} = -12$, su halo de gas caliente es removido hasta $\simeq 0,5r_{\text{sub}}$. La galaxia más pequeña, como era de esperarse, es mucho más afectada. Sometida a la acción de una RP de valor $\log P_{\text{ram}} = -13$, el halo más pequeño es removido hasta $\simeq 0,75r_{\text{sub}}$.

Para comparar el efecto de RPS con el de TS, las flechas en la Figura 7.2 indican los radios de marea r_t dados por la ecuación (7.3) para el caso de la galaxia más masiva y para $z = 0$, suponiéndola contenida dentro de dos halos diferentes: uno con $M_{\text{vir}} = 10^{15} h^{-1} M_{\odot}$ y $c = 5$ (flecha gruesa), y otro con $M_{\text{vir}} = 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ y $c = 9$ (flecha fina). En ambos casos la galaxia se encuentra a una distancia $0,5r_{\text{vir}}$ del centro del halo FOF. Podemos apreciar en la figura que TS prevalece en el caso de la galaxia más masiva para $\log P_{\text{ram}} = -13$, ya que $r_{\text{str,hot}} > r_t$ para ambos halos FOF considerados. Sin embargo, vemos que RPS domina para el caso de $\log P_{\text{ram}} = -12$. Para la galaxia más pequeña, los efectos de TS y RPS son comparables incluso en el caso de menor RP. Los resultados obtenidos de considerar perfiles β para el ICM, según F08, son cualitativamente similares, aunque para $\log P_{\text{ram}} = -13$ el radio de RPS es ~ 20 por ciento más grande y para $\log P_{\text{ram}} = -12$ resulta ~ 50 por ciento menor.

Teniendo en cuenta los perfiles de RP que determinamos en el Capítulo 6, dados por (6.4), (6.5) y (6.6), podemos obtener que para un halo FOF de masa virial $\geq 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$ a $z = 0$, la RP promedio en $r \simeq r_{\text{vir}}$ es de nivel moderado. En consecuencia, en los cúmulos de galaxias caracterizados por masas $\gtrsim 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$, RPS será el efecto que domine la remoción de gas para la gran mayoría de las galaxias.

En los halos con $M_{\text{vir}} = 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, la RP promedio en $r \simeq r_{\text{vir}}$ es del orden de $\sim 5 \times 10^{-13} h^2 \text{ dyn cm}^{-2}$, y alcanza un nivel débil en $r \simeq 0,6r_{\text{vir}}$. Esto implica que, para galaxias relativamente masivas en la periferia de dichos sistemas, el radio de truncamiento $r_{\text{str,hot}}$ sería el dado por TS; sin embargo, lue-

go del primer pasaje por el pericentro de la órbita, $r_{\text{str,hot}}$ quedaría determinado por la acción de RPS, predominante en las regiones interiores. En los halos con $M_{\text{vir}} \simeq 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, la RP sólo alcanza valores de nivel débil en las regiones centrales. Esto indicaría que TS sería dominante en estos sistemas, con lo cual una masa virial del halo de $\sim 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ constituiría una masa de transición entre el dominio de TS y RPS como proceso responsable de la remoción de gas. Sin embargo, ha de tenerse en cuenta que los halos con masas del orden de $10^{12} h^{-1} M_{\odot}$ contienen típicamente una única galaxia con $M_{\text{stellar}} \simeq 10^{11} h^{-1} M_{\odot}$, y el resto de las galaxias dentro de dichos halos son satélites con masas estelares típicas de $10^9 h^{-1} M_{\odot}$ o menores. En consecuencia, nuestros resultados indican que TS sólo podría ser el mecanismo dominante de remoción de gas caliente en situaciones donde la RP sea muy baja, principalmente en halos de baja masa y a alto redshift. Nuestros resultados coinciden con el análisis de McCarthy et al. (2008).

7.2.2. Implementación

El análisis anterior nos permite entender la dependencia de los efectos de TS y RP con respecto a las masas de las galaxias, las masas de los halos FOF en que las mismas se encuentran y los perfiles de densidad para el gas caliente y la DM considerados para las subestructuras que albergan a las galaxias satélite. A continuación describimos las tres formas en que se lleva a cabo la remoción gradual de gas del halo para cada galaxia satélite en las simulaciones, suponiendo que la masa de gas y DM contenidos en las subestructuras siguen un perfil correspondiente a una esfera isoterma. En el instante en que la galaxia se convierte en satélite, hereda la masa de gas caliente que tenía en el último paso en que fue identificada como central, y se fija inicialmente $r_{\text{gas}} = r_{\text{sub}} = r_{\text{vir,sub}}$.

1. Si se considera sólo RPS, en cada salida de la simulación a la cual se le aplica el modelo semianalítico, se determina la RP ambiente como se describe en el Capítulo 4, se calcula r_{sub} a partir de la ecuación (7.2) y se encuentra el valor actualizado del radio de truncamiento para el gas caliente debido a RPS, $r_{\text{str,hot}}$, resolviendo numéricamente (7.12). Luego se fija $r_{\text{gas}} = r_{\text{str,hot}}$ para ese paso de la simulación.

2. Si sólo se considera TS, entonces en cada salida de la simulación se calcula r_t a partir de (7.3), y se fija $r_{\text{gas}} = r_{\text{sub}} = r_t$.
3. Si RPS y TS actúan simultáneamente sobre el subhalo, entonces r_{gas} se hace igual al mínimo entre $r_{\text{sub}} = r_t$ calculado según (7.3) y $r_{\text{str,hot}}$ calculado según (7.12).

En cualquiera de los tres casos, si en un tiempo t_n el radio $r_{\text{gas},n}$ es menor que en un paso anterior, $r_{\text{gas},n-1}$, todo el gas caliente contenido entre ambos radios será removido del halo. En caso contrario, se considera que los procesos de *stripping* son demasiado débiles como para afectar al halo, y entonces $r_{\text{gas},n} = r_{\text{gas},n-1}$. La masa de gas removida de esta manera y los metales contenidos en ella se transfieren a la fase caliente de la galaxia central del subhalo en el que se encuentran, esto es, en el caso de los satélites tipo 2 de galaxias tipo 1, éstos contribuyen al halo de gas caliente de la tipo 1, y no al de la galaxia central del halo FOF principal.

Las simulaciones de RPS de halos de gas realizadas por Bekki (2009) muestran que la presencia de un halo de gas caliente actúa como un escudo que protege al disco de gas frío e impide su remoción hasta que no se completa la del gas caliente. En consecuencia, consideramos a la remoción de gas de la galaxia como un proceso de dos etapas. En primer lugar, la fase caliente es removida ya sea por RPS o por TS. Cuando el halo de gas caliente ha sido completamente removido y el disco galáctico queda expuesto al efecto del ICM, comienza la remoción del gas frío del disco por acción de RPS. Suponemos que esto último comienza a ocurrir cuando M_{hot} cae por debajo de una cierta masa mínima, o cuando r_{gas} se hace del orden del tamaño del disco, $R_{\text{disc}} = 3R_d$. Cuando cualquiera de estas situaciones ocurre, consideramos que la remoción del halo ha sido completada y permitimos a la RP ambiente remover el gas frío, tal y como se lo describe en el Capítulo 4.

7.3. Resultados

Con el fin de evaluar cómo cambian las propiedades de las galaxias simuladas al incluir la remoción gradual de los halos de gas caliente respecto al modelo semianalítico de referencia SAG, en el que se aplica el proceso de estrangulación,

consideramos dos modelos adicionales, con los mismos parámetros que SAG (Tabla 3.1): uno en el cual los halos de gas caliente son removidos por RPS, pero no se considera RPS para el gas frío (modelo SAGRP-H), y otro en el cual RPS actúa primero sobre el gas caliente, y cuando la remoción de dicha fase se completa, se procede a remover el gas frío (modelo SAGRP-HC). En estos modelos se ignora el efecto de TS. La razón para correr el primer modelo es que F08 afirman que RPS no alcanza a remover los halos de gas caliente por completo y que en consecuencia no es necesario tener en cuenta los efectos de RPS sobre los discos de gas frío.

La Figura 7.3 muestra diagramas color-magnitud a $z = 0$ para las galaxias pertenecientes a todos los cúmulos considerados, para los modelos SAG (izquierda, arriba), SAGRP (derecha, arriba), SAGRP-H (izquierda, abajo) y SAGRP-HC (derecha, abajo). La figura muestra claramente importantes diferencias entre los modelos, teniendo en cuenta que los modelos SAGRP-H y SAGRP-HC usan los mismos parámetros que SAG, esto es, no fueron calibrados independientemente para reproducir observaciones particulares. Cuando se permite a los satélites continuar renovando su reservorio de gas frío mediante el enfriamiento radiativo del gas caliente, que es gradualmente removido en los modelos SAGRP-H y SAGRP-HC, la secuencia roja en cúmulos desaparece por completo para $M_V \gtrsim -17$; todas las galaxias de baja masa en los cúmulos están activamente formando estrellas. Si bien se observa que en el Universo en general la formación estelar se da principalmente en galaxias de masa cada vez más baja a medida que decrece el redshift (*downsizing*, Cowie et al. 1996) el modelo SAGRP-H produce una población de galaxias azules que no se observa en los cúmulos.

Por otra parte, cuando consideramos el modelo completo SAGRP-HC, aún sin calibrar, los resultados son prometedores. La forma de la distribución es consistente con las observaciones de la distribución de colores en entornos densos, y al igual que para SAG la secuencia roja está presente para galaxias con $M_V \lesssim -17$. Sin embargo, el número de galaxias en la secuencia roja ha disminuído; puede verse que una fracción mayor de la población de galaxias satélites aún no ha completado su migración a la secuencia roja.

Para complementar la información provista por la Figura 7.3, en la Figura 7.4 mostramos histogramas de la distribución de colores de las galaxias simuladas

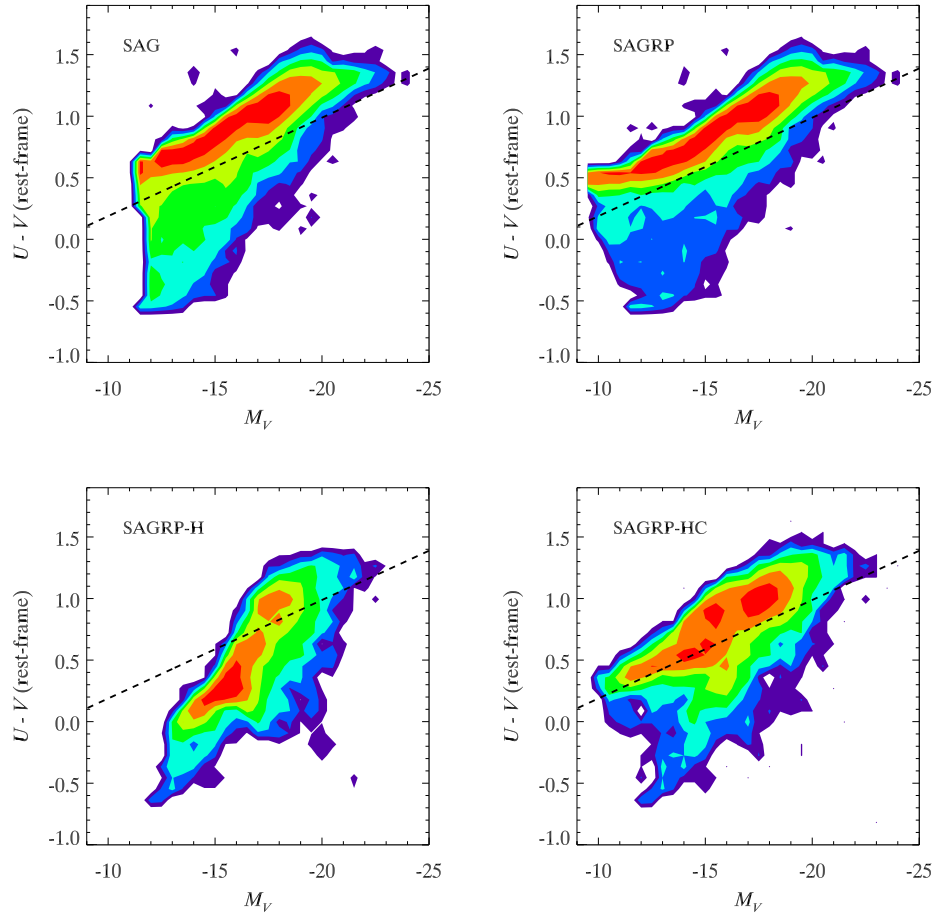


Figura 7.3: Diagramas color-magnitud a $z = 0$ para las galaxias en todos los cúmulos simulados. Se muestran resultados para cuatro modelos: SAG (arriba, izquierda), SAGRP (arriba, derecha), SAGRP-H, un modelo en el cual los halos de gas caliente de los satélites se remueven gradualmente por RPS (abajo, izquierda), y SAGRP-HC, en el cual RPS remueve en primer lugar el gas caliente, y cuando esto se completa pasa a afectar al disco de gas frío (abajo, derecha). La línea de rayas muestra la separación entre las secuencias roja y azul de Bell et al. (2004).

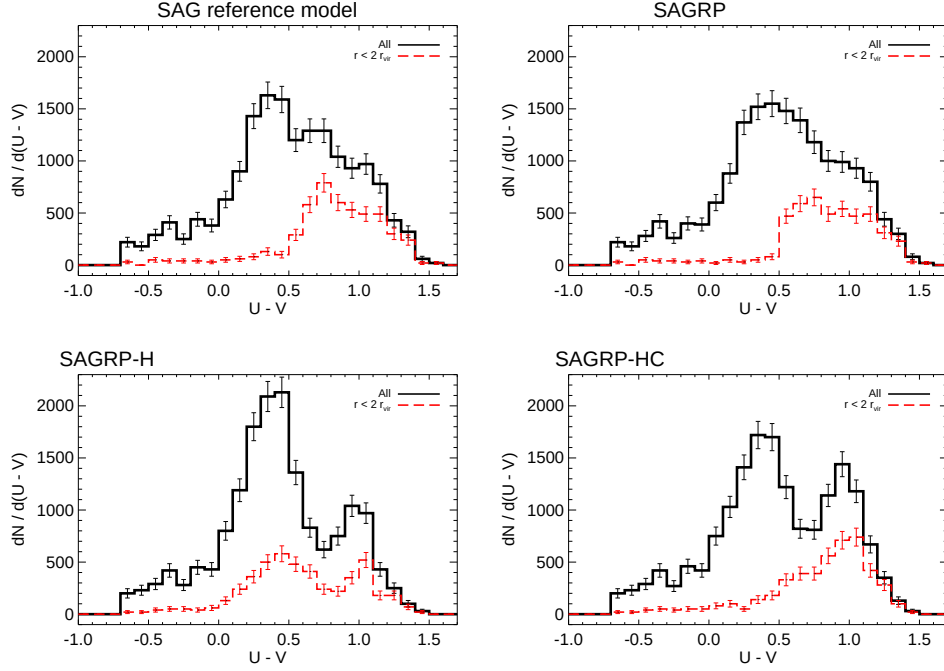


Figura 7.4: Distribuciones de los colores de las galaxias para los diferentes modelos: SAG (arriba, izquierda), SAGRP (arriba, derecha), SAGRP-H (abajo, izquierda) y SAGRP-HC (abajo, derecha). Los histogramas con líneas negras muestran la distribución de colores para todas las galaxias en las simulaciones, y los histogramas con líneas rojas muestran las galaxias a una distancia $r < 2r_{\text{vir}}$ de los cúmulos centrales.

en los tres modelos antes mencionados, más el modelo SAGRP. Los dos paneles superiores de la Figura 7.4 muestran las distribuciones correspondientes a SAG y SAGRP, los cuales, como se vio en el Capítulo 5, producen fracciones de galaxias rojas demasiado altas. Puede verse en la figura que la bimodalidad de color para la población completa de galaxias (líneas negras) es difícil de distinguir. No se aprecia un “valle” entre el pico azul en $U - V \simeq 0,4$ y la secuencia roja en $U - V \simeq 1,0$. Nótese también cómo, en ambos modelos, la secuencia azul es prácticamente inexistente para galaxias a menos de $2r_{\text{vir}}$ de los cúmulos (líneas rojas).

En marcado contraste con estos resultados, los paneles inferiores de la Figura 7.4 muestran cómo la remoción gradual de los halos de gas caliente de las galaxias incrementan significativamente las fracciones de galaxias azules. El pico azul, también en $U - V \simeq 0,4$, es claramente aumentado, y se aprecia una clara

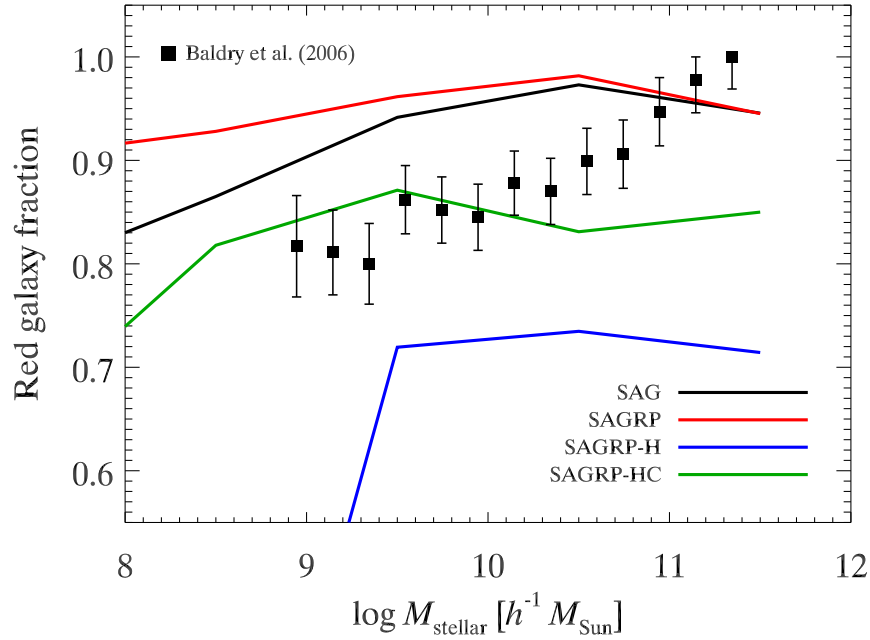


Figura 7.5: Fracción de galaxias en la secuencia roja a $z = 0$ para los cuatro modelos considerados en este capítulo: SAG (línea negra), SAGRP (línea roja), SAGRP-H (línea azul) y SAGRP-HC (línea verde). Los símbolos con barras de error representan los datos para el entorno de mayor densidad en el trabajo de Baldry et al. (2006).

separación entre los dos picos de la distribución. En el modelo SAGRP-H esta bimodalidad ocurre también dentro del cúmulo. Cuando se considera el modelo de dos etapas de RPS, SAGRP-HC, para la distribución general de galaxias se obtiene un resultado similar al de SAGRP-H, pero dentro de los cúmulos la RP actúa claramente sobre los discos de gas frío, suprimiendo nuevamente la formación estelar y generando una distribución de colores dentro del cúmulo con una secuencia roja dominante, más en acuerdo con lo observado (e.g. Martínez et al. 2010). Esto indicaría que, al contrario de lo afirmado por F08, la RP en los cúmulos es lo suficientemente intensa como para remover por completo los halos de gas caliente, ya que en SAGRP-HC los discos no son afectados a menos que el halo haya desaparecido primero. Sin embargo, es necesario admitir que cualquier conclusión es preliminar, ya que en este trabajo sólo estamos comparando los cambios relativos a un modelo de referencia, sin intentar por el momento calibrar los nuevos

modelos.

En la Figura 7.5 comparamos las fracciones de galaxias en la secuencia roja para los cúmulos simulados que se obtienen de los cuatro modelos considerados. Al permitir a las galaxias satélites renovar su contenido de gas frío, las fracciones de galaxias en la secuencia roja disminuyen notablemente. Para el caso de SAGRP-H, el efecto es demasiado pronunciado, y las fracciones de galaxias rojas pasan a ser demasiado bajas respecto de las observadas. En SAGRP-H, la secuencia roja desaparece para $M_{\text{stellar}} < 10^9 h^{-1} M_{\odot}$. Para el modelo SAGRP-HC se obtiene una situación intermedia, y de hecho se reproducen las fracciones observadas para galaxias con masas estelares en el rango 10^9 – $10^{10} h^{-1} M_{\odot}$, aún sin calibrar el modelo. Para galaxias con masas estelares mayores las fracciones de galaxias rojas son más bajas que las observadas, pero no tanto como para SAGRP-H. Esto puede deberse a que para dichos valores de masa estelar las galaxias empiezan a migrar de la secuencia azul a la roja por acción de AGN (ver Figura 5.10). Los parámetros que regulan la actividad de AGN en todos los modelos se ajustaron en base a un modelo en el que las galaxias son más pobres en gas. En consecuencia, es posible que sea necesario considerar una mayor actividad de AGN para reciclar una mayor cantidad de gas frío nuevamente a la fase caliente, y de esta manera obtener un buen acuerdo con las fracciones de galaxias rojas para el extremo más masivo de la relación.

Capítulo 8

Conclusiones

En el presente trabajo estudiamos mediante simulaciones la influencia del entorno sobre las propiedades de las galaxias, poniendo especial atención a la interacción entre el ICM y las distintas fases de gas de las galaxias. Se desarrolló un nuevo método para describir los efectos de la presión dinámica ejercida por el ICM en el marco de un modelo híbrido, que combina simulaciones hidrodinámicas cosmológicas no disipativas con un modelo semianalítico de formación de galaxias. La característica novedosa de nuestra implementación es el hecho de que las propiedades cinemáticas y termodinámicas del ICM, responsable del efecto de RPS, se obtienen a partir de las partículas de gas de las simulaciones hidrodinámicas. Otros modelos semianalíticos se basan en simulaciones de N -cuerpos puramente dinámicas y deben, por lo tanto, formular hipótesis extras para describir el ICM.

En primer lugar, describimos el método híbrido empleado, detallando tanto las simulaciones SPH de cúmulos de galaxias como el código semianalítico SAG tomado como punto de partida para nuestra nueva implementación de RPS. A continuación, describimos las modificaciones necesarias para introducir dicho efecto en SAG, a saber: una estimación detallada del tamaño de los discos galácticos, el cálculo de las concentraciones y los parámetros de spin de los halos de DM, la determinación de las propiedades del ICM a partir de las partículas de gas de las simulaciones y el cálculo de la masa de gas removida por RPS. Con este método determinamos las distribuciones de RP en función del redshift en cúmulos de galaxias, y evaluamos el efecto de RPS sobre el contenido de gas y los colores de las

galaxias (Tecce et al. 2010). Extendimos luego dichos resultados a un rango más amplio de masas de halos, comprendiendo halos de masas equivalentes a grupos de galaxias, encontrando que los perfiles de RP pueden ajustarse mediante perfiles analíticos con parámetros que dependen de la masa virial y el redshift (Tecce et al. 2011a). Finalmente, consideramos un modelo en el cual RPS, previo a afectar al gas frío del disco galáctico, remueve gradualmente el halo de gas caliente de una galaxia satélite. De esta manera los satélites pueden continuar renovando su reservorio de gas frío por un cierto tiempo mediante el enfriamiento radiativo del gas caliente, prolongando así la formación estelar en los mismos (Tecce et al. 2011b). En lo que sigue presentamos las conclusiones generales del trabajo.

Nuestra nueva implementación de RPS en un modelo de formación de galaxias se diferencia de trabajos previos (Okamoto & Nagashima 2003; Lanzoni et al. 2005; BDL08) en el uso de las partículas de gas de la simulación SPH subyacente para obtener las propiedades del ICM (método RP-PG). Los modelos previos recurren a aproximaciones analíticas para calcular la densidad del ICM, y se ven forzados a suponer que el ICM se encuentra en equilibrio hidrostático. Dicha suposición podría no ser válida para todos los halos, y existe evidencia en favor de que la dinámica turbulenta del ICM puede jugar un papel importante en la evolución de los cúmulos (e.g. Sunyaev et al. 2003; Rebusco et al. 2008). Nuestro método tiene la gran ventaja de que tiene en cuenta automáticamente la dinámica del ICM, a través de las propiedades de las partículas SPH, y no requiere introducir parámetros libres adicionales (como sí es el caso de los modelos previos, que necesitan dar parámetros que caractericen a los perfiles de densidad utilizados).

Los resultados obtenidos de nuestro modelo (método RP-PG) para las distribuciones de RP se comparan con los obtenidos a partir de una estimación analítica equivalente a la empleada en trabajos previos, que considera un perfil de densidad NFW para el gas caliente contenido en los halos de DM reescalado con la fracción bariónica adoptada en las simulaciones (método RP-A). Analizamos la dependencia con la distancia al centro del halo FOF y con el redshift de los valores de RP dados por ambos métodos para dos conjuntos de halos de tamaños comparables a cúmulos: uno con $M_{\text{vir}} \simeq 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$ (cúmulos G14) y otro con $M_{\text{vir}} \simeq 10^{15} h^{-1} M_{\odot}$ (cúmulos G15). Los valores de RP obtenidos según los métodos RP-PG y RP-A son utilizados por el proceso de RPS implementado en el

modelo semianalítico, dando lugar a los modelos SAGRP y SAGRP-A, respectivamente. Dichos modelos proveen una población de galaxias afectada por RPS; sus resultados son comparados con los obtenidos del modelo estándar SAG, que no considera RPS, de manera de evaluar el efecto de RPS sobre el contenido de gas frío de las galaxias. Nuestros principales resultados son:

- La RP estimada a partir del método RP-PG aumenta aproximadamente un orden de magnitud en el centro de los cúmulos entre $z = 1$ y $z = 0$, consistentemente con el incremento en la densidad del ICM, ya que el perfil de velocidades de las galaxias respecto al ICM ya está establecido en $z = 1$. Los valores medios de RP no evolucionan mucho en la periferia de los cúmulos ($r/r_{\text{vir}} \gtrsim 1$), lo que es consecuencia del comportamiento conjunto de la densidad del ICM y las velocidades relativas. Estas últimas se incrementan en el tiempo, mientras que la densidad de ICM en la periferia decrece.
- Las distribuciones radiales de densidad del ICM, velocidad relativa al ICM y la RP en el método RP-PG presentan perfiles suaves a $z = 0$, y dichas distribuciones son muy bien descritas por las estimaciones analíticas basadas en perfiles NFW para la densidad del ICM. Sin embargo, el acuerdo deja de ser bueno para $z \geq 1$, en donde la forma de los perfiles de RP es similar pero los valores medios y los niveles del 5^{to} y 95^{to} percentil para SAGRP-A se desplazan hacia valores mayores en el método RP-A. Encontramos que el cálculo analítico sobreestima sistemáticamente la RP cuando se la compara con nuestro enfoque numérico autoconsistente. La sobreestimación empeora cuando aumenta el redshift.
- La distribución de valores de RP experimentada por galaxias satélite dentro de r_{vir} , estimada tanto según el método RP-PG como por el RP-A, pueden describirse bien mediante funciones gaussianas. Los valores medios de RP obtenidos de ambos métodos son mayores para los cúmulos más masivos, una característica que está presente a todo redshift. No obstante, la diferencia entre los dos modelos se hace más grande a medida que uno considera redshifts mayores y halos de menor masa. Esto sucede porque los perfiles de densidad del ICM en cúmulos menos masivos, y en sus progenitores a

alto redshift, son sistemas comparables a grupos de galaxias con masa virial $\sim 10^{13} - 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$, cuyas distribuciones de ICM no están tan bien descritas por el perfil analítico NFW adoptado. En el modelo RP-A la evolución de la RP media con el redshift es más suave, especialmente en el caso de los cúmulos G14.

- Para el método RP-PG, los valores medios de la RP en $z = 0$ son débiles ($4,68 \times 10^{-12} h^2 \text{ dyn cm}^{-2}$) y moderados ($3,09 \times 10^{-11} h^2 \text{ dyn cm}^{-2}$) para los cúmulos G14 y G15, respectivamente. La mayor parte de las galaxias satélite en los cúmulos masivos G15 ya está experimentando RP de nivel moderado en $z \sim 2$, y en $z \lesssim 0,5$ alrededor de un 20 por ciento de las galaxias satélite experimentan niveles intensos de RP (del orden de $10^{-10} \text{ dyn cm}^{-2}$). En el caso de los cúmulos G14, la RP mediana es entre moderada y débil para $z \lesssim 1,5$, y pocas galaxias experimentan alguna vez niveles intensos de RP. Sólo en $z \sim 1$ se tiene que una fracción significativa de los satélites comienzan a experimentar niveles moderados de RP.
- Tomando como base nuestro método autoconsistente, encontramos que la RPS tiene un fuerte efecto sobre el contenido de gas frío en ambos conjuntos de cúmulos. A $z = 0$ la mayoría de las galaxias ($\gtrsim 70$ por ciento) dentro de r_{vir} están completamente desprovistas de su gas frío, a partir del cual se forman las estrellas. Esto constituye una diferencia notable con el modelo sin RPS, en el cual la mayoría de las galaxias logran retener algo de gas frío. En la época presente, sólo en las regiones interiores de cúmulos de galaxias ($r < 0,5 r_{\text{vir}}$) las fracciones de galaxias desprovistas de gas llegan a ser ~ 40 por ciento. Observaciones de las fracciones de gas de galaxias como función de la distancia al centro del cúmulo podrían proveer fuertes restricciones para los modelos.
- La tasa a la cual el gas frío es removido de galaxias satélites depende de la masa virial de su halo anfitrión. En nuestro nuevo modelo SAGRP, las fracciones de galaxias desprovistas de gas para los cúmulos G14 aumenta apreciablemente entre $z = 1$ y 0, mientras que para los cúmulos G15 las fracciones en el presente están en su mayor parte establecidas ya a $z = 1$.

La nueva implementación de RPS introducida en este trabajo puede adaptarse para funcionar con cualquier clase de simulación numérica cosmológica que incluya la física del gas, sin importar el esquema numérico particular utilizado para los cálculos hidrodinámicos. Sin embargo, los resultados específicos de su aplicación podrían depender de los detalles de la implementación numérica. Por ejemplo, el método SPH utiliza un término de viscosidad artificial para capturar adecuadamente choques hidrodinámicos, y esta viscosidad puede suprimir artificialmente turbulencia en el ICM (Dolag et al. 2005; Agertz et al. 2007). Las simulaciones usadas en este trabajo incluyen la viscosidad artificial estándar. El uso de una formulación de baja viscosidad de SPH, o un método de grilla, puede resultar en un nivel mayor de turbulencia en el ICM. Esto podría dar lugar a que la distribución de velocidades de galaxias relativas al gas se desvíe fuertemente de las velocidades calculadas suponiendo un ICM hidrostático.

Usando el método RP-PG, determinamos la RP como función de la distancia al centro del halo para grupos de galaxias con masas viriales $12,5 \leq \log M_{\text{vir}} < 15,35$ y para redshifts en el rango $0 \leq z \leq 3$. Encontramos que los perfiles de RP obtenidos pueden ajustarse bien mediante modelos β , con parámetros que dependen de la masa virial y el redshift de una forma simple. Las prescripciones que resultan pueden ser aprovechadas para incluir el efecto de RPS en modelos semianalíticos en los que el crecimiento de los halos de DM se determine a partir de simulaciones cosmológicas que sólo incluyan DM, o mediante el formalismo EPS.

Los resultados presentados en el Capítulo 6 se basan en una muestra de sistemas de galaxias que se extiende hacia masas menores con respecto al conjunto de los cúmulos de galaxias analizados en el Capítulo 5 y los considerados por BDL08, caracterizados por masas $\log M \gtrsim 14$. El gradiente de RP se vuelve más pronunciado a medida que aumenta la masa virial; en los cúmulos masivos, la RP en las regiones centrales es ~ 100 veces mayor que en $r = r_{\text{vir}}$, mientras que en halos del tamaño de grupos de galaxias la RP en r_{vir} es aproximadamente 10 por ciento del valor central. Por otra parte, la RP en las regiones exteriores de cúmulos con $\log M = 15$ es $\sim 5 \times 10^{-12} h^2 \text{ dyn cm}^{-2}$ en $z = 0$, del mismo orden de magnitud que la RP experimentada por galaxias en los centros de halos con $\log M = 13,5$ en la misma época. Usando simulaciones SPH, Roediger & Brüggen (2006) encuentran que tales niveles de RP pueden remover alrededor de un cuarto de la

masa total de gas de una galaxia espiral de masa $\sim 2 \times 10^{11} M_{\odot}$. Se concluye que es muy probable que galaxias enanas de masa estelar $\lesssim 10^9 M_{\odot}$ en grupos de todas las masas sufran pérdida de gas por efecto de RPS, por lo menos en el Universo local, en donde los niveles de RP son mayores en todos los grupos. Nuestros resultados, en consecuencia, validan las conclusiones de Boselli et al. (2008) respecto a que RPS es el mejor candidato para explicar la población de galaxias dSph observada en los cúmulos.

Las fórmulas de ajuste determinadas en este trabajo se obtuvieron a partir de simulaciones de las regiones que rodean a cúmulos de galaxias masivos. Dichas regiones son lo suficientemente grandes como para contener una buena muestra de grupos en el rango de masa considerado, libres de contaminación por partículas de contorno. Sin embargo, esto nos restringe a sólo unos pocos cúmulos masivos (en el intervalo más masivo sólo hay tres halos), y esto incrementa el error relativo en los parámetros de ajuste. Adicionalmente, como se mencionó antes, los ajustes obtenidos podrían depender de los detalles de la implementación numérica, principalmente de cómo se asignan posiciones y velocidades a las galaxias y cuál esquema numérico se emplea para simular la hidrodinámica. De todos modos, considerando el estado actual del conocimiento y las hipótesis usadas habitualmente, nuestras fórmulas de ajuste capturan notablemente bien los efectos de RP, dados por nuestro modelo de partículas de gas, sobre galaxias en diferentes masas de halo a diferentes redshifts. En consecuencia, las fórmulas de ajuste constituyen una mejora significativa por sobre las aproximaciones analíticas usadas hasta la fecha para estimar el efecto de RPS.

Los resultados de grandes relevamientos de galaxias como el SDSS muestran que los modelos semianalíticos de formación de galaxias actuales, si bien logran reproducir la bimodalidad de color de la población general, producen un exceso de galaxias en la secuencia roja rojas en un amplio rango de masas. Esto ha sido atribuido al efecto de estrangulación implementado en los modelos, según el cual una galaxia pierde inmediatamente su reservorio de gas caliente tan pronto como se convierte en satélite, y el proceso de enfriamiento radiativo se detiene. La formación estelar en la galaxia afectada continúa en una escala de unos pocos Gyr hasta que se consume todo el gas frío disponible; la galaxia se vuelve progresivamente más roja a medida que su población estelar envejece.

El efecto de estrangulación fue incluido originalmente para explicar la transformación de galaxias de tipo tardío en tipo temprano. Sin embargo, si bien se lo ha considerado ya desde hace varias décadas, no se conoce con exactitud cuál proceso físico sería responsable de la remoción de los halos de gas, ni cuál es su eficiencia. Diversos autores han argumentado que el proceso responsable sería RPS actuando en primer lugar sobre los halos de gas caliente y luego sobre los discos de gas frío (McCarthy et al. 2008; F08; Bekki 2009), aunque otros autores argumentan en favor de las fuerzas de marea debidas a la interacción con el potencial global del grupo o cúmulo (Weinmann et al. 2010).

Nuestro modelo autoconsistente para el cálculo de RP en modelos de formación de galaxias constituye un excelente punto de partida para el estudio de esta cuestión. En el Capítulo 7 presentamos una nueva modificación del código semi-analítico empleado, en la cual el halo de gas caliente de los satélites se remueve gradualmente ya sea por efecto de RPS o de las fuerzas de marea (Tecce et al. 2011b). El método desarrollado para calcular la masa de gas caliente removida por RPS se basa en el propuesto por F08, con varias diferencias: la más importante es nuestra nueva implementación de RP basada en las partículas de gas. Por otra parte, el modelo sencillo para TS se basa en los resultados de las simulaciones de N -cuerpos de Springel et al. (2008). Comparando los dos posibles mecanismos encontramos que, en los entornos más densos correspondientes a cúmulos de galaxias, RPS es el efecto predominante. Sin embargo, en halos FOF de masas más bajas la situación no es tan clara, ya que en ellos la RP media es uno o dos órdenes de magnitud más baja que en los cúmulos y TS es más eficiente cuando mayor sea el cociente entre la masa del satélite y la masa del halo FOF. A pesar de esto, nuestros resultados indican que TS sólo sería importante en condiciones en que la RP sea muy baja. En consecuencia, nuestros resultados favorecen un escenario en el cual el mecanismo que controla la remoción de gas de los halos galácticos es dependiente del entorno. En los cúmulos de galaxias con $M \gtrsim 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$ RPS domina, y en sistemas menos masivos a alto redshift el mecanismo principal podría ser TS, aunque RPS tendrá un efecto significativo para galaxias enanas de baja masa o para galaxias cuyas órbitas las lleven a las regiones centrales más densas.

Todos los resultados aquí presentados indican la importancia de incluir proce-

sos físicos relacionados con el entorno en los modelos semianalíticos de formación de galaxias. La RP causada por interacción con el ICM en grupos y cúmulos es lo suficientemente intensa como para inducir transformaciones significativas en las propiedades de las galaxias. Sin embargo, aún queda trabajo importante por realizar. En la presente tesis nos centramos en estudiar cómo la inclusión del efecto de RPS modifica las propiedades de las galaxias respecto a un modelo de referencia. En particular, para el caso de incluir una remoción gradual del gas contenido en los halos galácticos, si bien se reduce el exceso de galaxias rojas, la formación estelar más prolongada en las galaxias satélites hace que su contenido en metales aumente por encima de los niveles observados. Esto indica que la solución al problema de los colores requiere un estudio más sofisticado considerando en detalle el complejo problema del reciclado de metales entre las distintas fases de gas de una galaxia, y su relación con el entorno a través de procesos de feedback por supernovas y AGNs.

Hay numerosos aspectos que pueden encararse a continuación, tomando el modelo desarrollado en el presente trabajo como punto de partida. Varios autores (Bekki & Couch 2003; Kronberger et al. 2008; Kapferer et al. 2009) han sugerido que además de remover gas, la RP puede comprimir la fase molecular del ISM e incrementar las SFRs de las galaxias afectadas. En particular, las simulaciones de Kapferer et al. (2009) muestran una importante formación estelar que ocurre en la cola de gas frío arrancado por RPS. Cuando el gas se transforma en estrellas deja de sufrir el efecto de RPS, por lo cual estas estrellas formadas por fuera del plano del disco podrían volver a caer hacia la galaxia, si se encuentran aún dentro de su pozo de potencial. Esta “lluvia” de estrellas con bajo momento angular podría transformar la morfología de la galaxia, y sería de interés cuantificar la importancia de este proceso. Por otra parte, Bekki (2009) muestra que parte del halo de gas caliente afectado por RPS que se encuentra hacia el frente de la galaxia satélite (respecto a su dirección de movimiento) pierde momento angular y se apila en la región central de la galaxia. En consecuencia, dicho gas podría alterar la metalicidad de la componente de bulbo de la galaxia o incluso proveer el combustible para reactivar un AGN pasivo.

El modelo desarrollado en esta tesis nos permitirá estudiar a futuro todas estas cuestiones, contribuyendo a mejorar nuestro entendimiento acerca de la evolución

de las galaxias en el Universo. En la década pasada, el enfoque estuvo puesto en comprender las propiedades de la materia oscura y su evolución. En los próximos años el principal tema de estudio será la física de los bariones, en la cual queda mucho terreno aún por explorar.

Lista de abreviaturas

Λ CDM	Modelo de materia oscura fría con constante cosmológica
2dFGRS	Two-degree Field Galaxy Redshift Survey
AGN	<i>Active galactic nuclei</i> , núcleos galácticos activos
BH	<i>Black hole</i> , agujero negro
CCSN	<i>Core collapse supernova</i> , supernova de colapso de núcleo (tipos Ib/c y II)
CDM	<i>Cold dark matter</i> , materia oscura fría
CMB	<i>Cosmic microwave background</i> , radiación cósmica de fondo
CMR	<i>Colour-magnitude relation</i> , relación color-magnitud
DM	<i>Dark matter</i> , materia oscura
dSph	<i>Dwarf spheroidal galaxy</i> , galaxia enana esferoidal
EPS	<i>Extended Press-Schechter formalism</i>
FOF	Algoritmo <i>Friends-Of-Friends</i> para identificación de estructura
G14	Simulaciones de cúmulos de galaxias con masa $\simeq 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$
G15	Simulaciones de cúmulos de galaxias con masa $\simeq 10^{15} h^{-1} M_{\odot}$
HI	Hidrógeno atómico
ICM	<i>Intracluster medium</i> , medio intracúmulo

IMF	<i>Initial mass function</i> , función inicial de masa
ISM	<i>Interstellar medium</i> , medio interestelar de una galaxia
LF	<i>Luminosity function</i> , función de luminosidad
LSB	<i>Low surface brightness galaxy</i> , galaxia con bajo brillo superficial
NFW	Perfil de densidad para halos de materia oscura de Navarro et al. (1997)
RP	<i>Ram pressure</i> , presión dinámica
RP-A	Método que calcula la presión dinámica a partir de aproximaciones analíticas
RP-PG	Método que calcula la presión dinámica a partir de la información provista por simulaciones hidrodinámicas
RPS	<i>Ram pressure stripping</i> , remoción de gas del ISM por efecto de presión dinámica
SAG	Modelo semianalítico Semi-Analytic Galaxies
SAGRP	Modelo semianalítico SAG que incluye el efecto de RPS, determinado con el método RP-PG
SAGRP-A	Modelo semianalítico SAG que incluye el efecto de RPS, determinado con el método RP-A
SAGRP-F	Modelo semianalítico SAG que incluye el efecto de RPS, determinado a partir de ajustes a los resultados del método RP-PG
SAGRP-H	Modelo semianalítico SAG que incluye el efecto de RPS, determinado con el método RP-PG, únicamente para la fase de gas caliente
SAGRP-HC	Modelo semianalítico SAG que incluye el efecto de RPS, determinado con el método RP-PG, tanto para el gas caliente como para el gas frío de una galaxia

SDSS	Sloan Digital Sky Survey
SFR	<i>Star formation rate</i> , tasa de formación estelar
SPH	<i>Smoothed particle hydrodynamics</i> , hidrodinámica con partículas suavizada
TS	<i>Tidal stripping</i> , remoción de material por efecto de mareas gravitatorias

Bibliografía

- Abadi M. G., Moore B., Bower R. G., 1999, MNRAS, 308, 947
- Abramson A., Kenney J. D. P., 2009, in The Evolving ISM in the Milky Way and Nearby Galaxies, disponible en <http://ssc.spitzer.caltech.edu/mtgs/ismeul>, K. Sheth, A. Noriega-Crespo, J. Ingalus & R. Paladini, ed.
- Agertz O., Moore B., Stadel J., et al., 2007, MNRAS, 380, 963
- Avila-Reese V., Colín P., Gottlöber S., Firmani C., Maulbetsch C., 2005, ApJ, 634, 51
- Baldry I. K., Balogh M. L., Bower R. G., Glazebrook K., Nichol R. C., Bamford S. P., Budavari T., 2006, MNRAS, 373, 469
- Baldry I. K., Glazebrook K., Brinkmann J., Ivezić Ž., Lupton R. H., Nichol R. C., Szalay A. S., 2004, ApJ, 600, 681
- Balogh M. L., Baldry I. K., Nichol R., Miller C., Bower R., Glazebrook K., 2004, ApJ, 615, L101
- Balogh M. L., Morris S. L., Yee H. K. C., Carlberg R. G., Ellingson E., 1999, ApJ, 527, 54
- Balogh M. L., Navarro J. F., Morris S. L., 2000, ApJ, 540, 113
- Barnes J., Hut P., 1986, Nat, 324, 446
- Barnes J. E., 1996, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 92, Formation of the Galactic Halo - Inside and Out, H. L. Morrison & A. Sarajedini, ed., pp. 415–+

- Baugh C. M., 2006, *Rep. Prog. Phys.*, 69, 3101
- Becker M. R., McKay T. A., Koester B., Wechsler R. H., Rozo E., Evrard A., Johnston D., Sheldon E., Annis J., Lau E., Nichol R., Miller C., 2007, *ApJ*, 669, 905
- Bekki K., 2009, *MNRAS*, 399, 2221
- Bekki K., Couch W. J., 2003, *ApJ*, 596, L13
- Bekki K., Couch W. J., Shioya Y., 2002, *ApJ*, 577, 651
- Bell E. F., Wolf C., Meisenheimer K., Rix H., Borch A., Dye S., Kleinheinrich M., Wisotzki L., McIntosh D. H., 2004, *ApJ*, 608, 752
- Benson A. J., 2005, *MNRAS*, 358, 551
- Bertin G., 2000, *Dynamics of Galaxies*. Cambridge University Press
- Bessell M. S., 1979, *PASP*, 91, 589
- , 1990, *PASP*, 102, 1181
- Bett P., Eke V., Frenk C. S., Jenkins A., Helly J., Navarro J., 2007, *MNRAS*, 376, 215
- Binney J., Tremaine S., 2008, *Galactic Dynamics: Second Edition*. Princeton University Press
- Blanton M. R., Eisenstein D., Hogg D. W., Schlegel D. J., Brinkmann J., 2005, *ApJ*, 629, 143
- Blanton M. R., Hogg D. W., Bahcall N. A., Baldry I. K., Brinkmann J., Csabai I., Eisenstein D., Fukugita M., et al., 2003, *ApJ*, 594, 186
- Blanton M. R., Moustakas J., 2009, *ARA&A*, 47, 159
- Blumenthal G. R., Faber S. M., Flores R., Primack J. R., 1986, *ApJ*, 301, 27
- Böhringer H., Briel U. G., Schwarz R. A., Voges W., Hartner G., Trümper J., 1994, *Nat*, 368, 828

- Bond J. R., Cole S., Efstathiou G., Kaiser N., 1991, *ApJ*, 379, 440
- Boselli A., Boissier S., Cortese L., Gavazzi G., 2008, *ApJ*, 674, 742
- Boselli A., Boissier S., Cortese L., Gil de Paz A., Seibert M., Madore B. F., Buat V., Martin D. C., 2006, *ApJ*, 651, 811
- Boselli A., Gavazzi G., 2006, *PASP*, 118, 517
- Boselli A., Lequeux J., Gavazzi G., 2002, *A&A*, 384, 33
- Bower R. G., 1991, *MNRAS*, 248, 332
- Bower R. G., Benson A. J., Malbon R., Helly J. C., Frenk C. S., Baugh C. M., Cole S., Lacey C. G., 2006, *MNRAS*, 370, 645
- Bower R. G., Lucey J. R., Ellis R. S., 1992, *MNRAS*, 254, 601
- Bravo-Alfaro H., Cayatte V., van Gorkom J. H., Balkowski C., 2000, *AJ*, 119, 580
- Broeils A. H., Rhee M., 1997, *A&A*, 324, 877
- Brüggen M., De Lucia G., 2008, *MNRAS*, 383, 1336
- Brunetti G., Lazarian A., 2007, *MNRAS*, 378, 245
- Bruzual G., Charlot S., 2003, *MNRAS*, 344, 1000
- Bryan G. L., Norman M. L., 1998, *ApJ*, 495, 80
- Bullock J. S., Kolatt T. S., Sigad Y., Somerville R. S., Kravtsov A. V., Klypin A. A., Primack J. R., Dekel A., 2001, *MNRAS*, 321, 559
- Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S., 1989, *ApJ*, 345, 245
- Carlberg R. G., Yee H. K. C., Ellingson E., 1997, *ApJ*, 478, 462
- Carroll S. M., 2004, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 743, *The New Cosmology: Conference on Strings and Cosmology*, R. E. Allen, D. V. Nanopoulos, & C. N. Pope, ed., pp. 16–32

- Carroll S. M., Press W. H., Turner E. L., 1992, *ARA&A*, 30, 499
- Catelan P., Theuns T., 1996, *MNRAS*, 282, 436
- Cavaliere A., Fusco-Femiano R., 1976, *A&A*, 49, 137
- Cayatte V., Kotanyi C., Balkowski C., van Gorkom J. H., 1994, *AJ*, 107, 1003
- Cayatte V., van Gorkom J. H., Balkowski C., Kotanyi C., 1990, *AJ*, 100, 604
- Cole S., Helly J., Frenk C. S., Parkinson H., 2008, *MNRAS*, 383, 546
- Cole S., Lacey C. G., Baugh C. M., Frenk C. S., 2000, *MNRAS*, 319, 168
- Colless M., 1989, *MNRAS*, 237, 799
- Colless M., Dalton G., Maddox S., Sutherland W., Norberg P., Cole S., Bland-Hawthorn J., Bridges T., et al., 2001, *MNRAS*, 328, 1039
- Cora S. A., 2006, *MNRAS*, 368, 1540
- Cortese L., Gavazzi G., Boselli A., Franzetti P., Kennicutt R. C., O’Neil K., Sakai S., 2006, *A&A*, 453, 847
- Cortese L., Marcillac D., Richard J., et al., 2007, *MNRAS*, 376, 157
- Couch W. J., Barger A. J., Smail I., Ellis R. S., Sharples R. M., 1998, *ApJ*, 497, 188
- Courteau S., Dutton A. A., van den Bosch F. C., MacArthur L. A., Dekel A., McIntosh D. H., Dale D. A., 2007, *ApJ*, 671, 203
- Cowie L. L., Songaila A., Hu E. M., Cohen J. G., 1996, *AJ*, 112, 839
- Croton D. J., Springel V., White S. D. M., De Lucia G., Frenk C. S., Gao L., Jenkins A., Kauffmann G., Navarro J. F., Yoshida N., 2006, *MNRAS*, 365, 11
- Crowl H. H., Kenney J. D. P., van Gorkom J. H., Vollmer B., 2005, *AJ*, 130, 65
- Davis M., Efstathiou G., Frenk C. S., White S. D. M., 1985, *ApJ*, 292, 371

- De Lucia G., Blaizot J., 2007, MNRAS, 375, 2
- De Lucia G., Kauffmann G., White S. D. M., 2004, MNRAS, 349, 1101
- De Propris R., Colless M., Driver S. P., Couch W., Peacock J. A., Baldry I. K., Baugh C. M., Bland-Hawthorn J., et al., 2003, MNRAS, 342, 725
- de Vaucouleurs G., 1948, Annales d'Astrophysique, 11, 247
- Diaferio A., Kauffmann G., Balogh M. L., White S. D. M., Schade D., Ellingson E., 2001, MNRAS, 323, 999
- Dolag K., Borgani S., Murante G., Springel V., 2009, MNRAS, 399, 497
- Dolag K., Reinecke M., Gheller C., Imboden S., 2008, New Journal of Physics, 10, 125006
- Dolag K., Vazza F., Brunetti G., Tormen G., 2005, MNRAS, 364, 753
- Domínguez M., Muriel H., Lambas D. G., 2001, AJ, 121, 1266
- Dressler A., 1980, ApJ, 236, 351
- Dressler A., Smail I., Poggianti B. M., Butcher H., Couch W. J., Ellis R. S., Oemler Jr. A., 1999, ApJS, 122, 51
- Dunkley J., Komatsu E., Nolte M. R., Spergel D. N., Larson D., Hinshaw G., Page L., Bennett C. L., Gold B., Jarosik N., Weiland J. L., Halpern M., Hill R. S., Kogut A., Limon M., Meyer S. S., Tucker G. S., Wollack E., Wright E. L., 2009, ApJS, 180, 306
- Eke V. R., Navarro J. F., Steinmetz M., 2001, ApJ, 554, 114
- Ellison S. L., Patton D. R., Simard L., McConnachie A. W., 2008, AJ, 135, 1877
- Erb D. K., Shapley A. E., Pettini M., Steidel C. C., Reddy N. A., Adelberger K. L., 2006, ApJ, 644, 813
- Fall S. M., Efstathiou G., 1980, MNRAS, 193, 189

- Faltenbacher A., Diemand J., 2006, MNRAS, 369, 1698
- Flynn C., Holmberg J., Portinari L., Fuchs B., Jahreiß H., 2006, MNRAS, 372, 1149
- Font A. S., Bower R. G., McCarthy I. G., et al., 2008, MNRAS, 389, 1619
- Fujita Y., 2004, PASJ, 56, 29
- Fujita Y., Nagashima M., 1999, ApJ, 516, 619
- Fukugita M., Ichikawa T., Gunn J. E., Doi M., Shimasaku K., Schneider D. P., 1996, AJ, 111, 1748
- Gallagher J. S., Hunter D. A., Bushouse H., 1989, AJ, 97, 700
- Gao L., De Lucia G., White S. D. M., Jenkins A., 2004, MNRAS, 352, L1
- Gao L., Springel V., White S. D. M., 2005, MNRAS, 363, L66
- Gavazzi G., Boselli A., Pedotti P., Gallazzi A., Carrasco L., 2002, A&A, 396, 449
- Gavazzi G., O’Neil K., Boselli A., van Driel W., 2006, A&A, 449, 929
- Ghigna S., Moore B., Governato F., Lake G., Quinn T., Stadel J., 1998, MNRAS, 300, 146
- , 2000, ApJ, 544, 616
- Giovanelli R., Haynes M. P., Kent B. R., Perillat P., Catinella B., Hoffman G. L., Momjian E., Rosenberg J. L., et al., 2005, AJ, 130, 2613
- Graham A. W., Guzmán R., 2003, AJ, 125, 2936
- Grcevich J., Putman M. E., 2009, ApJ, 696, 385
- Gunn J. E., Gott J. R. I., 1972, ApJ, 176, 1
- Häring N., Rix H., 2004, ApJ, 604, L89
- Haynes M. P., Giovanelli R., Chincarini G. L., 1984, ARA&A, 22, 445

- Hernquist L., 1990, *ApJ*, 356, 359
- Hoffman G. L., Salpeter E. E., Farhat B., Roos T., Williams H., Helou G., 1996, *ApJS*, 105, 269
- Hopkins P. F., Hernquist L., Cox T. J., Younger J. D., Besla G., 2008, *ApJ*, 688, 757
- Hubble E., Humason M. L., 1931, *ApJ*, 74, 43
- Hubble E. P., 1936, *The Realm of the Nebulae*. Yale University Press
- Hughes T. M., Cortese L., 2009, *MNRAS*, 396, L41
- Impey C., Burkholder V., Sprayberry D., 2001, *AJ*, 122, 2341
- Iovino A., Cucciati O., Scodeggio M., Knobel C., Kovač K., Lilly S., Bolzonella M., Tasca L. A. M., et al., 2010, *A&A*, 509, A40+
- Iwamoto K., Brachwitz F., Nomoto K., Kishimoto N., Umeda H., Hix W. R., Thielemann F., 1999, *ApJS*, 125, 439
- Jáchym P., Palouš J., Köppen J., Combes F., 2007, *A&A*, 472, 5
- Jeltema T. E., Binder B., Mulchaey J. S., 2008, *ApJ*, 679, 1162
- Jenkins A., Frenk C. S., White S. D. M., Colberg J. M., Cole S., Evrard A. E., Couchman H. M. P., Yoshida N., 2001, *MNRAS*, 321, 372
- Jernigan J. G., Porter D. H., 1989, *ApJS*, 71, 871
- Jiménez N., Cora S. A., Bassino L. P., Smith Castelli A., Tecce T. E., 2011, *MNRAS*, enviado
- Jones W. C., Ade P. A. R., Bock J. J., Bond J. R., Borrill J., Boscaleri A., Cabella P., Contaldi C. R., et al., 2006, *ApJ*, 647, 823
- Kapferer W., Sluka C., Schindler S., Ferrari C., Ziegler B., 2009, *A&A*, 499, 87
- Kauffmann G., Charlot S., 1998, *MNRAS*, 294, 705

- Kauffmann G., Colberg J. M., Diaferio A., White S. D. M., 1999, MNRAS, 303, 188
- Kauffmann G., Heckman T. M., White S. D. M., Charlot S., Tremonti C., Brinchmann J., Bruzual G., Peng E. W., et al., 2003, MNRAS, 341, 33
- Kauffmann G., White S. D. M., Guiderdoni B., 1993, MNRAS, 264, 201
- Kauffmann G., White S. D. M., Heckman T. M., Ménard B., Brinchmann J., Charlot S., Tremonti C., Brinkmann J., 2004, MNRAS, 353, 713
- Kawata D., Mulchaey J. S., 2008, ApJ, 672, L103
- Kenney J. D. P., van Gorkom J. H., Vollmer B., 2004, AJ, 127, 3361
- Kennicutt Jr. R. C., 1983, AJ, 88, 483
- , 1998, ApJ, 498, 541
- Kimm T., Somerville R. S., Yi S. K., van den Bosch F. C., Salim S., Fontanot F., Monaco P., Mo H., Pasquali A., Rich R. M., Yang X., 2009, MNRAS, 394, 1131
- Klypin A., Kravtsov A. V., Valenzuela O., Prada F., 1999, ApJ, 522, 82
- Komatsu E., Seljak U., 2001, MNRAS, 327, 1353
- Koopmann R. A., Haynes M. P., Catinella B., 2006, AJ, 131, 716
- Koopmann R. A., Kenney J. D. P., 2004, ApJ, 613, 866
- , 2006, ApJS, 162, 97
- Kormendy J., Fisher D. B., Cornell M. E., Bender R., 2009, ApJS, 182, 216
- Kronberger T., Kapferer W., Ferrari C., Unterguggenberger S., Schindler S., 2008, A&A, 481, 337
- Lagos C. D. P., Cora S. A., Padilla N. D., 2008, MNRAS, 388, 587
- Lahav O., Lilje P. B., Primack J. R., Rees M. J., 1991, MNRAS, 251, 128

- Lanzoni B., Guiderdoni B., Mamon G. A., Devriendt J., Hatton S., 2005, *MNRAS*, 361, 369
- Larson R. B., Tinsley B. M., Caldwell C. N., 1980, *ApJ*, 237, 692
- Lilly S. J., Le Brun V., Maier C., Mainieri V., Mignoli M., Scodeggio M., Zamorani G., Carollo M., et al., 2009, *ApJS*, 184, 218
- Macciò A. V., Dutton A. A., van den Bosch F. C., Moore B., Potter D., Stadel J., 2007, *MNRAS*, 378, 55
- Malbon R. K., Baugh C. M., Frenk C. S., Lacey C. G., 2007, *MNRAS*, 382, 1394
- Marcolini A., Brighenti F., D’Ercole A., 2003, *MNRAS*, 345, 1329
- Marconi A., Hunt L. K., 2003, *ApJ*, 589, L21
- Marigo P., 2001, *A&A*, 370, 194
- Markwardt C. B., 2009, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 411, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, D. A. Bohlander, D. Durand, & P. Dowler, ed., pp. 251–+
- Martínez H. J., Coenda V., Muriel H., 2010, *MNRAS*, 403, 748
- Martínez H. J., Muriel H., 2006, *MNRAS*, 370, 1003
- Mastropietro C., Burkert A., Moore B., 2009, *MNRAS*, 399, 2004
- Mayer L., Mastropietro C., Wadsley J., Stadel J., Moore B., 2006, *MNRAS*, 369, 1021
- McCarthy I. G., Frenk C. S., Font A. S., Lacey C. G., Bower R. G., Mitchell N. L., Balogh M. L., Theuns T., 2008, *MNRAS*, 383, 593
- McConnachie A. W., Venn K. A., Irwin M. J., Young L. M., Geehan J. J., 2007, *ApJ*, 671, L33
- Mihos J. C., 2004, in *Clusters of Galaxies: Probes of Cosmological Structure and Galaxy Evolution*, J. S. Mulchaey, A. Dressler, & A. Oemler, ed., pp. 277–+

- Mo H. J., Mao S., White S. D. M., 1998, MNRAS, 295, 319
- Monaghan J. J., Gingold R. A., 1983, Journal of Computational Physics, 52, 374
- Moore B., Katz N., Lake G., Dressler A., Oemler A., 1996, Nat, 379, 613
- Nagashima M., Gouda N., 2001, MNRAS, 325, L13
- Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., 1997, ApJ, 490, 493
- Neistein E., Macciò A. V., Dekel A., 2010, MNRAS, 403, 984
- Noordermeer E., Verheijen M. A. W., 2007, MNRAS, 381, 1463
- Okamoto T., Nagashima M., 2001, ApJ, 547, 109
- , 2003, ApJ, 587, 500
- Padovani P., Matteucci F., 1993, ApJ, 416, 26
- Peacock J. A., 1999, Cosmological Physics. Cambridge University Press
- Peebles P. J. E., 1969, ApJ, 155, 393
- Perez M. J., Tissera P. B., Lambas D. G., Scannapieco C., 2006a, A&A, 449, 23
- Perez M. J., Tissera P. B., Padilla N. D., Alonso M. S., Lambas D. G., 2009, MNRAS, 399, 1157
- Perez M. J., Tissera P. B., Scannapieco C., Lambas D. G., de Rossi M. E., 2006b, A&A, 459, 361
- Perlmutter S., Aldering G., Goldhaber G., Knop R. A., Nugent P., Castro P. G., Deustua S., Fabbro S., et al., 1999, ApJ, 517, 565
- Poggianti B. M., Desai V., Finn R., Bamford S., De Lucia G., Varela J., Aragón-Salamanca A., Halliday C., et al., 2008, ApJ, 684, 888
- Portinari L., Chiosi C., Bressan A., 1998, A&A, 334, 505
- Press W. H., Schechter P., 1974, ApJ, 187, 425

- Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P., 1992, Numerical recipes in C. The art of scientific computing (Second Edition). Cambridge University Press
- Quilis V., Moore B., Bower R., 2000, *Science*, 288, 1617
- Rasmussen J., Ponman T. J., Mulchaey J. S., 2006, *MNRAS*, 370, 453
- Rasmussen J., Ponman T. J., Verdes-Montenegro L., Yun M. S., Borthakur S., 2008, *MNRAS*, 388, 1245
- Rebusco P., Churazov E., Sunyaev R., Böhringer H., Forman W., 2008, *MNRAS*, 384, 1511
- Roediger E., 2009, *Astron. Nachr.*, 330, 888
- Roediger E., Brüggen M., 2006, *MNRAS*, 369, 567
- , 2007, *MNRAS*, 380, 1399
- Roediger E., Hensler G., 2005, *A&A*, 433, 875
- Ruiz A. N., Padilla N. D., Tecce T. E., Cora S. A., 2011, *MNRAS*, en preparación
- Salpeter E. E., 1955, *ApJ*, 121, 161
- Sánchez A. G., Baugh C. M., Percival W. J., Peacock J. A., Padilla N. D., Cole S., Frenk C. S., Norberg P., 2006, *MNRAS*, 366, 189
- Schekochihin A. A., Cowley S. C., 2006, *Physics of Plasmas*, 13, 056501
- Schindler S., Binggeli B., Böhringer H., 1999, *A&A*, 343, 420
- Schulz S., Struck C., 2001, *MNRAS*, 328, 185
- Sellwood J. A., Carlberg R. G., 1984, *ApJ*, 282, 61
- Sérsic J. L., 1968, *Atlas de galaxias australes*. Córdoba, Argentina: Observatorio Astronómico
- Sheth R. K., Tormen G., 2002, *MNRAS*, 329, 61

—, 2004, MNRAS, 350, 1385

Sijacki D., Springel V., Di Matteo T., Hernquist L., 2007, MNRAS, 380, 877

Solanes J. M., Manrique A., García-Gómez C., González-Casado G., Giovanelli R., Haynes M. P., 2001, ApJ, 548, 97

Somerville R. S., Primack J. R., 1999, MNRAS, 310, 1087

Sparke L. S., Gallagher III J. S., 2000, *Galaxies in the universe : an introduction*. Cambridge University Press

Springel V., 2005, MNRAS, 364, 1105

Springel V., Hernquist L., 2002, MNRAS, 333, 649

Springel V., Wang J., Vogelsberger M., Ludlow A., Jenkins A., Helmi A., Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., 2008, MNRAS, 391, 1685

Springel V., White S. D. M., Jenkins A., Frenk C. S., Yoshida N., Gao L., Navarro J., Thacker R., Croton D., Helly J., Peacock J. A., Cole S., Thomas P., Couchman H., Evrard A., Colberg J., Pearce F., 2005, Nat, 435, 629

Springel V., White S. D. M., Tormen G., Kauffmann G., 2001, MNRAS, 328, 726

Strateva I., Ivezić Ž., Knapp G. R., et al., 2001, AJ, 122, 1861

Sun M., Jones C., Forman W., Vikhlinin A., Donahue M., Voit M., 2007, ApJ, 657, 197

Sunyaev R. A., Norman M. L., Bryan G. L., 2003, Astronomy Letters, 29, 783

Sutherland R. S., Dopita M. A., 1993, ApJS, 88, 253

Tecce T. E., Cora S. A., Tissera P. B., 2011a, MNRAS, enviado

Tecce T. E., Cora S. A., Tissera P. B., Abadi M. G., Lagos C. D. P., 2010, MNRAS, 408, 2008

Tecce T. E., Cora S. A., Tissera P. B., Padilla N. D., 2011b, , MNRAS, en preparación

- Tegmark M., Blanton M. R., Strauss M. A., Hoyle F., Schlegel D., Scoccimarro R., Vogeley M. S., Weinberg D. H., et al., 2004, *ApJ*, 606, 702
- Tormen G., 1997, *MNRAS*, 290, 411
- Tormen G., Bouchet F. R., White S. D. M., 1997, *MNRAS*, 286, 865
- Tormen G., Diaferio A., Syer D., 1998, *MNRAS*, 299, 728
- Tully R. B., Fisher J. R., 1977, *A&A*, 54, 661
- van den Bosch F. C., 1998, *ApJ*, 507, 601
- , 2000, *ApJ*, 530, 177
- van Gorkom J. H., 2004, in *Clusters of Galaxies: Probes of Cosmological Structure and Galaxy Evolution*, Carnegie Observatories Centennial Symposium, J. S. Mulchaey, A. Dressler, & A. Oemler, ed., Carnegie Observatories Astrophysics Series, Cambridge University Press, pp. 305–+
- Verheijen M. A. W., 2001, *ApJ*, 563, 694
- Vikhlinin A., Kravtsov A., Forman W., Jones C., Markevitch M., Murray S. S., Van Speybroeck L., 2006, *ApJ*, 640, 691
- Vollmer B., 2009, *A&A*, 502, 427
- Vollmer B., Cayatte V., Balkowski C., Duschl W. J., 2001, *ApJ*, 561, 708
- Wang B., Heckman T. M., 1996, *ApJ*, 457, 645
- Warmels R. H., 1988, *A&AS*, 72, 427
- Warren M. S., Quinn P. J., Salmon J. K., Zurek W. H., 1992, *ApJ*, 399, 405
- Wechsler R. H., Bullock J. S., Primack J. R., Kravtsov A. V., Dekel A., 2002, *ApJ*, 568, 52
- Wechsler R. H., Zentner A. R., Bullock J. S., Kravtsov A. V., Allgood B., 2006, *ApJ*, 652, 71

- Weinmann S. M., Kauffmann G., von der Linden A., De Lucia G., 2010, MNRAS, 406, 2249
- Weinmann S. M., van den Bosch F. C., Yang X., Mo H. J., 2006, MNRAS, 366, 2
- White M., 2001, A&A, 367, 27
- White S. D. M., Frenk C. S., 1991, ApJ, 379, 52
- White S. D. M., Rees M. J., 1978, MNRAS, 183, 341
- Whitmore B. C., Gilmore D. M., Jones C., 1993, ApJ, 407, 489
- Woosley S. E., Weaver T. A., 1995, ApJS, 101, 181
- York D. G., Adelman J., Anderson Jr. J. E., Anderson S. F., Annis J., Bahcall N. A., Bakken J. A., Barkhouser R., et al., 2000, AJ, 120, 1579
- Yoshida N., Sheth R. K., Diaferio A., 2001, MNRAS, 328, 669