

# Dinámica de las Estructuras en el Universo

por Maximiliano Claudio Pivato

Presentado ante la Facultad de matemática Astronomía y Física  
como parte de los requerimientos para la obtención del grado de  
Doctor en Astronomía de la

Universidad Nacional de Córdoba

Marzo, 2008

©FaMAF - UNC 2008

Director: Dr. Diego García Lambas

Esta tesis está dedicada a tres personas que se merecen mis mayores respetos:

A Ignacio y Blanca quienes estando y sin estar han dado todo.

A Daniel, quién estuvo el primer día del resto de mi vida.

La profundidad está en los valles donde la buscamos,  
pero no en las cimas desde donde la descubrimos...

*“Los secretos en la Rue Morgue”*

*Edgar A. Poe*

Physics is not a finished logical system. Rather at any moment it spans a great confusion of ideas... The author of a book on physics can impose order on this confusion by recapitulating its history, or by following his own best guess; the great thing is not to confuse physics with history, or history with physics

*Steven Weinberg*

## Resumen

En la presente tesis se realiza un análisis intensivo del campo de velocidades en la vecindad de las estructuras en el Universo, caracterizando los perfiles de caída al pozo de potencial de la materia, su dependencia con las propiedades del halo central, la densidad y distribución local de la materia y la orientación del campo de velocidades.

A partir del análisis estadístico de la caída de materia al pozo de potencial, o *infall* de materia oscura a los halos, usando simulaciones numéricas de N-cuerpos en el modelo de concordancia  $\Lambda$ CDM, se ha encontrado una dependencia entre la masa del halo considerado y la velocidad de máximo *infall*,  $V_{inf}^{max}$ , donde la materia en la vecindad de los halos más masivos alcanza velocidades de  $\sim 900 km/s$  en escalas menores a los  $5h^{-1}Mpc$ . Se encuentra que la velocidad de máximo *infall* y la masa siguen una ley de potencias de la forma  $V_{inf}^{max}(M) = (M/m_0)^\gamma$ . Comparando estos resultados con el modelo lineal con corte exponencial dado empíricamente en Croft *et al.*, se determina que el valor adecuado de la densidad de corte es  $\delta_c = 45$  según la dependencia encontrada entre  $V_{inf}^{max}$  y Masa.

Se estudia también la relación entre la orientación del ángulo de la velocidad peculiar con respecto a la dirección al centro del halo (ángulo de *infall*) y la masa del halo, encontrando que en los halos más masivos, la mayor alineación se produce en escalas de  $6h^{-1}Mpc$ . Se determina una relación entre la máxima orientación del campo de velocidades y la masa del halo dada por una ley de potencias logarítmica de la forma  $\cos(\theta)_{max}(M) = \gamma \log(M) - L_0$ . A partir del ángulo de *infall* se estudia la relación entre la fracción de partículas con orientación positiva (materia *cayendo* al halo) y la fracción con orientación negativa (materia *alejándose* del halo).

---

Usando la velocidad de máximo *infall* determinada para cada halo, se estudia la dependencia de la misma con propiedades físicas de los halos. Se encuentra que los halos en regiones más densas, con valores de  $R_{200}$  más grande son los que tienen una  $V_{inf}^{max}$  mayor, al igual que una mayor tasa de acreción. Usando la masa en un entorno de  $15Mpc/h$  de cada halo, se calculan los semiejes del elipse de mejor ajuste, encontrando que las regiones de los halos de baja masa con  $V_{inf}^{max}$  menor son más elípticas; para los halos más masivos no se encuentra una dependencia clara.

Desarrollando un modelo que relaciona el campo de velocidad con la cantidad de pares halo-partícula en la vecindad del halo, se obtiene una formulación que determina el perfil de velocidad de *infall* a partir de la función de correlación cruzada halo-partícula,  $\xi_{hm}$ . Se encuentra una fuerte dependencia entre el parámetro  $\alpha(\gamma)$  del modelo con el perfil de velocidad de *infall* obtenido; sin embargo, los resultados encontrados a partir del modelo analítico para el perfil de velocidad de *infall* tienen un muy buen acuerdo con las mediciones.

A partir de modelos semianalíticos para la formación de galaxias, se estudia la dependencia de la velocidad de *infall* con la luminosidad y la masa de las galaxias. Se encuentra que las galaxias más masivas tienen una  $V_{inf}^{max}$  mayor de galaxias débiles, mientras que las galaxias con masas menores tienen un valor más grande de la velocidad de máximo *infall* para galaxias brillantes.

---

## Abstract

In the present thesis we perform an intensive analysis of the velocity field of matter in the outskirts of structures in the Universe. We study the infall profile around halos, its dependence with: the properties of the cluster, the density and distribution of matter in the neighborhood and the alignment of the velocity field.

From the statistical analysis of the dark-matter infall in numerical N-body simulations within the concordance  $\Lambda$ CDM model, we find a relation between the mass of the halo and the maximum infall velocity,  $V_{inf}^{max}$ , where the matter in the outskirts of the most massive clusters reach velocities of  $\sim 900 km/s$  at scales  $r \sim 5h^{-1} Mpc$ . The maximum infall velocity and the group mass follow a suitable power law fit of the form,  $V_{inf}^{max} = (M/m_0)^\gamma$ . By comparing the measured infall velocity to the linear infall model with an exponential cutoff introduced by Croft *et al.*, the best agreement is obtained for a critical overdensity  $\delta_c = 45$ .

We also study the relation between the direction of the peculiar velocity with respect to the cluster centres (*infall-angle*) and the mass of the halo. We find that in the most massive halos, the maximum alignment occurs at scales  $r \sim 6h^{-1} Mpc$ . We derive an empirical relation between the maximum alignment of the velocity field and the mass of the cluster, given by a logarithmic power-law fit of the form  $\cos(\theta)_{max}(M) = \gamma \log(M) - L_0$ . We perform a further study of the *infall-angle* by comparing the number of particles with peculiar velocities pointing outwards from the group centre (outflow), to the number pointing towards the group centre (infall).

Using the maximum infall velocity measured for each halo, we study the dependence of it with the physical properties of the haloes. We find that haloes in denser regions, with large values of  $R_{200}$ , are the ones with a larger  $V_{inf}^{max}$ , as well as a larger accretion rate. Using the mass up to scales of  $r = 15 Mpc/h$  in each halo we calculate

the ellipse with the better fit to the mass distribution, finding that the regions around low-mass halos, with small values of  $V_{inf}^{max}$ , are more prolated than regions around large mass halos.

We develop a model that relate the velocity field and the number of pairs halo-mass in the outskirts of the halo; in this model, the velocity infall profile is determined by the cross-correlation function halo-mass,  $\xi_{hm}$ . We find a strong dependence of the velocity infall profile obtained and one of the parameteres of the model,  $\alpha(\gamma)$ . However, the predictions of the model have a very good agreement with the results from numerical simulations

From semi-analythical models for galaxy formation, we study the dependence of the infall velocity pattern with the luminosity and mass of the galaxies. We find that the most masive galaxies have a  $V_{inf}^{max}$  larger from faint galaxies; meanwhile, central galaxies with small masses have a larger contribution to the  $V_{inf}^{max}$  from bright galaxies.

# Índice general

<b>I Preliminares</b>	<b>15</b>
<b>1. El Campo de Velocidades Peculiares</b>	<b>16</b>
1.1. Marco Cosmológico . . . . .	17
1.2. Dinámica de partículas . . . . .	19
1.3. El Campo de Velocidades Peculiares . . . . .	21
<b>2. Simulaciones numéricas</b>	<b>24</b>
2.1. Las simulaciones VLS . . . . .	26
2.2. Características dinámicas . . . . .	27
<b>II Dinámica de las estructuras</b>	<b>31</b>
<b>3. El campo de velocidades en la vecindad de los halos</b>	<b>32</b>
3.1. Análisis del campo de velocidades . . . . .	33
3.2. La velocidad de <i>infall</i> promedio . . . . .	35
3.3. Orientación del campo de velocidades . . . . .	42
<b>4. Dependencia del campo de velocidades con la densidad local</b>	<b>48</b>
4.1. El perfil de <i>infall</i> medio según la densidad . . . . .	49
4.2. Alineación del campo de velocidades según la densidad local . . . . .	52



---

<b>III</b>	<b>Dinámica y Propiedades de los Grupos y su Entorno</b>	<b>57</b>
<b>5.</b>	<b>Relación entre la velocidad de <i>infall</i> y las propiedades del entorno de los halos</b>	<b>58</b>
5.1.	Relación entre la velocidad de máximo <i>infall</i> y la densidad local del halo	59
5.2.	Dependencia con la elipticidad y la escala característica del halo . . .	62
5.3.	La tasa de acreción . . . . .	66
<b>6.</b>	<b>La velocidad de <i>infall</i> y la función de correlación halo-materia</b>	<b>69</b>
6.1.	La función de correlación cruzada halo-materia . . . . .	69
6.2.	Dinámica de velocidades relativas . . . . .	72
6.3.	Determinación del perfil de <i>infall</i> a partir de la función de correlación cruzada . . . . .	76
<b>7.</b>	<b>Dependencia de la velocidad de <i>infall</i> con la luminosidad de las galaxias</b>	<b>79</b>
7.1.	Modelos Semi-Analíticos . . . . .	80
7.2.	Relación entre la velocidad de <i>infall</i> promedio y la masa de la galaxia.	83
7.3.	Segregación en luminosidad para la velocidad de <i>infall</i> . . . . .	85
<b>IV</b>	<b>Resultados</b>	<b>94</b>
<b>8.</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>95</b>
	<b>Referencias</b>	<b>100</b>

# Índice de figuras

2.1.	Imagen de la simulación utilizada en este trabajo, donde en escala logarítmica de azules se muestra la densidad de materia. Esta imagen generada a partir de la salida en $z = 0$ de la simulación, tiene $479Mpc/h$ de lado por $60Mpc/h$ de ancho.	27
2.2.	Patrón de velocidades en una franja, $60h^{-1}$ Mpc de lado y $10h^{-1}$ Mpc de espesor de la simulación VLS. La densidad de partículas es graficada en escala logarítmica de grises, suavizada usando una función escalón de Heaviside con escala $R = 2h^{-1}$ Mpc. Las flechas negras muestran el campo de velocidades peculiares (Pivato, Padilla & Lambas, 2006).	28
2.3.	Función de distribución normalizada, $f_v$ , del módulo de velocidad $\mathbf{V} = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$ para partículas (línea continua en rojo) y grupos con masas en los rangos $10^{11}h^{-1}M_\odot - 10^{12}h^{-1}M_\odot$ (línea de puntos), $10^{12}h^{-1}M_\odot - 10^{13}h^{-1}M_\odot$ (línea de trazos cortos), $10^{13}h^{-1}M_\odot - 10^{14}h^{-1}M_\odot$ (línea de trazos largos) y más de $10^{14}h^{-1}M_\odot$ (línea sólida) (Pivato, Padilla & Lambas, 2006).	30

<p>3.1. Velocidad media de <i>infall</i> de partículas alrededor de cúmulos simulados, como función del radio (círculos negros), encontradas en simulaciones de N-cuerpos de (a) SCDM, (b) LCDM y (c) MDM. Las barras de error muestran el error en la media calculada de la dispersión en un conjunto de 5 realizaciones. Las predicciones de la teoría lineal y no-lineal son graficadas en líneas de trazos y sólida, respectivamente. Los dos pares de líneas, en cada caso, muestran el efecto de incluir o no incluir un truncamiento exponencial para altas sobredensidades (Croft, Dalton &amp; Efstathiou, 1999). . . . .</p>	<p>34</p>
<p>3.2. Velocidad promedio de <i>infall</i> de los grupos en las muestras S1, S2, S3 y S4 como función de escala. La línea de puntos representa el resultado del ajuste dado por CDE, con un corte exponencial (Eq. 3.1) <math>\delta_c = 50</math> (Pivato, Padilla &amp; Lambas, 2006). . . . .</p>	<p>36</p>
<p>3.3. Dispersión de la velocidad de <i>infall</i> de los grupos en las muestras S2, S3 y S4 como función de la escala (línea a trazos cortos, trazos largos y sólida respectivamente) . . . . .</p>	<p>38</p>
<p>3.4. Perfiles de acreción de materia medidos en la simulación (según figura 3.2). En línea de puntos se muestran los perfiles calculados usando el modelo lineal 1.10 para aproximar la velocidad de <i>infall</i>. . . . .</p>	<p>39</p>
<p>3.5. Idem a la figura 3.4. Las líneas de puntos muestran los perfiles de infall calculados a partir de la ecuación 1.11 para el modelo de infall no-lineal. . . . .</p>	<p>39</p>
<p>3.6. Máxima velocidad de <i>infall</i> como función de la masa de grupos medida en la simulación (círculos negros) y su correspondiente ajuste de ley de potencias (línea en rojo sólida). Los triángulos vacíos muestran la misma relación obtenida de la máxima en la ecuación 3.1. Por comparación, también se muestran los resultados de la ecuación 3.5, asumiendo diferentes valores de <math>\delta_c = 40, 45, 50, 55, 60</math> (línea de puntos). El mejor ajuste del modelo teórico para los resultados de la simulación está dado por la línea a trazos azul, la cual corresponde a <math>\delta_c = 45</math> (Pivato, Padilla &amp; Lambas, 2006). . . . .</p>	<p>40</p>

3.7.	Componete tangencial del campo de velocidades peculiares en torno a los grupos de las muestras S1, S2, S3 y S4 (línea de puntos, a trazos cortos, a trazos largos y sólida respectivamente). . . . .	42
3.8.	Módulo de la velocidad peculiar $V_{tot}$ en torno a los grupos de la muestra S1, S2, S3 y S4 en los paneles A, B, C y D respectivamente (línea sólida) comparados con la componente de infall $V_{infall}$ (línea de puntos en cada panel) y la componente tangencial $V_{tang}$ . . . . .	43
3.9.	Coseno promedio del ángulo entre la posición del centro del cúmulo y la velocidad peculiar de las partículas de materia oscura alrededor de los halos en la simulación. Los grupos son divididos en muestras con diferentes rangos de masa según se indica en la Tabla 3.1 (muestras S1, S2, S3 and S4, en línea de puntos, trazos cortos, trazos largos y sólida, respectivamente). El gráfico pequeño muestra la relación entre $\langle \cos(\theta) \rangle_{max}$ y la masa de los grupos. La línea de puntos azul corresponde al mejor ajuste log-lineal para esta relación $\cos(\theta)_{max} = \gamma \log(M/C_0)$ , donde $\gamma = 0,17$ y $C_0 = 5,18 \times 10^{10}$ , (Pivato, Padilla & Lambas, 2006). . . . .	44
3.10.	Cociente promedio entre el número de partículas con $1/3 < \cos(\theta) < 1$ ( $N_{outflow}$ ) y $-1/3 < \cos(\theta) < 1/3$ ( $N_m$ ), referidas como $D_i$ (líneas en rojo); y el cociente entre el número de partículas con $-1 < \cos(\theta) < -1/3$ ( $N_{infall}$ ) y $N_m$ , referidas como $D_o$ (líneas en verde). Estos cocientes son graficados para los diferentes rangos de masas usados en las figuras previas: $3,45 \times 10^{11} - 6,8 \times 10^{12} h^{-1} M_\odot$ (línea de puntos), $6,8 \times 10^{12} - 6,8 \times 10^{13} h^{-1} M_\odot$ (línea de trazos cortos), $6,8 \times 10^{13} - 6,8 \times 10^{14} h^{-1} M_\odot$ (línea de trazos largos) y $M > 6,8 \times 10^{14} h^{-1} M_\odot$ (línea sólida) (Pivato, Padilla & Lambas, 2006). . . . .	46

4.1.	Fracción de partículas en regiones de alta, intermedia y baja densidad, $f_{hi}$ (línea sólida), $f_{av}$ (línea de trazos) y $f_{lo}$ (línea de puntos), respectivamente, como función de escala. Las líneas en rojo corresponden a los grupos más masivos (muestra S4) y las líneas en negro a los menos masivos (muestra S1) (Pivato, Padilla & Lambas, 2006). . . . .	50
4.2.	Velocidad media de <i>infall</i> como función de escala. La muestra de halos corresponde a S1, S2, S3 y S4, y está definida en la Tabla 3.1. Las diferentes líneas muestran el patrón promedio de <i>infall</i> de partículas en regiones con densidad $\rho \gg \bar{\rho}$ (línea sólida), $\rho \sim \bar{\rho}$ (línea de trazos) y $\rho \ll \bar{\rho}$ (línea de puntos) (Pivato, Padilla & Lambas, 2006). . . . .	51
4.3.	Dependencia de $\langle \cos(\theta) \rangle$ con la densidad local para las cuatro muestras de grupos. Panel A: $\langle \cos(\theta) \rangle$ para grupos en la muestra S1, computado parapartículas en regiones con $\rho \gg \bar{\rho}$ (línea sólida), $\rho \sim \bar{\rho}$ (línea de trazos) y $\rho \ll \bar{\rho}$ (línea de puntos). Panel B: Idem al panel A, para grupos en la muestra S2. Panel C: para grupos en la muestra S3. Panel D: para grupos en la muestra S4. (Pivato, Padilla & Lambas, 2006). . . . .	53
4.4.	Dependencia de $N_{outflow}/N_m$ (verde) y $N_{infall}/N_m$ (rojo) con la densidad local de partículas de materia oscura, para las cuatro muestras de halos (paneles A, B, C y D para las muestras S1, S2, S3 y S4, respectivamente). Los resultados para $D_i$ y $D_o$ para partículas caracterizadas por $\rho/\bar{\rho} > 2$ se muestran en líneas sólidas, mientras que las líneas de trazos muestran los resultados para $\rho \sim \bar{\rho}$ , y las líneas de puntos los resultados para $\rho/\bar{\rho} < 1/2$ (Pivato, Padilla & Lambas, 2006). . . . .	56
5.1.	Relación entre la velocidad de máximo <i>infall</i> en EMI, con la densidad local del halo. Los puntos azules son los halos en la muestra M4, los amarillos son la muestra M3, los cyan son los de la muestra M2 y los rojo son los de la muestra M1. EN negro se muestra un ajuste dado por la ley de potencias 5.1 con parámetros $V_0^m = 287,48 km/s$ y $\epsilon = 2$ . . . . .	61

5.2.	Relación entre la velocidad de máximo <i>infall</i> en EMI, con la escala $R_{200}$ (panel A) y $R_{50}$ (panel B). Los puntos corresponden a los halos en la muestra M4, los amarillos a la muestra M3, los cian a la muestra M2 y los rojo a la muestra M1. . . . .	63
5.3.	Parámetro de elipticidad $a/b$ medido para cada halo usando las partículas en un entorno de $r = 15Mpc/h$ vs. la velocidad de máximo <i>infall</i> en el EMI. Los puntos azules corresponden a los halos en la muestra M4, los amarillos a la muestra M3, los cian a la muestra M2 y los rojo a la muestra M1. . . . .	65
5.4.	Tasa de acreción de materia $\dot{M}$ promediada en una esfera de radio $r_{med}$ para dos escalas: $r_{med}$ en EMI (panel superior) y $r_{med} = 13Mpc/h$ donde la velocidad de <i>infall</i> está en un régimen estacionario (panel inferior). En rojo se muestran los resultados para los halos de la muestra M1, en cian los halos de la muestra M2, en amarillo los de M3 y en azul los de la muestra M4. . . . .	67
6.1.	Función de correlación cruzada $\xi_{hm}$ medida para halos con $M > 5,6 \times 10^{13}$ (puntos azules), $M > 5,6 \times 10^{12}$ (puntos verdes) y $M > 5,6 \times 10^{11}$ (puntos rojos). En los distintos ajustes de ley de potencias se tiene que la pendiente es de $\gamma \sim -1,7$ . . . . .	71
6.2.	Velocidad de <i>infall</i> medida en función de la escala para una muestra de masa con $M > 5,6 \times 10^{12}$ (línea en negro) y la velocidad de <i>infall</i> calculada a partir de la ecuación 6.10 para $V_{inf}$ usando 6.12 para determinar $\alpha$ (puntos rojos). En verde a trazos se muestra el perfil de <i>infall</i> calculado usando $\alpha_o = 1,74 - 2,9\gamma_{ef}$ , y en azul a trazos el perfil de <i>infall</i> calculado con $\alpha_p = 1,84 - 1,1\gamma_{ef}$ . . . . .	77
7.1.	Relación entre la magnitud $M_R$ y la masa para el 10% de las galaxias centrales (puntos rojos) en el modelo semianalítico . . . . .	82

7.2.	Perfil de velocidad de <i>infall</i> promediada para las galaxias de cada una de las muestras descritas en la tabla 7.1 como función de la escala. La línea sólida en negro muestra el perfil de <i>infall</i> a galaxias con masas en el rango $14,5 < \log(M) < 15,0$ (muestra G5), con líneas de color azul, rojo, verde y magenta para las galaxias-centro de las muestras G4, G3, G2 y G1 respectivamente. En todos los casos, los errores fueron determinados por la técnica de estimación por intervalos de confianza basada en la simulación con reemplazamiento (de las galaxias utilizadas como centros), denominada <i>jackknife</i> . . . . .	84
7.3.	Perfil de velocidad de <i>infall</i> promediado para las galaxias de cada una de las muestras de la tabla 7.1 (en color negro). En el panel superior se grafican los perfiles de velocidad de <i>infall</i> de las galaxias más masivas y de las respectivas sub-muestras de galaxias débiles (en rojo para la muestra G5 y magenta para la muestra G4) y brillantes (en azul para la muestra G5 y en verde para la muestra G4) usando la magnitud $M_R^c$ , según la tabla 7.1. En el panel inferior se grafican los perfiles de velocidad de <i>infall</i> de las muestras con menor masa y de las sub-muestras según la segregación en galaxias brillantes (en azul para la muestra G3, en verde para G2 y en cyan para G1) y débiles (en rojo para la muestra G3, en magenta para G2 y en amarillo para G1). Los errores se determinaron por la técnica de <i>jackknife</i> . . . . .	88
7.4.	Perfil de velocidad de <i>infall</i> para el total de la muestra de galaxias G5 (negro) y para las sub-muestras de galaxias débiles con $M_r > M_r^c$ (rojo) y galaxias brillantes con $M_r < M_r^c$ (azul). En el gráfico pequeño se muestra la función de correlación cruzada centro-galaxia, $\xi_{cg}(r)$ , como función de la escala $r$ para la muestra total (negro), para las galaxias brillantes (azul) y débiles (rojo). Los errores fueron determinados por la técnica de estimación <i>jackknife</i> . . . . .	89
7.5.	Idem figura 7.8 para la muestra de galaxias G4. . . . .	90
7.6.	Idem figura 7.8 para la muestra de galaxias G3. . . . .	91
7.7.	Idem figura 7.8 para la muestra de galaxias G2. . . . .	92

- 
- 7.8. Perfil de velocidad de *infall* para el total de la muestra de galaxias G1 (color negro) y para las sub-muestras de galaxias débiles con  $M_r > M_r^c$  (color rojo), y galaxias brillantes con  $M_r < M_r^c$  (color azul). En el gráfico pequeño se muestra la función de correlación cruzada centro-galaxia,  $\xi_{cg}(r)$ , como función de la escala  $r$  para la muestra total (negro) y para las galaxias brillantes (azul) y débiles (rojo). Los errores fueron determinados por la técnica de estimación *jackknife*. . . . . 93



# Índice de cuadros

3.1.	Descripción de las muestras de halos de materia oscura, correspondiendo a diferentes rangos de masa, y el número de grupos identificados. . . . .	35
4.1.	Valores obtenidos para los parámetros $\gamma$ y $m_0$ en el ajuste de $V_{inf}^{max}$ vs. masa, para diferentes valores de densidad local. . . . .	52
4.2.	Valores obtenidos para los parámetros $\gamma$ y $C_0$ en el ajuste de $cos(\theta)_{max}$ vs. masa, considerando distintos rangos de densidad local. . . . .	54
5.1.	Descripción de las muestras de halos de materia oscura, correspondiendo a diferentes rangos de masa, y el número de grupos en cada muestra. . . . .	60
7.1.	Descripción de las muestras de galaxias para diferentes rangos de masa, el número de galaxias centrales en cada muestra y la magnitud $M_R$ para la segregación en luminosidad en cada muestra. . . . .	83

# Parte I

## Preliminares

# Capítulo 1

## El Campo de Velocidades Peculiares

Las estructuras que se observan en el universo, tales como galaxias, cúmulos, supercúmulos, etc. y la radiación, se distribuyen de tal forma que muestran un universo que tiende a la homogeneidad e isotropía en escalas suficientemente grandes. La teoría estandar para el origen de las estructuras en el universo, sostiene que éstas crecen debido al proceso conocido como inestabilidad gravitacional, partiendo de pequeñas fluctuaciones en la densidad de materia en un universo en expansión. Eventualmente, la auto-gravedad actuando sobre estas regiones se hace más grande que la presión de expansión, y las estructuras detienen la expansión y colapsan para formar estructuras ligadas. Los procesos de acreción y el colapso continuo de las estructuras en escalas cada vez más grandes se denomina *modelo jerárquico de formación de estructuras*, ya que las estructuras más pequeñas colapsan primero y luego se incorporan a estructuras más grandes que colapsan en un tiempo posterior. En este modelo jerárquico se asume la presencia de fluctuaciones primitivas en la densidad que, teóricamente, se generaron a partir de fluctuaciones cuánticas en el campo escalar de densidades presentes en la etapa inflacionaria del universo (Guth 1981, Albrecht 2000) y fueron

amplificadas por un período de rápida inflación haciéndose más densas con respecto a su entorno a medida que el universo se expande (Liddle, 1999; Liddle & Lyth, 2000).

La abundante evidencia observacional ha puesto en manifiesto que la materia observada (bariones + fotones) contribuye en aproximadamente un 10 % a la densidad total del universo (Faber & Gallagher, 1979; Sánchez *et al.* 2006); esto quiere decir que la mayor parte de la densidad de materia en el universo está constituida por materia no visible o *materia oscura* que sólo interactúa gravitacionalmente (White 1988); la posible naturaleza de la composición de este tipo de materia, ha sido estudiada en numerosos trabajos (Primack 1999, y las referencias allí citadas). En este capítulo se presenta el marco teórico para estudiar la dinámica de la materia en el Universo.

## 1.1. Marco Cosmológico

La teoría del Big Bang es en la actualidad aceptada ampliamente, y en este modelo, la dinámica de la materia está determinada por las ecuaciones de campo de la Relatividad General de Einstein. Estas ecuaciones tensoriales implican diez ecuaciones diferenciales en derivadas parciales no linealmente independientes. Si asumimos que el Universo es homogéneo e isotrópico, puede usarse el Principio Cosmológico (Weinberg 1974, capítulo 14) y deducir que la métrica más general que describe la distribución de materia, es la métrica de Robertson-Walker. Utilizando esta métrica, y suponiendo que el tensor Energía-Momento corresponde al de un fluido ideal con densidad de masa  $\rho$  y presión  $p$ , las ecuaciones de campo se simplifican y se obtienen las ecuaciones siguientes:

$$\begin{aligned}\frac{\dot{a}^2 + k}{a^2} &= \frac{8\pi G}{3}\rho \\ \frac{2\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2 + k}{a^2} &= -8\pi G p\end{aligned}$$

donde  $a$  es el parámetro de expansión del Universo y  $k$  es la constante de curvatura; ambas introducidas en la métrica de Robertson-Walker. A partir de estas ecuaciones, podemos escribir la ecuación de Friedmann para el parámetro de expansión:

$$\ddot{a} = -\frac{4}{3}\pi G(\rho + 3p)a \quad (1.1)$$

que describe la aceleración del parámetro de expansión. Si consideramos la existencia de una constante cosmológica en las ecuaciones de campo de la Relatividad General, aparece un término extra en la ecuación 1.1 correspondiente a lo que puede interpretarse como una “fuerza repulsiva”, cuya intensidad está dada por la constante cosmológica  $\Lambda$ , obteniéndose:

$$\ddot{a} = -\frac{4}{3}\pi G(\rho + 3p)a + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.2)$$

Una de las consecuencias observacionalmente comprobable de la teoría de la Relatividad General, es la *Ley de Hubble* que establece una proporcionalidad entre la velocidad de expansión y la distancia. A partir de esta ley podemos definir la constante de Hubble<sup>1</sup>  $H$  como:  $H = \dot{a}/a$ , que describe la tasa de expansión del universo. También es útil definir el parámetro adimensional de densidad  $\Omega$  como  $\Omega = \rho(t_0)/\rho_c$  donde  $\rho_c = 3H^2/(8\pi G)$ . El valor de este parámetro, determina el comportamiento que puede tener  $a$  (por ejemplo, si  $\Omega = 1$ , el Universo será plano).

El estudio de las fluctuaciones en el campo de densidades, o perturbaciones, es un punto fundamental para entender como se forman y evolucionan las estructuras en el universo. Para estudiar las perturbaciones en la densidad, usaremos una variable adimensional: la fluctuación en el campo de densidad,  $\delta(\mathbf{x}, t)$ , que se define por

$$\delta(\mathbf{x}, t) = \frac{\rho(\mathbf{x}, t) - \bar{\rho}(t)}{\bar{\rho}(t)} \quad (1.3)$$

---

<sup>1</sup>El valor medido en la actualidad para la constante de Hubble  $H_o$  es:  $H_o = 74 \pm 3 \text{ km sec}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  (Macri *et al.* 2006).

donde  $\rho(\mathbf{x}, t)$  es la densidad de masa en el punto  $\mathbf{x}$ , al tiempo  $t$ .

## 1.2. Dinámica de partículas

Las escalas de las inhomogeneidades que deseamos estudiar abarcan un rango que va desde unas decenas de  $kpc$  (galaxias) hasta unas decenas de  $Mpc$  (cúmulo de galaxias); por lo que la escala de las perturbaciones  $\lambda(t)$  satisface  $\lambda(t) \ll d_H(t)$  donde  $d_H(t)$  es el radio de Hubble ( $d_H(t) = c/H(t)$ ) y es del orden de  $3 \times 10^3 Mpc$ . Supondremos también que la densidad de radiación es mucho menor que la materia,  $p \ll \rho$  y que las velocidades son pequeñas en comparación con la de la luz,  $v \ll c$ . Esto implica que podemos usar la aproximación Newtoniana de la Relatividad General para estudiar el crecimiento de las perturbaciones

Para describir el crecimiento de las perturbaciones, es útil trabajar en un sistema de coordenadas que sigue la expansión general del universo. Dicho sistema de coordenadas se denomina “sistema de coordenadas comóviles” (Peebles 1980), en el cual las posiciones comóviles,  $\vec{x}$  (en un universo en expansión con este sistema de coordenadas, un par de partículas con velocidad relativa cero tienen posiciones comóviles constantes) se definen como<sup>2</sup>:

$$\vec{r} = \vec{x}a(t) \tag{1.4}$$

donde  $\vec{r}$  es la posición en un sistema de coordenadas estático, y  $\vec{x}$  es constante para el par de partículas. El movimiento relativo entre ambas partículas por la expansión, está incluido en  $a(t)$  (por homogeneidad e isotropía, sólo es función del tiempo).

Bajo la aproximación Newtoniana, un observador en  $\mathbf{r} = 0$  medirá un potencial de fondo  $\phi_b$  que, según las ecuaciones de campo, estará dado por  $\phi_b = (2/3)\pi G\rho_b(t)r^2$

<sup>2</sup>A lo largo del trabajo se utilizará indistintamente la notación para los vectores de la forma clásica  $\vec{x}$  o en negrita  $\mathbf{x}$ .

donde  $\rho_b(t)$  es la densidad media de masa. Usando la ecuación de la geodésica en el límite Newtoniano para el potencial,  $\frac{d^2 r^\alpha}{dt^2} = -\phi_{,\alpha}$  y el cambio de coordenadas 1.4 se obtiene:

$$\frac{d^2 a}{dt^2} = -\frac{4}{3}\pi G\rho_b(t)a \quad (1.5)$$

En esta ecuación se relaciona la evolución temporal del parámetro de expansión y la densidad del Universo y se la denomina *ecuación cosmológica*

Con el cambio de coordenadas dado en 1.4 se puede escribir la velocidad propia de una partícula respecto al origen como  $\frac{dr}{dt} = \mathbf{u} = a\dot{\mathbf{x}} + \mathbf{x}\dot{a}$ , con lo que el Lagrangiano del movimiento de la partícula queda determinado por:

$$\mathfrak{L} = \frac{1}{2}m(a\dot{\mathbf{x}} + \mathbf{x}\dot{a})^2 - m\Phi(\mathbf{x}, t)$$

donde ahora el potencial  $\Phi(\mathbf{x}, t)$  se refiere al potencial de una densidad de materia caracterizada por pequeñas fluctuaciones en la densidad media. A este lagrangiano podemos reescribirlo como<sup>3</sup>:

$$\mathfrak{L} = \frac{1}{2}ma^2\dot{x}^2 - m\varphi$$

con el nuevo potencial dado por  $\varphi = \Psi + (1/2)a\ddot{a}x^2$ . La ecuación de campo para el nuevo potencial, donde ahora el gradiente es respecto a  $\mathbf{x}$ , es  $\nabla^2\varphi = 4\pi G\rho a^2 + 3a\ddot{a}$  que junto a la ecuación cosmológica se obtiene:

$$\nabla^2\varphi = 4\pi G\rho a^2 [\rho - \rho_b]$$

en donde podemos ver que en el caso que no existan apartamientos de la homogeneidad, se tendría que  $\varphi \equiv 0$ , con lo que la solución para la velocidad peculiar sería de la forma  $v \propto a^{-1}$ .

---

<sup>3</sup>Si al Lagrangiano le sumamos una derivada total respecto a un potencial no se modifica, para lo cual planteamos  $\mathfrak{L} \rightarrow \mathfrak{L} - d\Psi/dt$  con  $\Psi = (1/2)ma\dot{a}x^2$

Definiendo la velocidad peculiar propia de la partícula como  $\mathbf{v} = a\dot{\mathbf{x}}$  y usando las ecuaciones de movimiento Euler-Lagrange, se tiene:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} + \mathbf{v}\frac{\dot{a}}{a} = -\frac{\nabla\varphi}{a} \equiv \mathbf{g}(\mathbf{x}) \quad (1.6)$$

en donde la última equivalencia está hecha bajo la suposición de que no existen ondas gravitacionales y  $\mathbf{g}(\mathbf{x})$  es la aceleración gravitacional dada por

$$\mathbf{g}(\mathbf{x}) = -\frac{\nabla\varphi}{a} = Ga \int d^3x' (\rho(\mathbf{x}') - \rho_b) \frac{\mathbf{x}' - \mathbf{x}}{|\mathbf{x}' - \mathbf{x}|^3}$$

En la aproximación de perturbaciones lineales y presión cero, podemos usar la ecuación 1.3 para reescribir la integral anterior como:

$$\mathbf{g} = Ga\rho_b \int d^3x' \delta(\mathbf{x}', t) \frac{\mathbf{x}' - \mathbf{x}}{|\mathbf{x}' - \mathbf{x}|^3} \quad (1.7)$$

que en el caso de aplicarlo a una distribución discreta de partículas (como es el caso que se analizará en esta tesis, aplicandose estos resultados en las simulaciones numéricas) donde la densidad puede escribirse como  $\rho = \sum_j m_j a^{-3} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j)$ , se tiene:

$$\mathbf{g}(\mathbf{x}) = \frac{G}{a^2} \sum_j m_j \frac{\mathbf{x}_j - \mathbf{x}}{|\mathbf{x}_j - \mathbf{x}|^3}$$

### 1.3. El Campo de Velocidades Peculiares

Continuando bajo la aproximación de que el campo de fluctuaciones en la densidad es lineal, el campo de velocidades peculiares  $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$  satisface la ecuación 1.6 y si no existen sumideros ni fuentes de materia, también satisface la ecuación de continuidad de la masa:

$$\frac{\nabla \cdot \mathbf{v}}{a} + \frac{\partial \delta}{\partial t} = 0 \quad (1.8)$$



La solución para el campo de velocidades  $\mathbf{v}$  que satisface 1.6 y 1.8 es:

$$\mathbf{v} = a \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\mathbf{g}}{4\pi G \rho_b a} \right) + \frac{\mathbf{F}(\mathbf{x})}{a} \quad (1.9)$$

con  $\nabla \cdot \mathbf{F} = 0$  (el segundo término en la ecuación anterior es la parte homogénea). Es fácil ver que por sustitución directa, la solución 1.9 satisface 1.8, si reemplazamos esta solución en 1.6 encontramos:

$$\frac{\partial}{\partial t} a^2 \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\mathbf{g}}{\rho_b a} \right) = 4\pi G a \mathbf{g}$$

Antes de seguir adelante, debemos utilizar el hecho de que la evolución de las fluctuaciones en la densidad  $\delta$  puede ser descrito por la combinación lineal de dos modos: uno creciente ( $D_1(t)$ ) y otro decreciente ( $D_2(t)$ ); este último, al ir con la inversa del tiempo, se lo puede considerar despreciable. Esto indica que la ecuación 1.7 para  $\mathbf{g}$  es la suma de dos términos que varían como  $\mathbf{g}_\alpha \propto \rho_b a D_\alpha$  con lo que la solución para el campo de velocidades peculiares 1.9 puede escribirse como:

$$\mathbf{v}_\alpha = \frac{\mathbf{g}}{4\pi G \rho_b} \frac{1}{D_\alpha} \frac{dD_\alpha}{dt}$$

lo que puede re-escribirse como:

$$\mathbf{v} = \frac{H f \mathbf{g}}{4\pi G \rho_b} = \frac{2f \mathbf{g}}{3H\Omega}, \quad f = \frac{a}{D} \frac{dD}{da}$$

Peebles (1976) demostró que si el modo creciente domina y se puede ignorar el fondo relativista,  $f$  es sólo función de  $\Omega$  dada por  $f(\Omega) = \Omega^{0.6}$ ; Shani & Coles (1995) encuentran que para un modelo  $\Lambda$ -CDM una mejor aproximación es:

$$f \equiv \frac{d \log D}{d \log a} \simeq \Omega_0^{0.6} + \frac{\Omega_\Lambda}{70} \left( 1 + \frac{\Omega_0}{2} \right)$$

Se encuentra así una expresión que relaciona las velocidades peculiares con el campo de fluctuaciones en la densidad:

$$v_\alpha = \frac{Haf}{4\pi} \partial_\alpha \int d^3x' \frac{\delta(x')}{|\mathbf{x}' - \mathbf{x}|}$$

Usando la ecuación anterior y el modelo de colapso esférico (Gunn & Gott 1972), Gunn (1978) y Peebles (1980) derivaron una aproximación lineal de la velocidad de caída al pozo de potencial, o velocidad de *infall*, en la dirección radial inducida por una concentración de masa isotrópica descrita por  $\delta(r) = \rho(r)/\rho_b - 1$  dentro de un radio  $r$ . Obtienen que la velocidad de *infall*  $V_{inf}$  está dada por:

$$V_{inf}^{lin} = -\frac{1}{3} H_0 \Omega_0^{0,6} r \delta(r), \quad (1.10)$$

Yahil (1985) da una aproximación no-lineal para la solución exacta de la velocidad de *infall*:

$$V_{inf}^{non-lin} = -\frac{1}{3} H_0 \Omega_0^{0,6} r \frac{\delta(r)}{[1 + \delta(r)]^{0,25}}; \quad (1.11)$$

sin embargo esta ecuación no es acompañada por una derivación publicada. Regös & Geller (1989), asumiendo que los cúmulos son esféricamente simétricos, obtienen una solución para la velocidad de *infall* no-lineal como una 'expansión en serie' del campo de fluctuaciones, la cual es exacta antes de que ocurra el cruce de la órbita y para  $\delta < 1 - 2$ . Ellos también señalan que esta solución es inadecuada para densidades muy grandes. Entonces, es de esperar que ni los cálculos ni las ecuaciones 1.10 ó 1.11 funcionen bien en los centros de los cúmulos y en las regiones en torno a ellos, o más generalmente, en regiones virializadas. Sin embargo, estas ecuaciones son el marco teórico para gran parte del análisis realizado en este trabajo de tesis.

## Capítulo 2

# Simulaciones numéricas

En los últimos años, muchos de los recursos computacionales en la astrofísica, se han enfocado a simulaciones numéricas cosmológicas de N-cuerpos con cientos de millones de partículas (i.e. Millenium, Marenstrum). El propósito de estas simulaciones es estudiar la formación y evolución de las estructuras en gran escala en el universo. La isotropía de la radiación de microondas de fondo (Spergel et al. 2003) nos dice que el universo temprano era excepcionalmente suave, con fluctuaciones en la densidad menores a  $10^{-4}$  veces la densidad media en ese entonces; sin embargo, la densidad en galaxias y cúmulos de galaxias, observados en la actualidad, es  $10^5$  veces la densidad media del universo. Esto plantea la pregunta de como pasó el universo de un estado temprano con fluctuaciones muy pequeñas, a la tener las grandes estructuras observadas en la actualidad. Es claro de este planteamiento que la inestabilidad gravitacional causó pequeñas fluctuaciones en el universo temprano, que colapsaron formando contrastes en densidad aún más grandes. Las fluctuaciones en pequeña escala crecen rápidamente, al punto tal que la evolución no-lineal hace imposible el seguimiento analítico de las mismas; es a la hora de estudiar la evolución no-lineal de las interacciones gravitacionales que forman las grandes estructuras en el universo, donde las simulaciones numéricas se han transformado en una de las principales

herramientas teóricas.

Las simulaciones numéricas cosmológicas de N-cuerpos constituyen en la actualidad una herramienta fundamental en el estudio de diversos sistemas físicos complejos. En estas simulaciones numéricas, cada cuerpo puede ser entendido como masas puntuales y, a través del uso de técnicas de N-cuerpos, resolver el problema gravitacional de computar la fuerza total sobre cada partícula, producida por la presencia de todas las restantes.

Si bien los códigos de N-cuerpos permiten integrar la evolución temporal de un conjunto de partículas, siempre es necesario un modelo que permita establecer las condiciones iniciales y de contorno que determinarán la evolución del sistema de partículas. Para el caso de las simulaciones numéricas cosmológicas, debe contarse con una teoría que describa el comportamiento de la materia en estadios primitivos de la vida del universo (Efstathiou *et al.* 1985, Yepes 1997). La forma más difundida de caracterizar fluctuaciones iniciales en densidad es a partir del espectro de potencias (Peacock 1999). Esta función es suministrada en general por los modelos teóricos, por lo que el problema es construir una distribución de partículas que reproduzca este espectro. Para esto se utiliza la aproximación de Zeldovich, una aproximación de primer orden para la evolución gravitatoria, por lo que sólo es válida cuando las fluctuaciones en densidad son muy pequeñas. Esta aproximación consiste en distribuir las partículas homogéneamente para luego perturbar las posiciones según el modelo cosmológico utilizado (Bertschinger 1998). Con las condiciones iniciales así generadas, se utiliza un método de integración para resolver las ecuaciones de movimiento (Hockney & Eastwood 1981). Las simulaciones utilizadas en este trabajo son puramente gravitacionales, o sea, solamente tienen en cuenta las interacciones de tipo gravitatorio.

## 2.1. Las simulaciones VLS

En esta tesis se ha utilizado la versión pública las simulaciones numéricas VLS *Very-Large-Simulations* (Yoshida *et al.* 2001) que fueron realizadas por el Consorcio Virgo y están caracterizadas por un modelo  $\Lambda$ CDM (*Cold-Dark-Matter* con constante cosmológica). En la figura 2.1 se muestra una franja de  $60Mpc/h$  de ancho de la simulación numérica utilizada en este trabajo, donde en escala logarítmica de azules, se muestra la densidad de materia. Pueden observarse claramente las regiones vacías, los filamentos y las grandes aglomeraciones de materia producidas por la acción gravitatoria.

Esta simulación numérica tiene  $512^3$  partículas en un cubo cosmológico de  $480h^{-1}$  Mpc de lado, y una resolución en masa de  $6,86 \times 10^{10}h^{-1}M_{\odot}$ . La cosmología utilizada para generar las condiciones iniciales, está caracterizada por un parámetro de densidad de materia  $\Omega_0 = 0,3$ , constante cosmológica  $\Omega_{\Lambda} = 0,7$  y tasa de expansión a tiempo presente  $H_0 = 100hMpc km/s$  donde  $h = 0,7$ . El espectro de potencias CDM inicial fué calculado numéricamente usando el software *CMBFAST* (Seljak & Zaldarriaga 1996), y está normalizado a la abundancia de cúmulos de galaxias medida en  $z = 0$  tal que  $\sigma_8 = 0,9$ . Los halos de materia oscura son identificados en la simulación usando el algoritmo estándar *friends-of-friends* (Davis et al. 1985) con una longitud de percolación  $l$ , dada por  $l = 0,17\bar{n}^{-1/3}$ , donde  $\bar{n}$  es la densidad media de partículas; esta longitud de percolación corresponde a una sobredensidad de  $\delta\rho/\rho = 200$ , la cual caracteriza al halo virializado y lo separa del material circundante que esta siendo acretado (Cole & Lacey 1996). Esta simulación contiene un gran número de halos distribuidos en un amplio rango de masas. El criterio seguido en la identificación de halos de materia oscura conduce a  $\sim 720,000$  sistemas identificados con masas desde  $1,3 \times 10^{12}h^{-1}M_{\odot}$  (10 partículas) a  $2,35 \times 10^{15}h^{-1}M_{\odot}$  (más de 20,000 partículas).

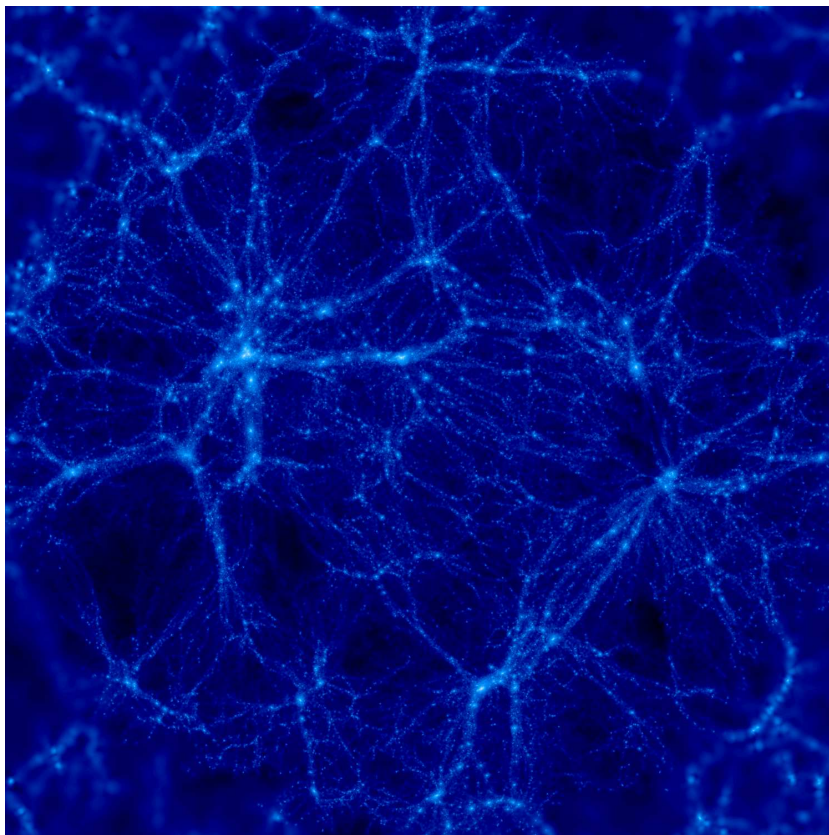


Figura 2.1: Imagen de la simulación utilizada en este trabajo, donde en escala logarítmica de azules se muestra la densidad de materia. Esta imagen generada a partir de la salida en  $z = 0$  de la simulación, tiene  $479Mpc/h$  de lado por  $60Mpc/h$  de ancho.

## 2.2. Características dinámicas

Las simulaciones numéricas no sólo dan como resultado las posiciones de las partículas, sino también sus velocidades; el campo de velocidades peculiares está determinado por la aceleración gravitatoria causada por la distribución de materia. Como se observa en la figura 2.1, los filamentos, cúmulos y regiones de vacío, generan un campo de velocidades que tendrá características diferentes según la región que se observe. En la figura 2.2 se muestra una franja de la simulación VLS donde la distribución de partículas se muestra en escala logarítmica de grises suavizada con un filtro

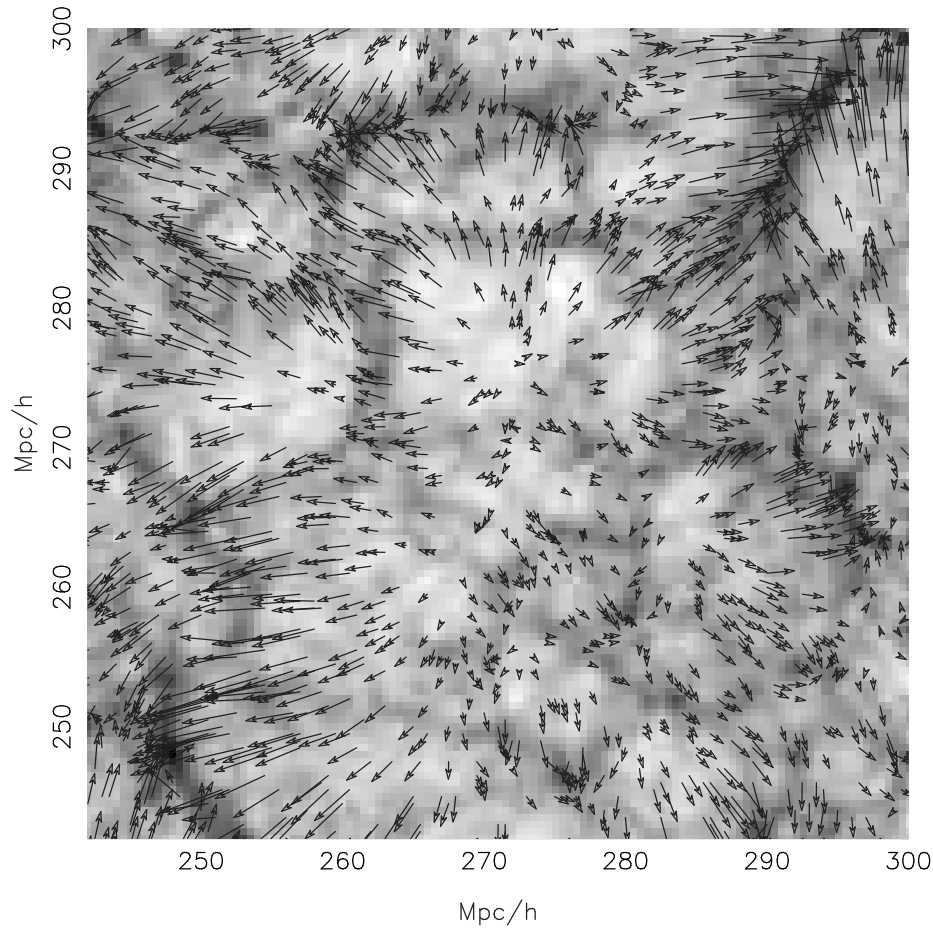


Figura 2.2: Patrón de velocidades en una franja,  $60h^{-1}$  Mpc de lado y  $10h^{-1}$  Mpc de espesor de la simulación VLS. La densidad de partículas es graficada en escala logarítmica de grises, suavizada usando una función escalón de Heaviside con escala  $R = 2h^{-1}$  Mpc. Las flechas negras muestran el campo de velocidades peculiares (Pivato, Padilla & Lambas, 2006).

escalón  $R = 1h^{-1}$  Mpc y corresponde a una franja de  $60h^{-1}$  Mpc de lado y  $10h^{-1}$  Mpc de profundidad; las flechas negras indican el campo de velocidades proyectadas del 20% de las partículas en la franja. En esta figura puede apreciarse claramente el flujo de las velocidades de acreción, o *infall*, sistemático hacia las regiones densas, un flujo turbulento en los filamentos y un patrón de flujo saliente de las regiones de menor densidad.

Como caracterización de las velocidades peculiares de las partículas en la simulación numérica, se mide la distribución del módulo de las velocidades peculiares. En la figura 2.3 se muestra en línea continua roja la distribución normalizada al máximo de  $\mathbf{V} = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$  para las partículas. Se observa claramente máximo en  $\mathbf{V} \simeq 450km/s$  y una cola de altas velocidades ( $\mathbf{V} > 1500km/s$ ). Definiendo la velocidad peculiar de un grupo como el promedio de las velocidades de las partículas miembro del grupo, podemos medir la distribución de las velocidades peculiares en los grupos identificados. En la figura 2.3 se muestra la función de distribución normalizada de velocidades peculiares  $f_v$  de halos con masas entre  $10^{11}h^{-1}M_\odot - 10^{12}h^{-1}M_\odot$ ,  $10^{12}h^{-1}M_\odot - 10^{13}h^{-1}M_\odot$ ,  $10^{13}h^{-1}M_\odot - 10^{14}h^{-1}M_\odot$  y más de  $10^{14}h^{-1}M_\odot$ . Es posible observar que, incluso los grupos mas masivos tienen velocidades medias similares que las partículas de materia oscura (Shaw et al. 2005); en donde las distribuciones  $f_v$  de todos los intervalos de masa seleccionados tienen los máximos en el intervalo que va desde los  $450km/s$  a los  $500km/s$ . Sin embargo, sólo las partículas de materia oscura muestran una cola de altas velocidades, mientras que los grupos rara vez alcanzan valores de velocidades peculiares mayores que  $\mathbf{V} = 1000km/s$ . A la hora de analizar la dinámica de la materia en la vecindad de las estructuras masivas (cúmulos), se debe tener presente el hecho de que el 80% de las estructuras, aún las más masivas, tienen velocidades que van desde los  $150km/s$  a los  $900km/s$  y que a pesar de que las distribuciones mostradas en el gráfico cubren un rango de más de tres órdenes de magnitud, la forma de la distribución de velocidades no cambia.



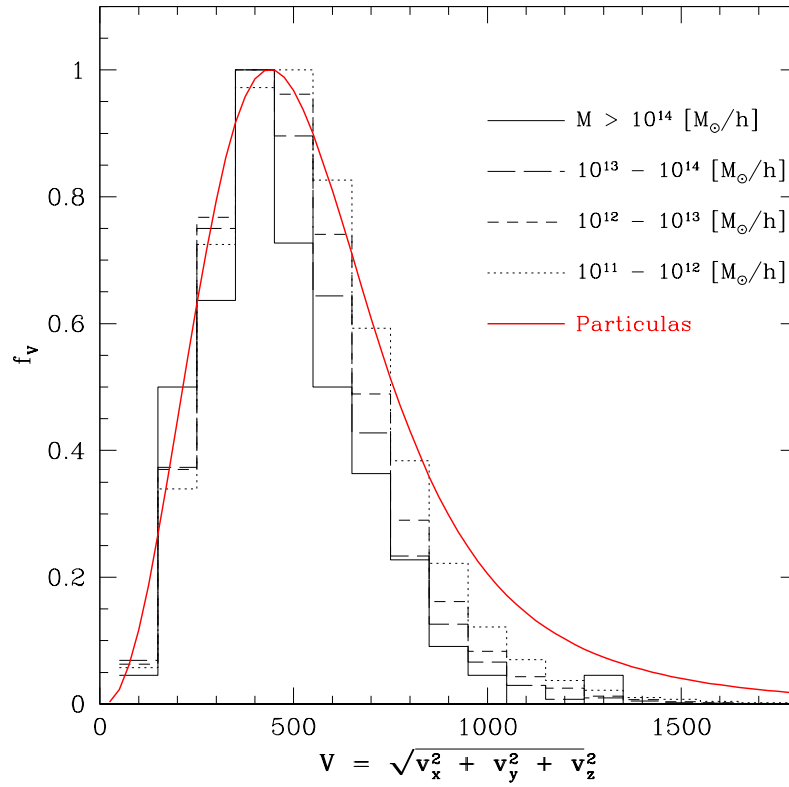


Figura 2.3: Función de distribución normalizada,  $f_v$ , del módulo de velocidad  $\mathbf{V} = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$  para partículas (línea continua en rojo) y grupos con masas en los rangos  $10^{11}h^{-1}M_\odot - 10^{12}h^{-1}M_\odot$  (línea de puntos),  $10^{12}h^{-1}M_\odot - 10^{13}h^{-1}M_\odot$  (línea de trazos cortos),  $10^{13}h^{-1}M_\odot - 10^{14}h^{-1}M_\odot$  (línea de trazos largos) y más de  $10^{14}h^{-1}M_\odot$  (línea sólida) (Pivato, Padilla & Lambas, 2006).

## Parte II

# Dinámica de las estructuras

## Capítulo 3

# El campo de velocidades en la vecindad de los halos

El campo de velocidades en gran escala provee una fuente importante de información sobre la distribución de las fluctuaciones de masa en el Universo. Además, la relación entre velocidades peculiares y masa es simple, con lo que se puede tener así un indicio directo de la distribución de masa de manera independiente a cualquier suposición acerca del factor de *bias* para diferentes tipos de galaxias (Peacock & Dodds 1994, Pivato 2001)

Los flujos en grandes escalas han sido analizados teóricamente (Regös & Geller 1989, Bothun et al. 1990, Hiotelis 2001) y observacionalmente (Dekel 1999, Cecarrelli et al. 2005, Strauss & Willick 1995). Por otro lado el comportamiento dinámico de objetos próximos a regiones de contraste de alta densidad puede ser descrito por el modelo de *infall* esférico (Regös & Geller 1989) con un movimiento de flujo colapsante cuya amplitud depende sólo de la distancia al máximo de densidad local (Diaferio & Geller 1997). Las predicciones del modelo de *infall* esférico son generalmente usadas para las estimas de masa de cúmulos de galaxias (Diaferio 1999).

En este capítulo se exploran las características del movimiento peculiar en las

regiones circundantes de cúmulos usando las simulaciones de N-cuerpos VLS de alta resolución, descritas en el capítulo anterior, y se comparan estos resultados con las predicciones de la teoría lineal del modelo de *infall* esférico. También se estudia el alineamiento entre el campo de velocidades y la posición de los halos en las simulaciones numéricas para determinar la escala para la cual una aproximación radial es válida para un campo de velocidades alrededor de un pico de alta densidad. Por otro lado se cuantifica el alineamiento de velocidades midiendo la fracción de partículas circulando a través de halos con respecto a aquellas que permanecen en un potencial gravitacional prácticamente fijo, y se las compara con la fracción de partículas que escapan del pozo de potencial de los halos.

### 3.1. Análisis del campo de velocidades

En el marco teórico presentado en el Capítulo 1, se mencionó que las ecuaciones para el modelo de acreción lineal y no-lineal (ecuaciones 1.10 y 1.11) fallan en regiones con densidades grandes y en escalas próximas al centro de masa del halo, que son justamente las regiones que se pretenden analizar. Con el objetivo de superar este obstáculo Croft, Dalton & Efstathiou (1999), de ahora en adelante CDE, eligieron truncar la expresión para  $V_{infall}^{lin}$  con un corte exponencial  $e^{-\delta(r)/\delta_c}$  con  $\delta_c = 50$ , el cual aproxima groseramente el efecto del rápido decrecimiento de la velocidad de *infall* para pequeños  $r$  debido a los efectos de virialización como se observa en la figura 3.1. Cuando es agregado el corte exponencial, la expresión de la velocidad de *infall* dada por la ecuación 1.10 se transforma en

$$V_{infall}^{lin} = -\frac{1}{3}H_0\Omega_0^{0.6}r\delta(r)e^{\delta(r)/\delta_c}; \quad (3.1)$$

y para la velocidad de *infall* no-lineal (Eq. 1.11) se tiene:

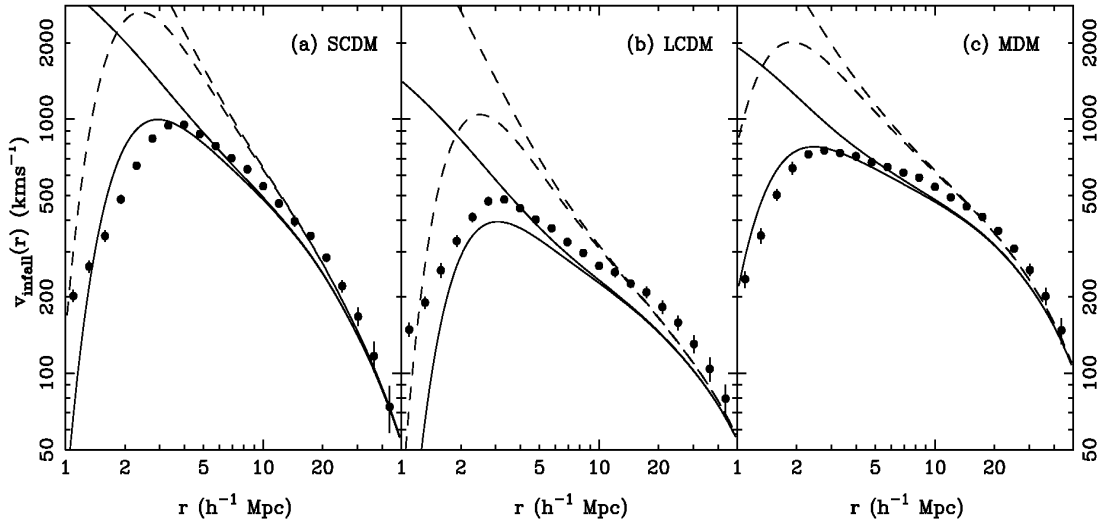


Figura 3.1: Velocidad media de *infall* de partículas alrededor de cúmulos simulados, como función del radio (círculos negros), encontradas en simulaciones de N-cuerpos de (a) SCDM, (b) LCDM y (c) MDM. Las barras de error muestran el error en la media calculada de la dispersión en un conjunto de 5 realizaciones. Las predicciones de la teoría lineal y no-lineal son graficadas en líneas de trazos y sólida, respectivamente. Los dos pares de líneas, en cada caso, muestran el efecto de incluir o no incluir un truncamiento exponencial para altas sobredensidades (Croft, Dalton & Efstathiou, 1999).

$$V_{infall}^{lin} = -\frac{1}{3} H_0 \Omega_0^{0,6} r \frac{\delta(r) e^{-\delta(r)/\delta_c}}{[1 + \delta(r)]^{0,25}}. \quad (3.2)$$

Croft, Dalton & Efstathiou (1999) afirman obtener un mejor ajuste para sus simulaciones usando esta ecuación, pero dada la naturaleza arbitraria de este truncamiento ellos aún restringen su análisis a las regiones más externas de los halos ( $r > 2,5h^{-1}$  Mpc).

El estudio de las propiedades estadísticas del campo de velocidades en la venciaidad de halos de materia oscura se realiza hasta escalas de  $40h^{-1}Mpc$  y para 4 muestras de grupos diferenciadas según la masa (ver Tabla 3.1)

Todos los análisis son realizados usando partículas individuales en la simulación, contrariamente al reciente uso de subestructuras identificadas en simulaciones en dis-

Tabla 3.1: Descripción de las muestras de halos de materia oscura, correspondiendo a diferentes rangos de masa, y el número de grupos identificados.

Muestra	Intervalo de Masa [ $h^{-1}M_{\odot}$ ]	Número de grupos
S1	$3,4 \times 10^{12} - 6,8 \times 10^{12}$	73509
S2	$6,8 \times 10^{12} - 6,8 \times 10^{13}$	72465
S3	$6,8 \times 10^{13} - 6,8 \times 10^{14}$	6097
S4	$> 6,8 \times 10^{14}$	92

tintos trabajos (Benson 2005, Wang et al. 2005). Se considera que el estudio realizado no debería cambiar de forma significativa si se repiten los análisis usando subestructuras ya que el enfoque es sólo en las regiones fuera de los centros de los halos y de su escala de virialización, se espera entonces que a tales distancias la existencia de subestructura en los halos no modifique los resultados obtenidos en este trabajo (Augbert, Pichon & Colombi 2004).

### 3.2. La velocidad de *infall* promedio

Se inicia el análisis del campo de velocidades computando la velocidad promedio de caída al pozo de potencial, o velocidad promedio de *infall* al halo de la siguiente manera: en primer lugar se seleccionan los halos en un rango específico de masas según se detalla en la tabla 3.1 y se calcula la velocidad de *infall* media de partículas como función de la distancia al centro de los halos (o grupos). En la figura 3.2 se muestra el perfil de velocidad media de *infall* para las 4 muestras S1, S2, S3 and S4 descritas en la Tabla 3.1. Como puede observarse, la velocidad de máximo *infall*,  $V_{inf}^{max}$ , se incrementa con la masa del grupo, con valores  $V_{inf}^{max} \sim 250$  km/s para grupos en la muestra S1, y  $V_{inf}^{max} = 950$  km/s para aquellos en S4, los grupos más masivos

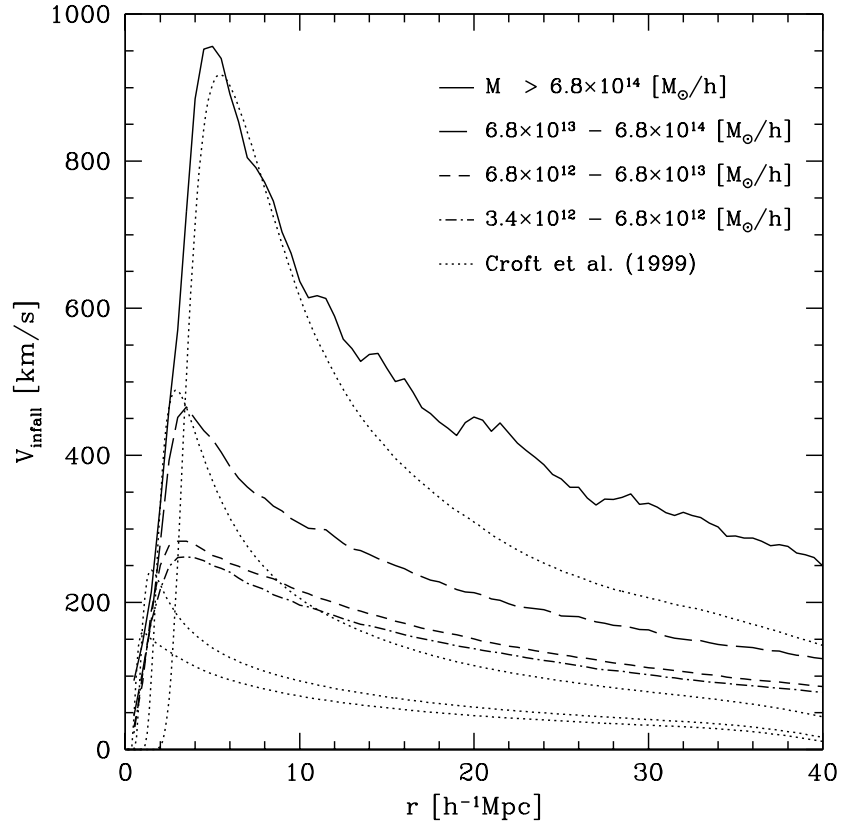


Figura 3.2: Velocidad promedio de *infall* de los grupos en las muestras S1, S2, S3 y S4 como función de escala. La línea de puntos representa el resultado del ajuste dado por CDE, con un corte exponencial (Eq. 3.1)  $\delta_c = 50$  (Pivato, Padilla & Lambas, 2006).

de este análisis.

El rápido decrecimiento de la velocidad de *infall* a escalas chicas indica el límite de la región virializada. Esto también puede interpretarse en términos de que la escala de la máxima velocidad de *infall* tiene una buena correlación con la masa de los grupos, un efecto esperado dada la correlación entre masa y radio virial. De este análisis se puede notar un decrecimiento más rápido del patrón de *infall* para los grupos más masivos comparado con la suave inclinación mostrada por los sistemas de baja masa.

Se comparó la velocidad de *infall* medida en la simulación con las predicciones

del modelo CDE. Para esto, se calculó el aumento de la velocidad promedio dentro de una esfera de radio  $r$  centrada en cada grupo y la derivada de la velocidad de *infall* lineal usando un corte exponencial dado por la ecuación 3.1 para los intervalos de masa descritos en la Tabla 3.1. Los resultados son graficados en la figura 3.2 donde puede apreciarse que, aunque este modelo provee un acuerdo razonable para el *infall* alrededor de los halos de alta masa, hay aún grandes discrepancias a pequeñas y grandes escalas, especialmente para los rangos de baja masa explorados en este trabajo. En la figura 3.3 se muestra la dispersión de la velocidad de *infall* para la muestra de grupos más masivos (muestras S4, S3 y S2), y puede verse que en las escalas menores al máximo, la dispersión de la velocidad de *infall* en los grupos más masivos crece rápidamente debido a que la dinámica de la materia en esas escalas está gobernada por procesos de virialización y pueden apreciarse discrepancias para las distintas muestras de masa. En escalas mayores a  $10Mpc/s$  la dispersión de las muestras de masa se hace constante en torno a los  $500km/s$  para todos los grupos.

Como completitud y a modo de mostrar comparaciones con todos los modelos presentados en esta tesis, en la figura 3.4 se muestran los perfiles de *infall* medidos en la simulación (línea sólida, a trazos largos, trazos cortos y trazos y puntos para las muestras S4, S3, S2 y S1 respectivamente) y los perfiles calculados a partir de las mediciones de densidad y la ecuación 1.10 para el modelo de velocidad de *infall* lineal (línea de puntos). En la figura 3.5 se comparan los perfiles medidos con el que se calcula usando el modelo de *infall* no-lineal dado por 1.11 para las mismas muestras de masa. Es claro en estas últimas figuras que ninguno de los modelos teóricos para los perfiles de *infall*, tanto el lineal como el no-lineal presentan un buen acuerdo con las mediciones. La forma funcional de ambos modelos diverge cuando la escala es muy pequeña; sin embargo, en la mediciones el perfil de la velocidad de *infall* tiende a cero en escalas chicas debido a la dinámica de virialización de los cúmulos. Aún en escalas grandes se ve una marcada diferencia entre lo predicho por los modelos y las



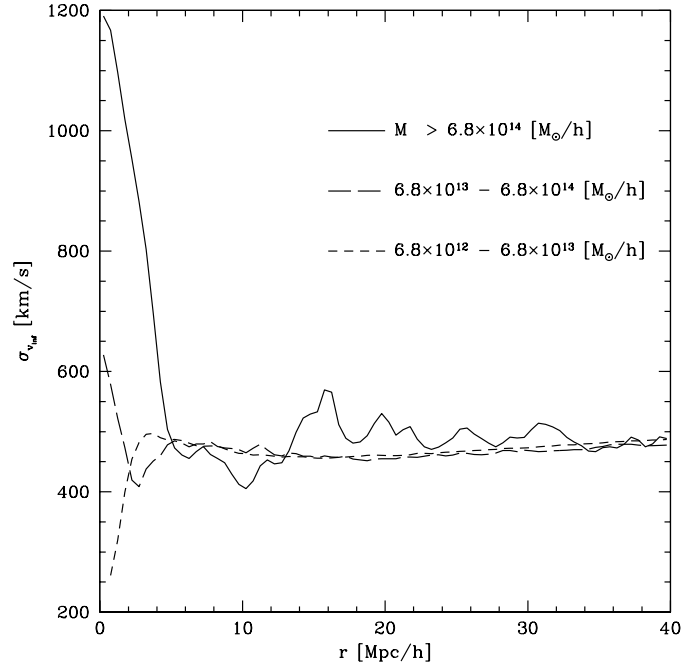


Figura 3.3: Dispersión de la velocidad de *infall* de los grupos en las muestras S2, S3 y S4 como función de la escala (línea a trazos cortos, trazos largos y sólida respectivamente)

mediciones realizadas. Por este motivo es que se decide utilizar el modelo de CDE dado por 3.1 para desarrollar los resultados analíticos que se presentan a continuación.

Los resultados mostrados en la figura 3.2 indican una estrecha relación entre  $V_{inf}^{max}$  y la masa de los grupos en el patrón medido en la simulación y los resultados de la ecuación 3.1. Con el fin de caracterizar la correlación del *infall* con la masa de los grupos, se mide el perfil de la velocidad de *infall* medio para diferentes rangos de masa y computamos  $V_{inf}^{max}$ . En la figura 3.6 se muestra la máxima velocidad media de *infall* como función de la masa del grupo en la simulación (círculos negros) y de la ecuación 3.1 (triángulos).

Un ajuste adecuado de ley de potencias para la simulación es

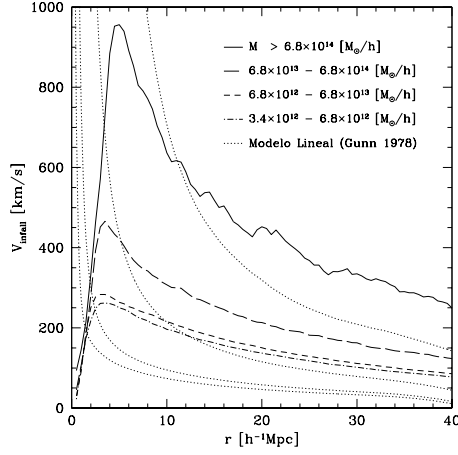


Figura 3.4: Perfiles de acreción de materia medidos en la simulación (según figura 3.2). En línea de puntos se muestran los perfiles calculados usando el modelo lineal 1.10 para aproximar la velocidad de *infall*.

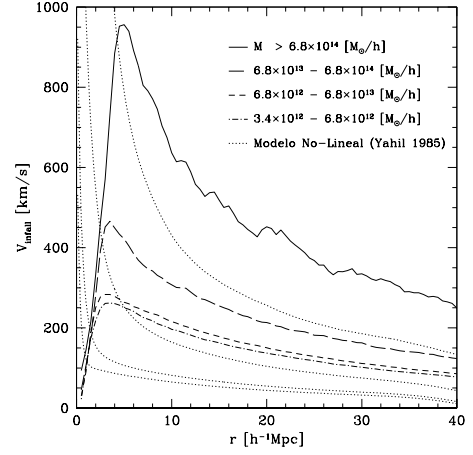


Figura 3.5: Idem a la figura 3.4. Las líneas de puntos muestran los perfiles de infall calculados a partir de la ecuación 1.11 para el modelo de infall no-lineal.

$$V_{infall}^{max} = \left( \frac{M}{m_0} \right)^\gamma \quad (3.3)$$

donde los valores de los parámetros son  $m_0 = 1,29 \times 10^5$ , y  $\gamma = 0,29$ . Usando el ajuste lineal con el corte exponencial dado por la ecuación 3.1, es posible inferir una relación entre la escala de la máxima velocidad de *infall* y la masa del halo:

$$r_{infall}^{max} = \left( \frac{3A}{8\pi\rho_m} \right)^{1/3} M^{1/3}, \quad (3.4)$$

donde el factor  $A$  es definido como función de  $\delta_c$  como  $A = \sqrt{(2 + 3/\delta_c)^2 + 12/\delta_c} - 2 - 3/\delta_c$ , con  $A > 0$  para cualquier valor positivo de  $\delta_c$ . Reemplazando  $r$  por  $r_{infall}^{max}$  en la ecuación 3.1, se encuentra una expresión analítica para  $V_{infall}^{max}$ :

$$V_{infall}(r_{max}) = \frac{(9\pi)^{-1/3} H_0 \Omega_0^{0,6}}{2 \rho_m} \left( \frac{2 - A}{A^{2/3}} \right) e^{-\frac{2-A}{A\delta_c}} M^{1/3}. \quad (3.5)$$

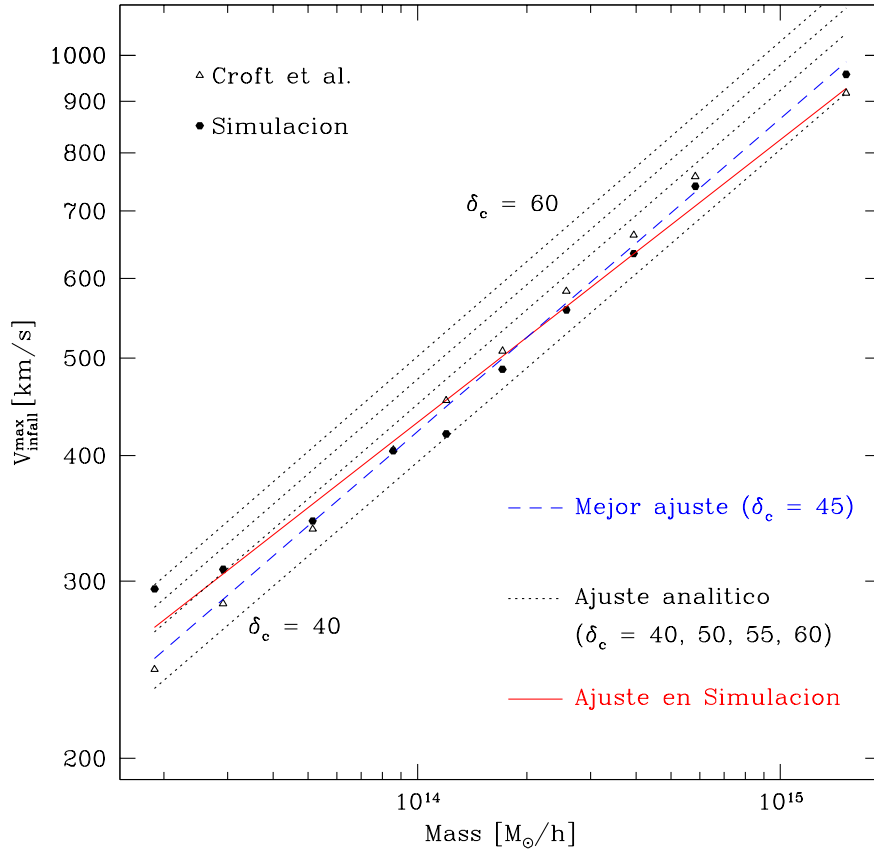


Figura 3.6: Máxima velocidad de *infall* como función de la masa de grupos medida en la simulación (círculos negros) y su correspondiente ajuste de ley de potencias (línea en rojo sólida). Los triángulos vacíos muestran la misma relación obtenida de la máxima en la ecuación 3.1. Por comparación, también se muestran los resultados de la ecuación 3.5, asumiendo diferentes valores de  $\delta_c = 40, 45, 50, 55, 60$  (línea de puntos). El mejor ajuste del modelo teórico para los resultados de la simulación está dado por la línea a trazos azul, la cual corresponde a  $\delta_c = 45$  (Pivato, Padilla & Lambas, 2006).

Definiendo  $H_0 = 70$ ,  $\Omega_m = 0,3$  y  $\delta_c = 50$ , se obtiene  $V_{inf}(r_{max}) \simeq M^{1/3}/2,25 \times 10^4$ , lo cual es muy similar al ajuste de ley de potencias obtenido en la ecuación 3.3. Ahora se calcula  $V_{inf}^{max}(M)$  a partir de la ecuación 3.5 usando diferentes valores de  $\delta_c = 40, 45, 50, 55$  y  $60$ , y se muestran los resultados en la figura 3.6 (líneas de

puntos). Tal como puede observarse en esta figura, el mejor ajuste para la simulación se logra cuando se usa  $\delta_c \sim 45$  (línea azul a trazos). Las mediciones de  $V_{inf}^{max}(M)$  se apartan del comportamiento de ley de potencias para halos de baja masa, cuando  $M < 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$ . Para halos con masa menor, la velocidad de *infall* máxima no cambia considerablemente con la masa del halo, como es posible observar en el patrón de *infall* de las muestras S1 y S2 en la figura 3.2.

La razón detrás de este efecto puede estar relacionada con el aplanamiento del sesgo entre los halos de materia oscura y masa  $b(M)$ , lo cual ocurre a escalas similares de masa; puntualmente, el clustering alrededor de los grupos de masa  $M < 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$  puede ser considerado prácticamente independiente de la masa del halo.

Siguiendo el mismo procedimiento para las mediciones de la velocidad de *infall*, en la figura 3.7 se muestran los resultados para la velocidad tangencial,  $V_{tang}$ , siendo esta la componente de la velocidad peculiar, perpendicular a la dirección radial. Las mediciones realizadas son un promedio en cáscaras de radio  $r$  centradas en el centro de masa de cada grupo para los grupos de las muestras S1, S2, S3 y S4 (línea de puntos, trazos cortos, trazos largos y sólida respectivamente). Puede verse en esta figura que para escalas chicas la componente tangencial de la velocidad peculiar de la materia en los grupos menos masivos es pequeña, mientras que en los grupos más masivos es muy grande, alcanzando valores que superan los  $1200km/s$ . Esto se debe a que en escalas menores al máximo de la velocidad de *infall*, la materia acretada comienza a virializar cambiando la componente radial (*infall*) de la velocidad por la componente tangencial (esto puede verse más claramente en la figura 3.8). En escalas grandes, se ve que la componente tangencial tiende al valor medio del campo de velocidades, aproximadamente  $500km/s$  (ver figura 2.3).

En la figura 3.8 se muestra una comparación entre las componentes de la velocidad peculiar dada por  $V_{tot}^2 = V_{infall}^2 + V_{tang}^2$ . Se puede observar que la componente radial de la velocidad peculiar representa casi un 30% del módulo de la velocidad en

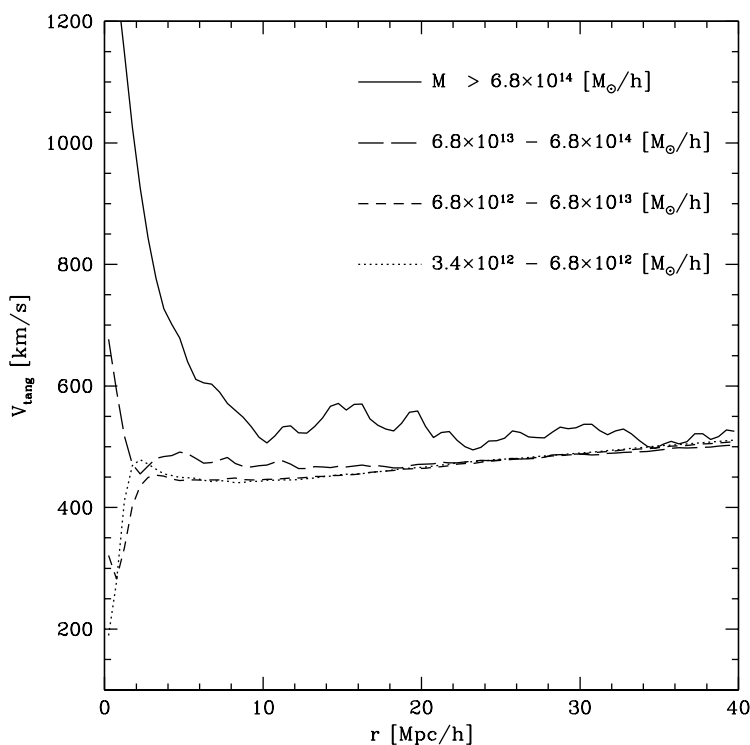


Figura 3.7: Componente tangencial del campo de velocidades peculiares en torno a los grupos de las muestras S1, S2, S3 y S4 (línea de puntos, a trazos cortos, a trazos largos y sólida respectivamente).

los grupos menos masivos (paneles A y B), mientras que a medida que consideramos grupos más masivos, la velocidad de infall aporta un 50% o más al módulo de la velocidad total. Esto es un indicio de una posible relación entre la tasa de acreción de materia y la masa del cúmulo, relación que será más en detalle en los capítulos siguientes.

### 3.3. Orientación del campo de velocidades

En esta sección se estudia la alineación de la velocidad peculiar de la materia oscura en las afueras de los halos, se mide el ángulo  $\theta$  entre el vector posición de

las partículas, respecto al centro de masa del halo, y su velocidad peculiar. Con el objetivo de detectar variaciones con la masa del halo se analizan los halos segregados según las muestras S1, S2, S3 y S4 descritas en la Tabla 3.1. La figura 3.9 muestra los resultados del  $\langle \cos(\theta) \rangle$  promediado sobre cada muestra de halos como función de la escala.

Las partículas de materia oscura 'cayendo' hacia los grupos de la muestra S4 muestran la máxima alineación,  $\cos(\theta)_{max} \simeq -0,77$  en  $r \simeq 5,5h^{-1}$  Mpc. En contraste, la velocidad peculiar de las partículas en las afueras de los grupos en la muestra S1 muestra la menor alineación, con  $\cos(\theta)_{max} \simeq -0,3$  en  $r \simeq 1h^{-1}$  Mpc. Como puede

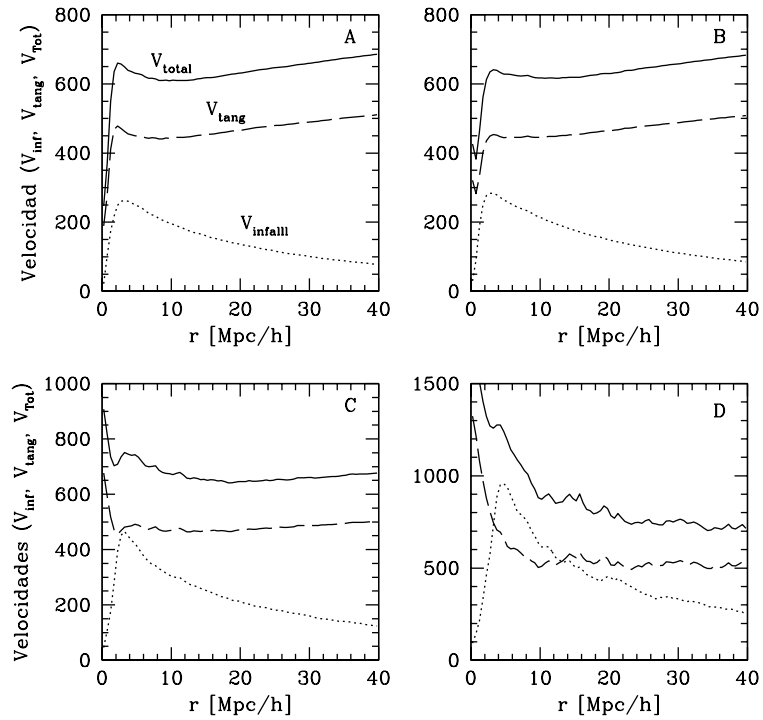


Figura 3.8: Módulo de la velocidad peculiar  $V_{tot}$  en torno a los grupos de la muestra S1, S2, S3 y S4 en los paneles A, B, C y D respectivamente (línea sólida) comparados con la componente de infall  $V_{infall}$  (línea de puntos en cada panel) y la componente tangencial  $V_{tang}$ .

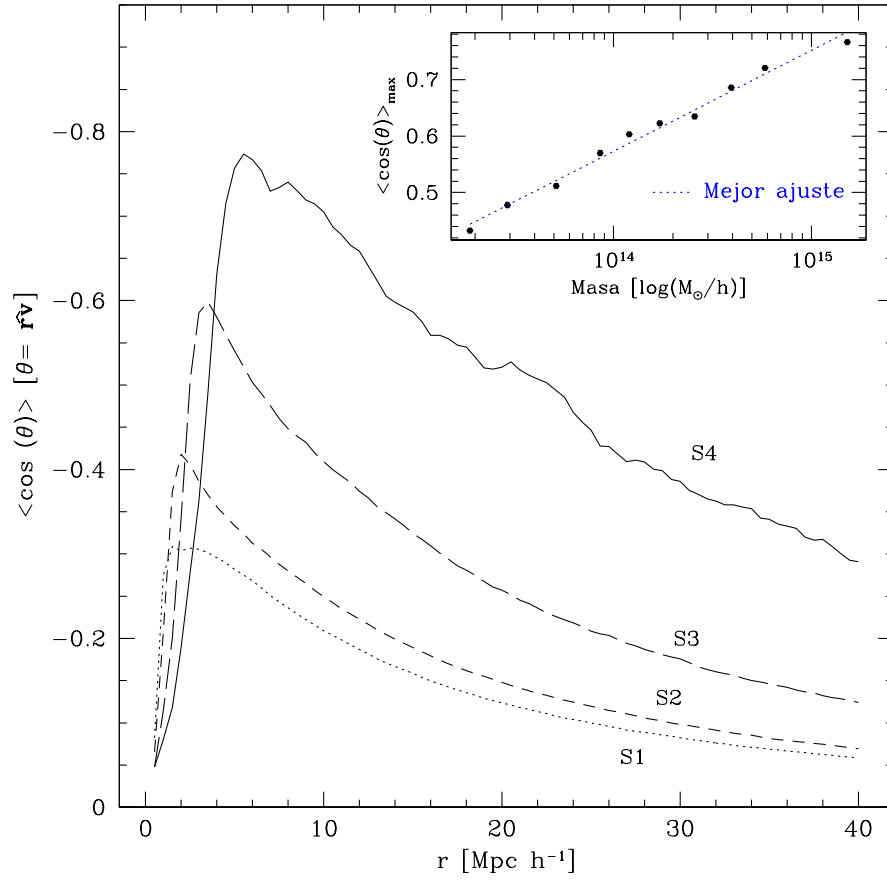


Figura 3.9: Coseno promedio del ángulo entre la posición del centro del cúmulo y la velocidad peculiar de las partículas de materia oscura alrededor de los halos en la simulación. Los grupos son divididos en muestras con diferentes rangos de masa según se indica en la Tabla 3.1 (muestras S1, S2, S3 and S4, en línea de puntos, trazos cortos, trazos largos y sólida, respectivamente). El gráfico pequeño muestra la relación entre  $\langle \cos(\theta) \rangle_{\text{max}}$  y la masa de los grupos. La línea de puntos azul corresponde al mejor ajuste log-lineal para esta relación  $\cos(\theta)_{\text{max}} = \gamma \log(M/C_0)$ , donde  $\gamma = 0,17$  y  $C_0 = 5,18 \times 10^{10}$ , (Pivato, Padilla & Lambas, 2006).

observarse, se obtiene una coherencia máxima para la alineación en un rango de escalas relativamente pequeño:  $1h^{-1} \text{ Mpc} \lesssim r \lesssim 6h^{-1} \text{ Mpc}$ . El campo de velocidades de las partículas alrededor de los grupos más masivos (muestra S4) presenta una alineación significativa a grandes escalas ( $r > 30h^{-1} \text{ Mpc}$ ). Sin embargo, para sistemas

menos masivos, la coherencia de  $\langle \cos(\theta) \rangle$  se reduce significativamente. También puede apreciarse que la máxima alineación entre la posición del centro de los cúmulos y la velocidad peculiar de las partículas es función de la masa del grupo. Esta relación se muestra en el gráfico pequeño de la figura 3.9 para diferentes masas (se utilizan las mismas muestras de masa graficadas en la figura 3.6). Un ajuste empírico de ley de potencias logarítmica dado por:

$$\cos(\theta)_{max}(M) = \gamma \log(M/C_0), \quad (3.6)$$

con parámetros  $\gamma = 0,17$  y  $C_0 = 5,18 \times 10^{10}$ , da un muy buen acuerdo para los resultados de la simulación, como se ve en línea azul de puntos en el gráfico pequeño de la figura 3.9.

Se realizó también un análisis adicional del ángulo de *infall* en las afueras de los halos de materia oscura comparando el número de partículas, en cada cáscara de radio  $r$ , con velocidades peculiares apuntando en dirección opuesta (hacia afuera) del centro de masa de los grupos, con el número de las que apuntan hacia el centro de los grupos. Para esto se miden las cantidades  $N_i(r)$ ,  $N_m(r)$  y  $N_o(r)$ , las cuales representan el número de partículas caracterizadas por  $1/3 \lesssim \cos(\theta)$  (partículas en acreción, *infall*),  $-1/3 < \cos(\theta) < 1/3$  (partículas en órbita, *intermedias*) y  $\cos(\theta) \lesssim -1/3$  (partículas en escape, *outflow*) respectivamente, a una distancia  $r$  del centro de los grupos. Promediando a través de la muestra y calculando los cocientes  $D_i(r) = \langle (N_i(r)/N_m(r)) \rangle$  y  $D_o(r) = \langle (N_o(r)/N_m(r)) \rangle$  se puede medir la cantidad relativa de materia que esta siendo acretada por el grupo, y la que está escapando del mismo.

La figura 3.10 muestra los resultados para  $D_i(r)$  (líneas en rojo) y  $D_o(r)$  (líneas en verde) para las muestras S1, S2, S3 y S4. Puede observarse que las muestras S1 y S2 muestran  $D_o > 1$  a  $r > 30h^{-1}$  Mpc, indicando que las grandes inhomogeneidades de densidad, marcadas por los centros de los halos están correlacionadas con la distribución de masa aún a grandes distancias.



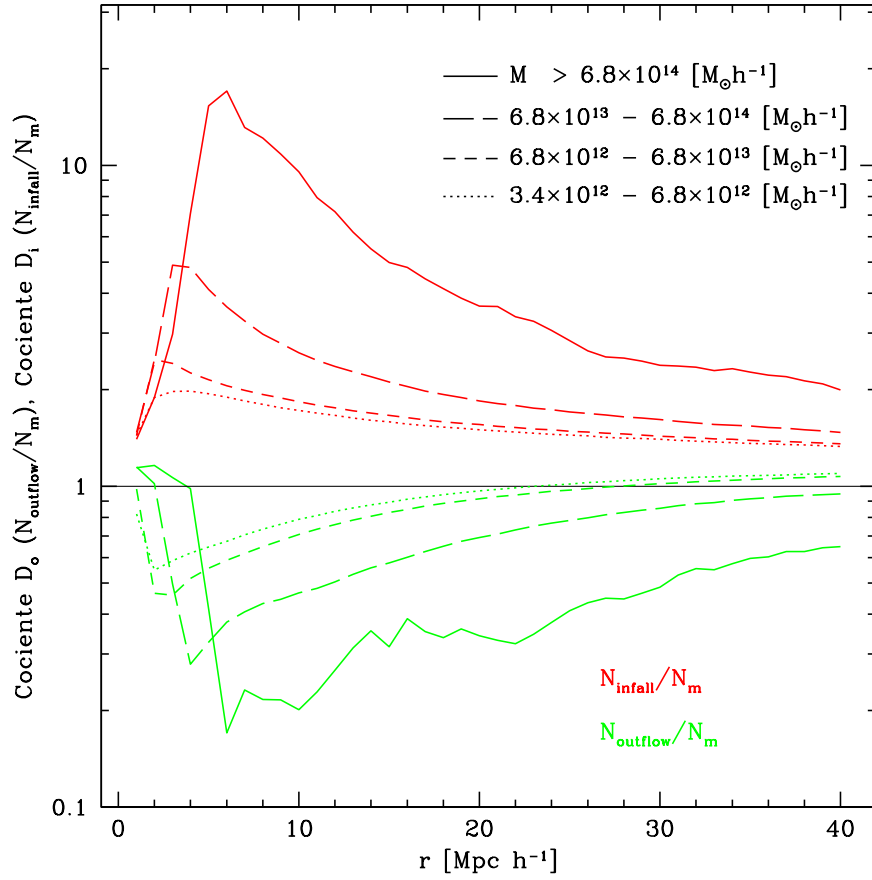


Figura 3.10: Cociente promedio entre el número de partículas con  $1/3 < \cos(\theta) < 1$  ( $N_{outflow}$ ) y  $-1/3 < \cos(\theta) < 1/3$  ( $N_m$ ), referidas como  $D_i$  (líneas en rojo); y el cociente entre el número de partículas con  $-1 < \cos(\theta) < -1/3$  ( $N_{infall}$ ) y  $N_m$ , referidas como  $D_o$  (líneas en verde). Estos cocientes son graficados para los diferentes rangos de masas usados en las figuras previas:  $3,45 \times 10^{11} - 6,8 \times 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$  (línea de puntos),  $6,8 \times 10^{12} - 6,8 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$  (línea de trazos cortos),  $6,8 \times 10^{13} - 6,8 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$  (línea de trazos largos) y  $M > 6,8 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$  (línea sólida) (Pivato, Padilla & Lambas, 2006).

El hecho de que el máximo de  $D_i$  y el mínimo de  $D_o$  coinciden unos con otros, también como con la máxima alineación medida por  $\cos(\theta)$ , es esperado debido a que la máxima alineación ocurre cuando la la fracción de partículas cayendo alcanza su máximo (comparar figuras 3.9 y 3.10). También puede notarse que este máximo

---

ocurre a distancias grandes para halos de masas mayores, consistente con la máxima velocidad de *infall* ocurriendo a grandes distancias para los halos más masivos. Además, la máxima velocidad de *infall* ocurre un  $\sim 30\%$  más próximo para los grupos que la máxima velocidad de alineación. Esto sugiere que la alineación es una mejor elección que la velocidad de *infall* para la determinación de la distancia donde la virialización de los halos 'quiebra' la tendencia del incremento del *infall* y alineación de velocidades hacia el centro de los halos. En general, nuestros resultados son consistentes con la imagen de que los halos de mayor masa son sistemas más relajados con distribución de velocidades isotrópica.

# Capítulo 4

## Dependencia del campo de velocidades con la densidad local

En este capítulo se analiza la dependencia del patrón de *infall*, el ángulo de *infall* y los parámetros  $D_i$  y  $D_o$  con la densidad local de materia oscura considerada en el análisis. Se calculará una densidad local de materia en escalas de hasta  $40Mpc/h$  en torno a los grupos en forma tal que sea posible analizar el patrón de acreción de materia en regiones muy densas, como los filamentos y panqueques que se observan en la figura 2.2, y el patrón de acreción en regiones poco densas, como los vacíos.

Se define entonces una densidad numérica local,  $\rho_n$ , como el número de partículas en celdas cúbicas de  $l_c = 3h^{-1}$  Mpc de lado (notar que esto no es una definición de densidad propia, sino sólo un simple parámetro para caracterizar la densidad en el entorno de una partícula de materia oscura); y una densidad numérica media,  $\bar{\rho}_n$ , como el número medio de partículas esperadas en celdas de volumen  $V_c = l_c^3$  (en esta simulación numérica particular, y para el valor elegido de  $l_c$ , la densidad numérica media es  $\bar{\rho}_n = 33$ ). Todas las partículas dentro de una celda cúbica tienen asignada la misma densidad y este análisis está dividido de acuerdo a los siguientes rangos de densidad local: *alta*, *intermedia* y *baja* densidad definidas como  $\rho_n/\bar{\rho}_n > 2$ ,

$1/2 < \rho_n/\bar{\rho}_n < 2$  y  $\rho_n/\bar{\rho}_n < 1/2$ , respectivamente. Para comparar los resultados obtenidos para las distintas muestras de masa de los grupos, se mide la fracción de materia en regiones de alta y baja densidad para la muestra de grupos más masivos, S4, y para los menos masivos S1.

#### 4.1. El perfil de *infall* medio según la densidad

A fin de probar la posibilidad de una nueva dependencia del patrón de *infall* con la masa y la densidad local, se analiza la fracción de partículas que se ubican en diferentes rangos de densidad como función de escala, para las muestras de grupos definidas en la tabla 3.1. La fracción de partículas en regiones de alta, intermedia y baja densidad son medidas usando las siguientes definiciones:  $f_{hi} = N_{hi}/N_{tot}$ ,  $f_{av} = N_{av}/N_{tot}$  y  $f_{lo} = N_{lo}/N_{tot}$ , donde  $N_{hi}$ ,  $N_{av}$  y  $N_{lo}$  es el número de partículas en regiones de alta, intermedia y baja densidad, respectivamente y  $N_{tot} = N_{hi} + N_{av} + N_{lo}$  es el número total de partículas dentro de cada intervalo de distancia. En la figura 4.1 se grafica con líneas en rojo la fracción de partículas  $f_{hi}$  (línea sólida),  $f_{av}$  (línea de trazos) y  $f_{lo}$  (línea de puntos) para la muestra S4 ( $M > 6,8 \times 10^{14}$ ) y con líneas en negro la correspondiente fracción de partículas para la muestra S1 ( $M < 6,8 \times 10^{12}$ ). En esta figura puede apreciarse que la correspondiente fracción  $f_{hi}$  medida para las dos muestras de diferentes masas, difiere en menos de un 20% en escalas  $r < 20h^{-1}$  Mpc, mientras que los patrones de  $f_{av}$  y  $f_{lo}$  son similares dentro del 10% en las mismas escalas.

En la figura 4.2 se muestra la velocidad promedio de *infall* de partículas con  $\rho/\bar{\rho} > 2$  (línea sólida),  $\rho/\bar{\rho} \sim 1$  (línea de trazos) y  $\rho/\bar{\rho} < 1/2$  (línea de puntos) como función de la escala, para las cuatro muestras de grupos S1, S2, S3 and S4 (paneles A, B, C y D, respectivamente). Es posible observar que los halos más masivos tienden a mostrar menos diferencias en el patrón de *infall* de partículas de alta y baja densidad

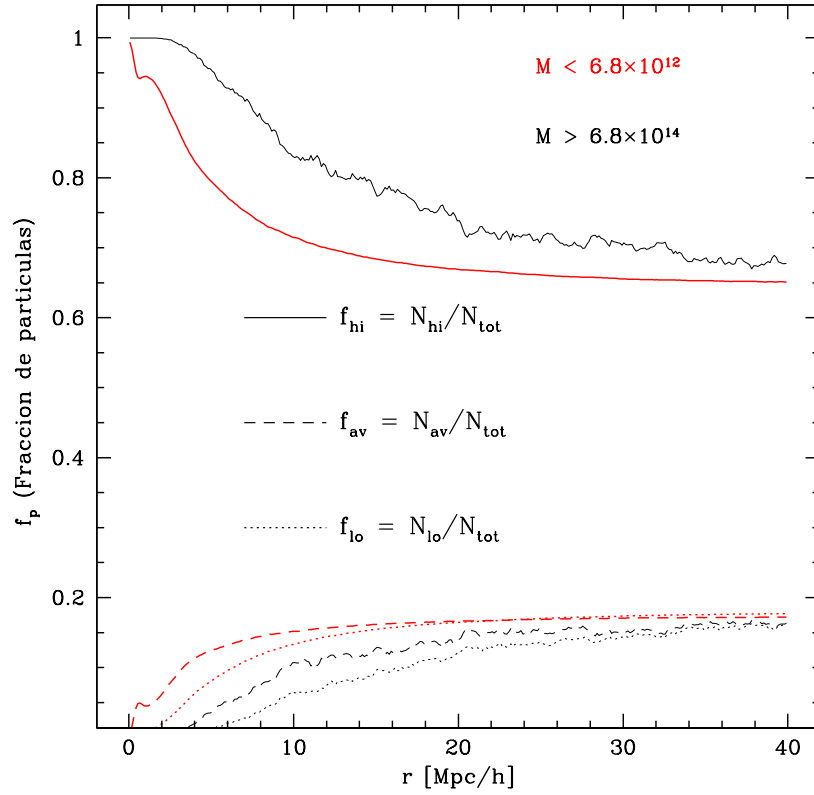


Figura 4.1: Fracción de partículas en regiones de alta, intermedia y baja densidad,  $f_{hi}$  (línea sólida),  $f_{av}$  (línea de trazos) y  $f_{lo}$  (línea de puntos), respectivamente, como función de escala. Las líneas en rojo corresponden a los grupos más masivos (muestra S4) y las líneas en negro a los menos masivos (muestra S1) (Pivato, Padilla & Lambas, 2006).

(en el panel D no se distinguen diferencias entre las distintas curvas que se grafican), mientras que los grupos de baja masa (panel A) muestran una diferencia entre el máximo *infall* de partículas de alta y baja densidad de  $\sim 200$  km/s (más del 60% del máximo *infall* para las partículas de alta densidad).

Como se hizo en el capítulo anterior, en la tabla 4.1 se determinan las constantes del ajuste para la relación entre  $V_{inf}^{max}$  y la masa para diferentes rangos de densidad local, donde puede verse que tanto la pendiente,  $\gamma$ , y  $m_0$  se incrementan para valores

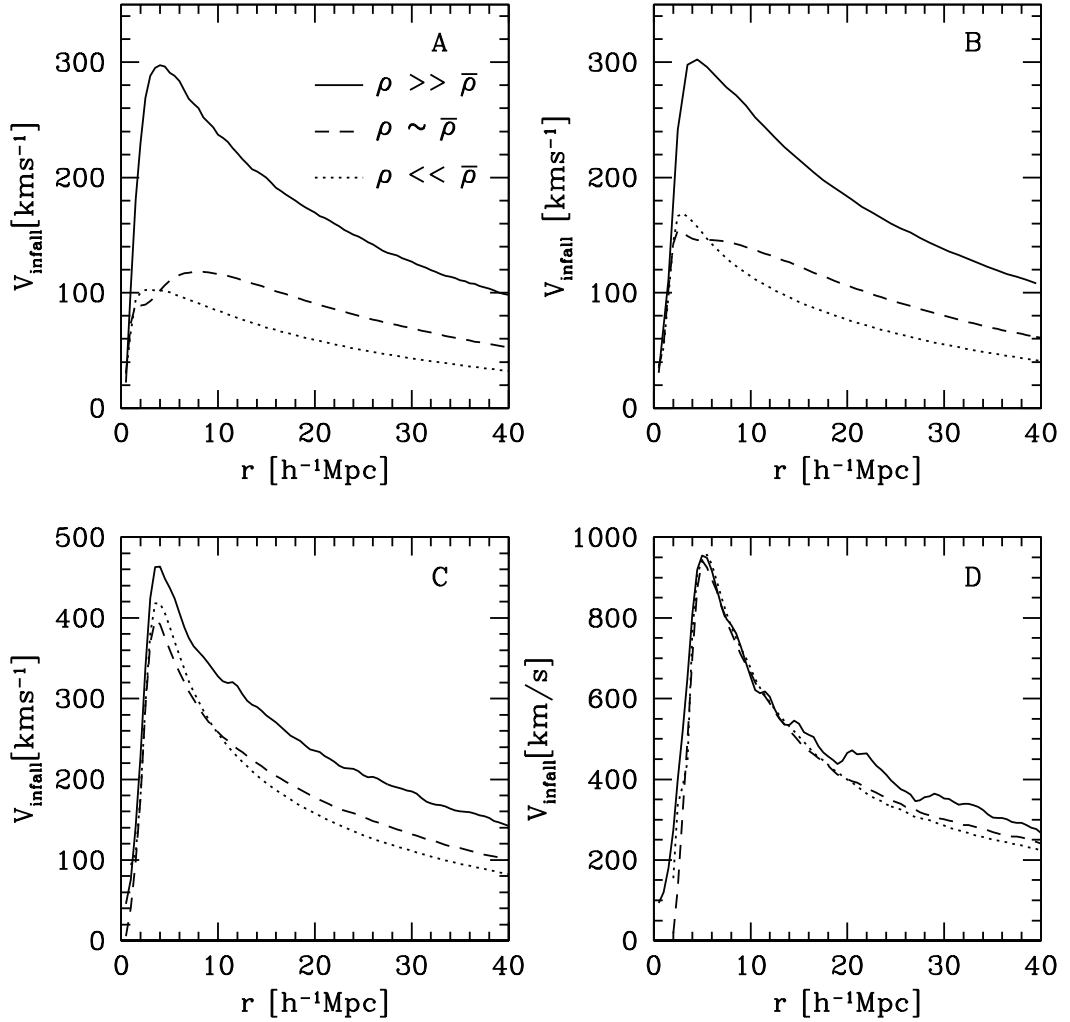


Figura 4.2: Velocidad media de *infall* como función de escala. La muestra de halos corresponde a S1, S2, S3 y S4, y está definida en la Tabla 3.1. Las diferentes líneas muestran el patrón promedio de *infall* de partículas en regiones con densidad  $\rho \gg \bar{\rho}$  (línea sólida),  $\rho \sim \bar{\rho}$  (línea de trazos) y  $\rho \ll \bar{\rho}$  (línea de puntos) (Pivato, Padilla & Lambas, 2006).

decrecientes de la densidad local. Debe notarse que este ajuste global es similar que el de  $\rho_n > 2\bar{\rho}_n$ , el cual indica que la señal proveniente de regiones de alta densidad domina la velocidad de *infall* total. Esto nos dice que la incorporación de materia

en los grupos se realiza principalmente por regiones muy densas como pueden ser los filamentos (ver figura 2.2).

Tabla 4.1: Valores obtenidos para los parámetros  $\gamma$  y  $m_0$  en el ajuste de  $V_{infall}^{max}$  vs. masa, para diferentes valores de densidad local.

Parámetro de densidad local ( $\rho_n$ )	$\gamma$	$m_0$
Para todo $\rho_n$	0.295	$1,29 \times 10^5$
$\rho_n > 2\bar{\rho}_n$	0.281	$4,22 \times 10^4$
$\bar{\rho}_n/2 < rho_n < 2\bar{\rho}_n$	0.404	$4,85 \times 10^7$
$\rho_n < \bar{\rho}_n/2$	0.442	$1,36 \times 10^8$

## 4.2. Alineación del campo de velocidades según la densidad local

Para obtener una visión más profunda del patrón de flujo en la vecindad de los grupos, se estudia la dependencia de del ángulo de *infall* con la densidad; para ello se computó el promedio  $\langle \cos(\theta) \rangle$  para partículas caracterizadas por una densidad local  $\rho_n$ . La figura 4.3 muestra estos resultados para las muestras de masa definidas en la Tabla 3.1 (paneles A, B, C and D para las muestras S1, S2, S3 y S4 respectivamente) para partículas en entornos de alta densidad,  $\rho \gg \bar{\rho}$  (línea sólida); densidad intermedia  $\rho \sim \bar{\rho}$  (línea de trazos) y baja densidad  $\rho \ll \bar{\rho}$  (línea de puntos). Cada muestra de grupos muestra diferentes rasgos en sus perfiles de alineación, incluyendo diferentes alineaciones máximas, puede notarse que para los grupos más masivos el máximo alineamiento es más significativo, como puede notarse en la figura 3.9.

Para los grupos menos masivos (muestra S1 en el panel A) se obtiene una máxima alineación de  $\langle \cos(\theta) \rangle \sim -0,5$  en  $r \sim 3h^{-1}$  Mpc para partículas de baja densi-

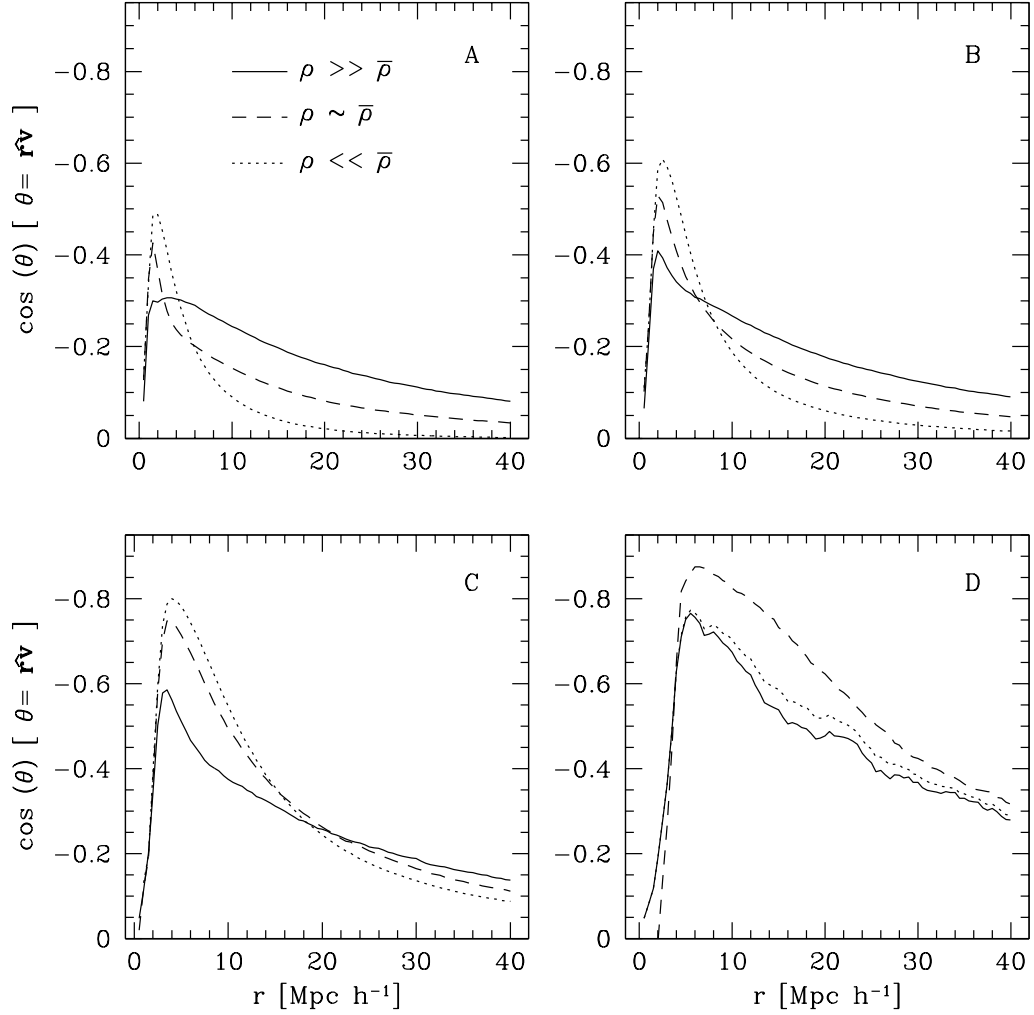


Figura 4.3: Dependencia de  $\langle \cos(\theta) \rangle$  con la densidad local para las cuatro muestras de grupos. Panel A:  $\langle \cos(\theta) \rangle$  para grupos en la muestra S1, computado parapartículas en regiones con  $\rho \gg \bar{\rho}$  (línea sólida),  $\rho \sim \bar{\rho}$  (línea de trazos) y  $\rho \ll \bar{\rho}$  (línea de puntos). Panel B: Idem al panel A, para grupos en la muestra S2. Panel C: para grupos en la muestra S3. Panel D: para grupos en la muestra S4. (Pivato, Padilla & Lambas, 2006).

dad, y una máxima alineación menor para partículas en regiones de alta densidad,  $\langle \cos(\theta) \rangle \sim -0,25$  en  $r \sim 4h^{-1}$  Mpc. Sin embargo, a escalas mayores,  $r > 6h^{-1}$  Mpc, las partículas de alta densidad están mejor alineadas que las partículas en baja



densidad. Las muestras S2 y S3 (masas intermedias) muestran un comportamiento similar: el máximo alineamiento de partículas de baja densidad alrededor de grupos en la muestra S2 alcanza valores  $\langle \cos(\theta) \rangle \sim -0,6$ , mientras que las partículas de alta densidad alcanzan  $\langle \cos(\theta) \rangle \sim -0,4$ , ambos en  $r > 8h^{-1}$  Mpc. Como puede verse las velocidades peculiares de partículas en grupos de mayor densidad están más alineadas con la dirección hacia el centro del halo. En el caso de la muestra de grupos S3 las partículas en regiones de baja densidad tienen una máxima alineación  $\langle \cos(\theta) \rangle \sim -0,8$  mientras que las partículas de alta densidad muestran el máximo a  $\cos(\theta) \sim -0,6$ . Una vez más, a escalas  $r > 20h^{-1}$  Mpc, partículas de mayor densidad están más alineadas. En la muestra de grupos S4 se observa que las partículas en entornos de baja y alta densidad muestran la misma alineación máxima,  $\cos(\theta) \sim -0,8$  en  $r \sim 6h^{-1}$  Mpc, mientras que las partículas con densidad intermedia están alineadas más fuertemente, con  $\cos(\theta) \sim -0,9$ . Para esta muestra de grupos particular, no encontramos diferencias significativas en el alineamiento de partículas de alta, media y baja densidad.

Tabla 4.2: Valores obtenidos para los parámetros  $\gamma$  y  $C_0$  en el ajuste de  $\cos(\theta)_{max}$  vs. masa, considerando distintos rangos de densidad local.

Densidad local ( $\rho_n$ )	$\gamma$	$C_0$
Para todo $\rho_n$	0.176	$5,18 \times 10^{10}$
$\rho_n > 2\bar{\rho}_n$	0.178	$6,16 \times 10^{10}$
$\bar{\rho}_n/2 < \rho_n < 2\bar{\rho}_n$	0.159	$2,66 \times 10^9$
$\rho_n < \bar{\rho}_n/2$	0.157	$1,05 \times 10^9$

La Tabla 4.2 muestra los valores de los parámetros para el ajuste de  $\cos(\theta)_{max}$  versus masa para diferentes rangos de densidad local y masas de halos consideradas en este trabajo de tesis. Como puede observarse ambos parámetros: la pendiente  $\gamma$

y  $c_0$ , son más grandes para densidades mayores. Esto indica que las partículas en las regiones más densas se están moviendo en una dirección mejor alineada hacia el centro de los grupos. Como en el caso de la máxima velocidad de *infall*, también puede verse que los parámetros del ajuste resultante de todas las partículas alrededor de grupos es similar al ajuste de partículas en las regiones más densas, indicando que estas últimas dominan la señal de alineamiento.

Ahora se buscan posibles dependencias de la fracción de partículas 'cayendo' y 'saliendo',  $D_o$  y  $D_i$  definidas previamente, con la densidad local de partículas de materia oscura. La figura 4.4 presenta estos resultados para las cuatro muestras de grupos (paneles A, B, C y D para las muestras S1, S2, S3 y S4, respectivamente) según las partículas estén en regiones de baja (línea de puntos), intermedia (línea de trazos) o alta densidad (línea sólida). Puede observarse que el cociente  $D_o$  (en verde) es mayor para partículas de baja densidad a pequeñas distancias, mientras que a grandes escalas, la tendencia es similar para partículas en ambas regiones, de baja y alta densidad. Teniendo en cuenta lo observado en el panel D, se puede apreciar una importante diferencia de hasta tres órdenes de magnitud puede alcanzar la relación entre el número de partículas 'cayendo' y 'saliendo' para regiones de alta densidad. Es notable que éste máximo ocurre a escalas  $\sim 50\%$  mayores que en las regiones de baja densidad. En las regiones de alta densidad, sin embargo, estas diferencias no son importantes. Además, vale la pena aclarar que, aunque no se detecte en la figura 3.10 para el total de los cocientes de partículas entrando y saliendo, las partículas en regiones de más baja densidad muestran un mínimo en  $D_i$  a distancias marginalmente mayores del centro de los halos, que el máximo correspondiente en  $D_o$ .

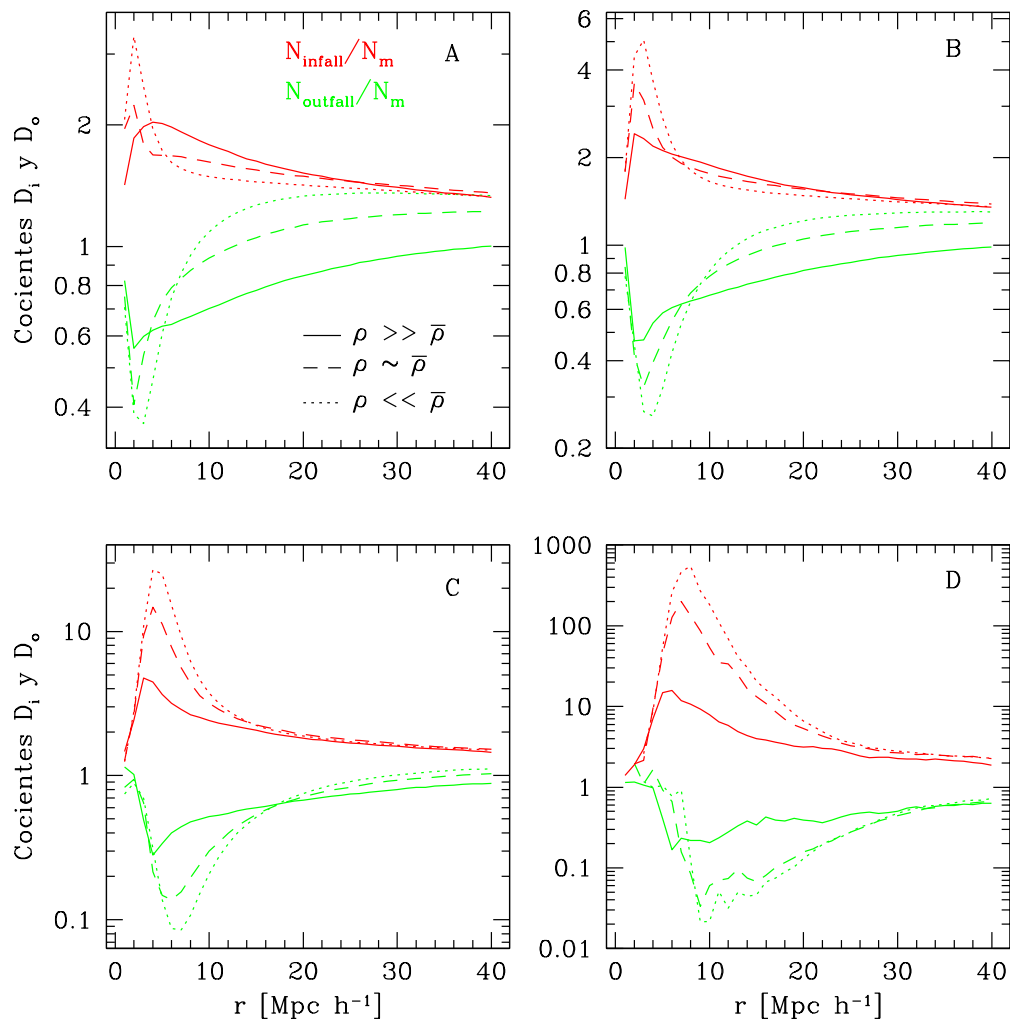


Figura 4.4: Dependencia de  $N_{outflow}/N_m$  (verde) y  $N_{infall}/N_m$  (rojo) con la densidad local de partículas de materia oscura, para las cuatro muestras de halos (paneles A, B, C y D para las muestras S1, S2, S3 y S4, respectivamente). Los resultados para  $D_i$  y  $D_o$  para partículas caracterizadas por  $\rho/\bar{\rho} > 2$  se muestran en líneas sólidas, mientras que las líneas de trazos muestran los resultados para  $\rho \sim \bar{\rho}$ , y las líneas de puntos los resultados para  $\rho/\bar{\rho} < 1/2$  (Pivato, Padilla & Lambas, 2006).

## Parte III

# Dinámica y Propiedades de los Grupos y su Entorno

## Capítulo 5

# Relación entre la velocidad de *infall* y las propiedades del entorno de los halos

En los capítulos anteriores se realizó un análisis exhaustivo de los perfiles de velocidad de acreción en torno a los halos de materia oscura. Se encontró que existe una estrecha relación entre la velocidad de máximo *infall* y la masa del halo (ver figura 3.6). En este capítulo se explora más en detalle la relación entre la velocidad de máximo infall y las características del ambiente en el que se encuentra el halo, como la sobre-densidad local, la elipticidad de la región en donde se encuentra el halo, el radio característico (dada por la escala en donde la densidad de materia es 200 veces la densidad media,  $R_{200}$ ) y tasa de acreción.

Como puede verse en la figura 3.3, los perfiles de la velocidad de acreción tienen una dispersión prácticamente constante en escalas mayores a donde se produce el máximo de infall, en todas las muestras de grupos analizadas, produciéndose variaciones en escalas menores o igual al máximo de *infall*. Es también de particular interés la región en donde se produce el máximo de la velocidad de acreción de materia, ya

que este fenómeno puede implicar procesos físicos característicos de la historia del halo, además, esta región está más allá de la escala, o radio, característica de los halos y no se extiende más de  $3Mpc/h$  en las muestras de grupos utilizadas.

Es necesario mencionar que la región donde se produce el máximo de *infall* depende del intervalo de masas seleccionado en la muestra de halos; aumentando cuanto mayor es el intervalo de masa en una muestra. Por este motivo es que para los análisis que se llevan a cabo en este capítulo, se seleccionaron las muestras de halos descritas en la tabla 5.1, con un intervalo de masa más pequeño en cada muestra. Se determina también el rango de escalas en el que se produce el máximo de *infall* para cada grupo. Habiendo establecido este rango de escalas, se define la velocidad máxima de *infall* con un promedio pesado con el intervalo, dado por:

$$V_{inf}^{max} = \frac{\int_{r_{min}}^{r_{max}} v_{inf}(r) dr}{\int_{r_{min}}^{r_{max}} dr}$$

en donde los extremos de integración  $[r_{min}, r_{max}]$  están dados por las escalas mínimas y máximas del Entorno de Máximo Infall (EMI de ahora en adelante), dado en la tabla 5.1 para cada muestra. Como se describió en el análisis realizado en el capítulo 3, la medición de la velocidad de *infall* en el EMI es discreta, por lo que  $V_{inf}^{max}$  en 5 se calcula haciendo la aproximación  $\int \rightarrow \sum$  y  $dr \rightarrow \Delta r$

## 5.1. Relación entre la velocidad de máximo *infall* y la densidad local del halo

En el capítulo 3 se encontró que el perfil de *infall*, al igual que la velocidad máxima de *infall*, dependen de la masa del halo considerado. En esta sección se analiza la dependencia entre la  $V_{inf}^{max}$  en el EMI con la sobre-densidad local del halo. Para medir la sobre-densidad local del halo, se elige una escala tal que incluya todas las regiones de EMI; en la figura 3.2 puede verse que, para incluir la EMI de todas

Tabla 5.1: Descripción de las muestras de halos de materia oscura, correspondiendo a diferentes rangos de masa, y el número de grupos en cada muestra.

Muestra	Intervalo de Masa [ $h^{-1}M_{\odot}$ ]	Número de grupos	$r_{min} - r_{max}$ [ $Mpc/h$ ] (EMI)
M1	$2,7 \times 10^{13} - 4,1 \times 10^{13}$	7060	2 - 3,0
M2	$1,0 \times 10^{14} - 1,1 \times 10^{14}$	327	2 - 3,5
M3	$3,4 \times 10^{14} - 4,1 \times 10^{14}$	123	3 - 4,5
M4	$> 6,8 \times 10^{14}$	92	4 - 5,0

las muestras de masa utilizadas, se mide la densidad local dentro de una esfera con  $r = 5,0Mpc/h$  y se calcula la sobredensidad según la ecuación 1.3, se la denota con  $\delta_5$ . En la figura 5.1 se muestra la relación entre  $V_{inf}^{max}$  y  $\delta_5$ , en rojo se grafican los halos en la muestra M1, en cyan los de la muestra M2, en amarillo los de la muestra M3 y en azul los halos de la muestra M4.

Se observa que a los halos más masivos, con velocidades máximas de *infall* mayores están en regiones muy densas, con densidades mayores con entre 5 y 20 veces la densidad media. Los halos en la muestra M1, tienen velocidades de máximo *infall* menores están en regiones con densidad similar a la densidad media. Se observan halos de esta muestra en regiones con valores de densidad local grandes. Estos halos en particular, están en torno a halos masivos y el algoritmo usado para identificarlos, los ha separado de una estructura mayor a la que pueden estar ligados dinámicamente (*i.e.* satélites). En la figura 5.1 se observa que la relación entre  $V_{inf}^{max}$  y  $\delta_5$  puede caracterizarse con una ley de potencias dada por:

$$\delta_5 = \left( \frac{V_{inf}^{max}}{V_0^m} \right)^\epsilon \quad (5.1)$$

con los parámetros  $V_0^m = 287,48$  km/s y  $\epsilon = 2$ . Según la relación entre la velocidad

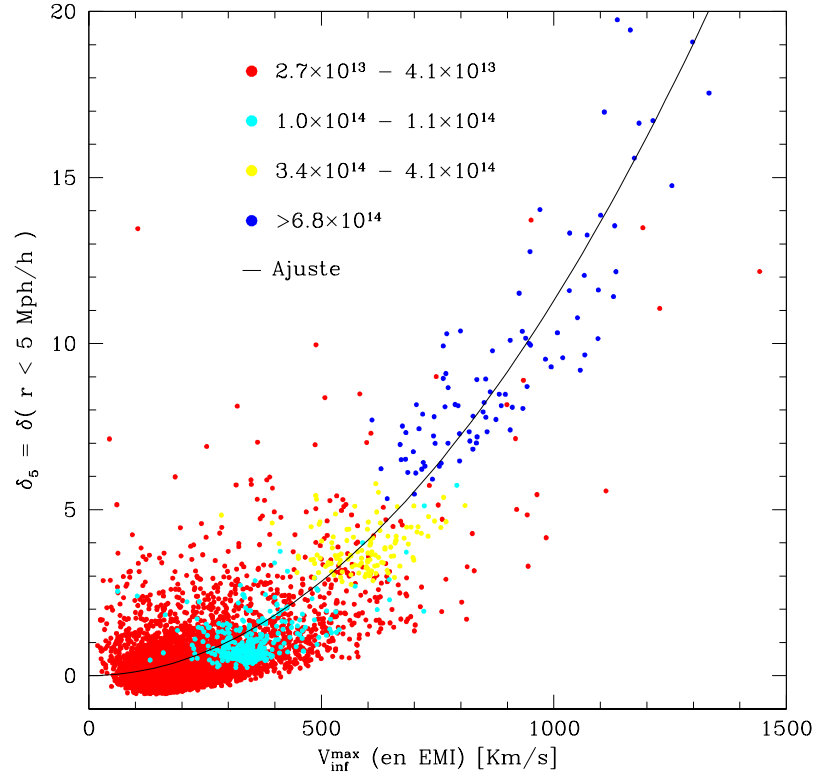


Figura 5.1: Relación entre la velocidad de máximo *infall* en EMI, con la densidad local del halo. Los puntos azules son los halos en la muestra M4, los amarillos son la muestra M3, los cyan son los de la muestra M2 y los rojo son los de la muestra M1. EN negro se muestra un ajuste dado por la ley de potencias 5.1 con parámetros  $V_0^m = 287,48 \text{ km/s}$  y  $\epsilon = 2$ .

de máximo *infall* y la masa, encontrada en la ecuación 3.3; y la ecuación 5.1, se puede establecer una relación entre la densidad local  $\delta_5$  y la masa según:  $\delta_5 \propto (V_{inf}^{max})^2 \propto M^{0,6}$ .



## 5.2. Dependencia con la elipticidad y la escala característica del halo

Los halos identificados en una simulación numérica, en general, no tienen una forma esférica, por lo que se define una escala característica para el halo como la distancia al centro identificado del halo a la cual la densidad es 200 veces la densidad media, se lo denota con  $R_{200}$ . También se puede definir una escala característica a partir de la distancia en la que tenemos el 50% de la masa del halo, se lo denota como  $R_{50}$ . Según estas definiciones, el  $R_{50}$  tiene una dependencia más fuerte con el algoritmo usado para identificar halos (*FOF* en este caso), ya que la masa asignada al halo es proporcional al número de partículas que el algoritmo determinó como pertenecientes a dicho halo. El  $R_{200}$  en cambio, depende de la densidad en torno al centro de masa del halo identificado, y no de las partículas que pertenecen a él

Usando las muestras descritas en la tabla 5.1, se mide el  $R_{200}$  y el  $R_{50}$  para cada grupo y la velocidad de máximo *infall* en EMI. En el panel A de la figura 5.2 se muestra la relación entre el  $R_{200}$  y la velocidad de máximo *infall*, donde en azul se grafican los grupos de la muestra M4, en amarillo los de la muestra M3, en cyan los de la muestra M2 y en rojo los de la muestra M1. En el panel B se muestran las mediciones para el  $R_{50}$ .

Puede verse en la figura 5.2 que tanto  $R_{200}$  como  $R_{50}$  tienen una relación lineal con la velocidad de máximo *infall*, lo cual es esperado por la relación entre la masa y las escalas características (Navarro *et al.* 1996). Sin embargo, en el panel A se observa una clara separación en el  $R_{200}$  medido para cada muestra de masa (notar que cada muestra en la tabla 5.1 tiene poca variación en masa —excepción M4 que sólo tiene una cota inferior.). En cambio, en el panel B se observa claramente como los puntos  $R_{50}$  vs.  $V_{inf}^{max}$  medidos para una muestra de masa se entremezclan con los de la muestra siguiente, comportamiento observado para todas las muestras

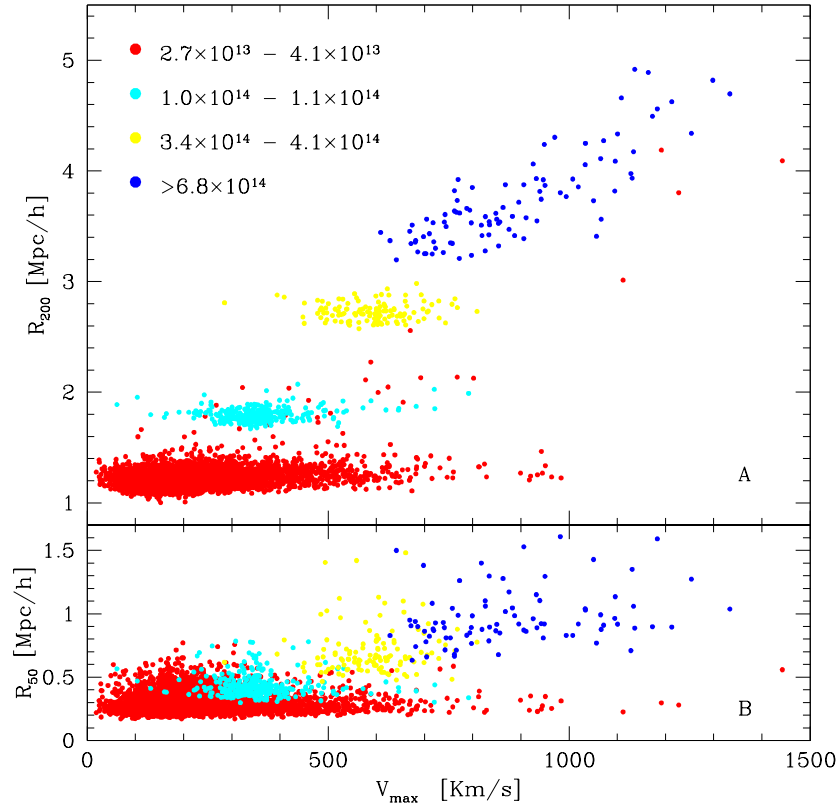


Figura 5.2: Relación entre la velocidad de máximo *infall* en EMI, con la escala  $R_{200}$  (panel A) y  $R_{50}$  (panel B). Los puntos corresponden a los halos en la muestra M4, los amarillos a la muestra M3, los cyan a la muestra M2 y los rojo a la muestra M1.

de masa. Se ve también que la variación ( $\Delta r$ ) en los valores de  $R_{50}$  para los halo en cada muestra son mayores con  $\Delta r > 0,5Mpc/h$ , mientras que la variación en los valores de  $R_{200}$  para los mismos halos de las mismas muestras, no excede los  $0,5Mpc/h$ . Como se mencionó anteriormente, la acción del algoritmo numérico usado en la identificación de halos puede estar involucrado en este comportamiento (por ejemplo, si el algoritmo fusiona artificialmente un halo y un satélite del mismo, el valor de  $R_{50}$  para el halo+satélite aumenta, mientras que no el de  $R_{200}$ ). Como en la definición de  $R_{200}$  la densidad local es de suma importancia, es de esperar que  $R_{200}$

esté más vinculado con la dinámica del entorno.

En general, el medio en el que se encuentran los halos, hasta escalas de más de  $10Mpc/h$ , no tiene una simetría esférica. Ahora bien, por lo mostrado anteriormente, se puede estudiar si existe alguna relación entre el máximo de la velocidad de *infall* y la distribución de la materia en el entorno en el que está embebido el halo. Para este análisis, se puede caracterizar la “forma” de la materia en el entorno del halo usando el tensor de inercia. Para cada uno de los halos en las muestras M1 a M4 se calcula el tensor de inercia usando todas las partículas dentro de una región alrededor del halo con  $r < 15Mpc/h$ . El tensor de inercia puede escribirse a partir de una matriz simétrica dada por:

$$I_{ij} = \frac{1}{N_p} \sum_{\alpha=1}^{N_p} X_{\alpha i} X_{\alpha j} \quad (5.2)$$

donde  $N_p$  es el número de partículas utilizadas y  $X_{\alpha i}$  es la  $i$ -ésima componente del vector desplazamiento de la partícula  $\alpha$ , relativo al centro de masa. Los autovalores de esta matriz corresponden al cuadrado de los semi-ejes  $a$ ,  $b$  y  $c$  (con  $a > b > c$ ) del elipsoide característico que mejor describe la distribución espacial de las partículas en la vecindad del halo (Paz *et al.* 2006). El análisis se realiza usando el cociente entre el semi-eje mayor y menor  $a/c$  que aquí se define como “elipticidad”.

En la figura 5.3 se muestra la relación entre el parámetro de elipticidad  $a/c$  definido previamente y la  $V_{inf}^{max}$  para cada halo en la muestra M1 (puntos rojos), M2 (puntos cyan), M3 (puntos amarillos) y M4 (puntos azules). Se puede apreciar en la figura que hay una tendencia de que los halos en la muestra M1 con  $V_{inf}^{max}$  pequeñas estén en regiones caracterizadas por ser obladas (con forma de “cigarro”, o “pelota de rugby”) con valores  $a > c$ ; mientras que los halos de la misma muestra, con  $V_{inf}^{max}$  más grandes, tienden a estar en regiones proladas (forma de “panqueques”) con  $a \gtrsim c$ . Se observa que los halos en esta muestra. Para los halos de la muestra M2 este efecto es menor, mientras que en los halos más masivos no se puede apreciar ninguna

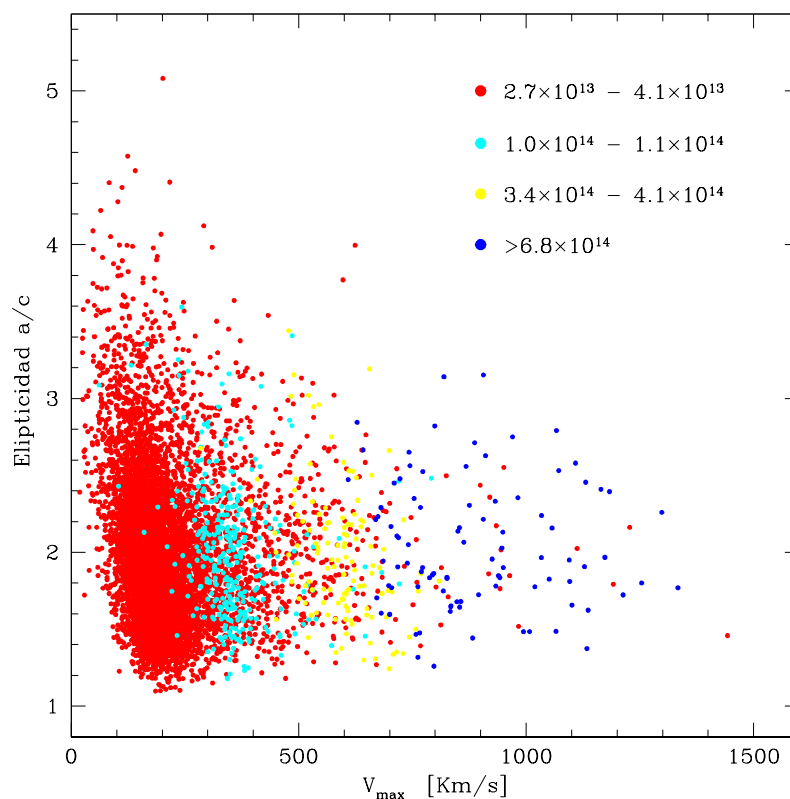


Figura 5.3: Parámetro de elipticidad  $a/b$  medido para cada halo usando las partículas en un entorno de  $r = 15Mpc/h$  vs. la velocidad de máximo *infall* en el EMI. Los puntos azules corresponden a los halos en la muestra M4, los amarillos a la muestra M3, los cyan a la muestra M2 y los rojo a la muestra M1.

tendencia. Se observa que la distribución de materia en el entorno de los halos de la muestra M1 tiene valores de elipticidad grandes (halos en regiones con  $\Delta(a/c) > 4$ ) cuando la velocidad de *infall* es menor; y los halos de la misma muestra que tienen velocidades de *infall* mayores a la media ( $V_{inf}^{max} > 500km/s$ ), tienen una elipticidad menor ( $\Delta(a/c) < 2$ ). A partir de estos resultados, se puede decir que los sistemas poco masivos, con  $V_{inf}^{max} \sim 100km/s$  están en regiones con estructura en forma de filamentos, con densidades del orden de la densidad media (figura 5.1) y una gran

contribución al perfil de *infall* por parte de la materia en regiones densas (figura 4.2). Mientras que los halos más masivos tienden a estar en regiones con más simetría esférica, en lugares donde se originan (o terminan) filamentos, motivo por el cual  $a/c \neq 1$  y con un perfil de *infall* con igual contribución tanto de regiones densas como de regiones poco densas (figura 4.2).

### 5.3. La tasa de acreción

La velocidad radial promedio de la distribución de materia en torno a un halo, está relacionada con la acreción de materia al halo. Se puede entonces a la velocidad de *infall* como un indicador de la tasa de acreción de materia al halo bajo ciertas suposiciones. Supondremos que en una cáscara fuera de la región de virialización, la densidad de materia se mantiene constante, es decir, la cantidad de masa que atraviesa la parte externa de una cáscara con ancho  $\Delta r$  y centrada en el halo, es igual a la cantidad de materia que sale de la cáscara atravesando la parte interna en dirección al halo (y viceversa). Se tiene entonces que la materia tiene una velocidad distinta de cero, pero manteniendo la densidad constante en la cáscara.

Partiendo de la relación entre la masa  $M$  en una esfera de radio  $r$  con densidad  $\rho(r)$ :

$$M = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho(r)$$

derivando respecto al tiempo y usando que  $\dot{\rho} = 0$  como se supuso anteriormente, se tiene:

$$\langle \dot{M} \rangle = 4\pi r^2 \left\langle \frac{dr}{dt} \right\rangle_{radial} \rho(r) \quad (5.3)$$

la derivada se toma en la dirección radial ya que se está midiendo la incorporación de materia en esa dirección. Este promedio de la velocidad radial se puede identificar con

la velocidad de *infall*, ya que esta última se calcula promediando la velocidad de todas las partículas en una dada cáscara. Midiendo la densidad en una escala característica del EMI (definimos esa escala como la media dada por  $r_{med} = (r_{min} + r_{max})/2$ ) y la velocidad de *infall* medida para cada halo, se usa la ecuación 5.3 para obtener la tasa de acreción  $\langle \dot{M} \rangle$

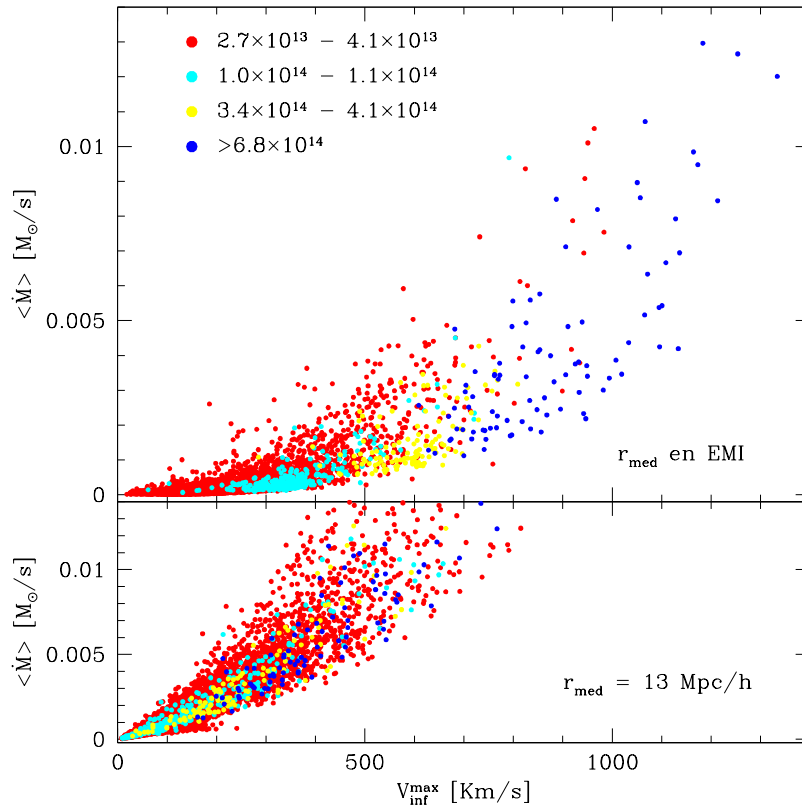


Figura 5.4: Tasa de acreción de materia  $\dot{M}$  promediada en una esfera de radio  $r_{med}$  para dos escalas:  $r_{med}$  en EMI (panel superior) y  $r_{med} = 13 \text{ Mpc}/h$  donde la velocidad de *infall* está en un régimen estacionario (panel inferior). En rojo se muestran los resultados para los halos de la muestra M1, en cyan los halos de la muestra M2, en amarillo los de M3 y en azul los de la muestra M4.

En la figura 5.4 se muestra la relación entre la tasa de acreción  $\dot{M}$  promedio en la escala  $r_{med}$  del EMI para los halos de la muestra M1, M2, M3 y M4 (rojo,

cyan, amarillo y azul respectivamente) y  $v_{infall}^{max}$  en EMI (panel superior). En el panel inferior se muestra la misma relación para una escala distinta, donde la velocidad de *infall* promedio está en un régimen estacionario (en escalas menores al EMI, los procesos de virialización y la posible subestructura presente hacen que la suposición de que la densidad se mantiene constante no se cumpla —Aubert, Pichon & Colombi 2004); la escala seleccionada es  $r_{med} = 13Mpc/h$  donde las curvas de la velocidad de *infall* de las muestras más masivas frenan su rápido decrecimiento (ver figura 3.1); la  $v_{infall}^{max}$  se calcula en  $(r_{min}, r_{max}) = (12, 14)[Mpc/h]$  en este caso. Puede verse en el panel superior que existe una clara relación entre la tasa de acreción promedio y la velocidad de máximo *infall*, donde los halos más masivos, con mediciones de  $v_{infall}^{max}$  mayores, tienen una tasa de acreción más grande, mientras que los grupos menos masivos tienen una tasa de acreción menor. En el panel inferior de la figura 5.4 se puede ver que los valores calculados para la tasa de acreción de los halos en un régimen de *infall* estacionario no guarda la relación entre la masa del halo y  $v_{infall}^{max}$  donde los halos en cada tienen valores tanto pequeños como grandes de  $v_{infall}^{max}$  y  $\langle \dot{M} \rangle$  observándose una relación lineal entre estas cantidades (esta relación lineal es de esperar por la definición dada para  $\langle \dot{M} \rangle$  en 5.3 donde  $v_{infall}$  es estacionaria y lo que gobierna el valor de  $\dot{M}$  es la densidad en el entorno del halo)

# Capítulo 6

## La velocidad de *infall* y la función de correlación halo-materia

En este capítulo se presenta cómo, a partir de un estimador dinámico del parámetro de densidad de Universo  $\Omega_m$ , se puede construir un modelo que relaciona la función de correlación cruzada halo-materia para halos en un intervalo de masa determinado, con el perfil de velocidad de *infall* de dichos halos. Esto permite relacionar directamente la distribución de materia en torno a los halos con su dinámica. En este capítulo se presentan las mediciones de la función de correlación cruzada halo-materia,  $\xi_{hm}$ , en las simulaciones numéricas VLS, el modelo teórico sobre el cual se desarrolla la relación  $\xi_{hm} - V_{infall}$  y los resultados obtenidos<sup>1</sup>

### 6.1. La función de correlación cruzada halo-materia

La función de correlación cruzada halo-materia  $\xi_{hm}(r)$  se define a partir de la probabilidad  $dP$  de encontrar un elemento de materia en el elemento de volumen  $dV$

---

<sup>1</sup>Los resultados aquí presentados son parte del trabajo “Cluster dynamics: Cross correlation function and infall”; Pivato M.C., Juszkiewicz R. & Lambas D.G., en preparación



a una distancia  $r$  del centro de un halo:

$$dP = \bar{n}[1 + \xi_{hm}(r)]dV \quad (6.1)$$

donde  $\bar{n}$  es la densidad media de materia. Esta definición es tal que para una distribución aleatoria de materia,  $\xi(r) \equiv 0$  (Peebles 1993). Para estimar la función de correlación en una muestra, a partir de la definición dada en 6.1, es necesario medir el número de pares de objetos separados por una distancia  $r$  en la muestra original (conteo que se denomina  $D_h D_p$ , donde el par está compuesto por un halo y una partícula a una distancia  $r$  del halo) y calcular el número de pares separados una distancia  $r$  que habría en una muestra sin correlación usando como centros los mismos halos de la muestra original (conteo denominado  $D_h R_p$ ) o centros seleccionados aleatoriamente (conteo  $R_h R_p$ ). En la literatura se encuentran numerosas formas de definir estimadores para la función de correlación (Hamilton 1993, y las referencias allí citadas), en particular se usa el estimador dado por:

$$1 + \xi_{hm} = \frac{D_h D_p N_{D_h} N_{D_p}}{R_h R_p N_{R_h} N_{R_p}} \quad (6.2)$$

donde  $N_D$  es el número de objetos en la muestra real (halos y partículas respectivamente) y  $N_R$  es el número de objetos en la muestra homogénea sin correlación.

Cuando se aplica esta metodología en una simulación numérica, los conteos para una escala  $r_i$  se realizan en una cáscara de ancho  $r_i - dr, r_i + dr$  y la muestra homogénea generada tiene la misma densidad que la muestra original. En este caso, no necesario calcular el número de pares  $R_h R_p$  ya que será proporcional al volumen de la cáscara en la escala  $r_i$ .

Diversos autores (Groth & Peebles 1977, Bahcall & Soneira 1983) coinciden en que la función de correlación, medida tanto en muestras de cúmulos como de galaxias, puede aproximarse por una ley de potencias de la forma

$$\xi(r) = \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\gamma} \quad (6.3)$$

con valores de  $\gamma \sim 1,7$  y  $r_0 \sim 5Mpc/h$  para galaxias hasta  $r_0 \sim 20Mpc/h$  para los cúmulos mas masivos.

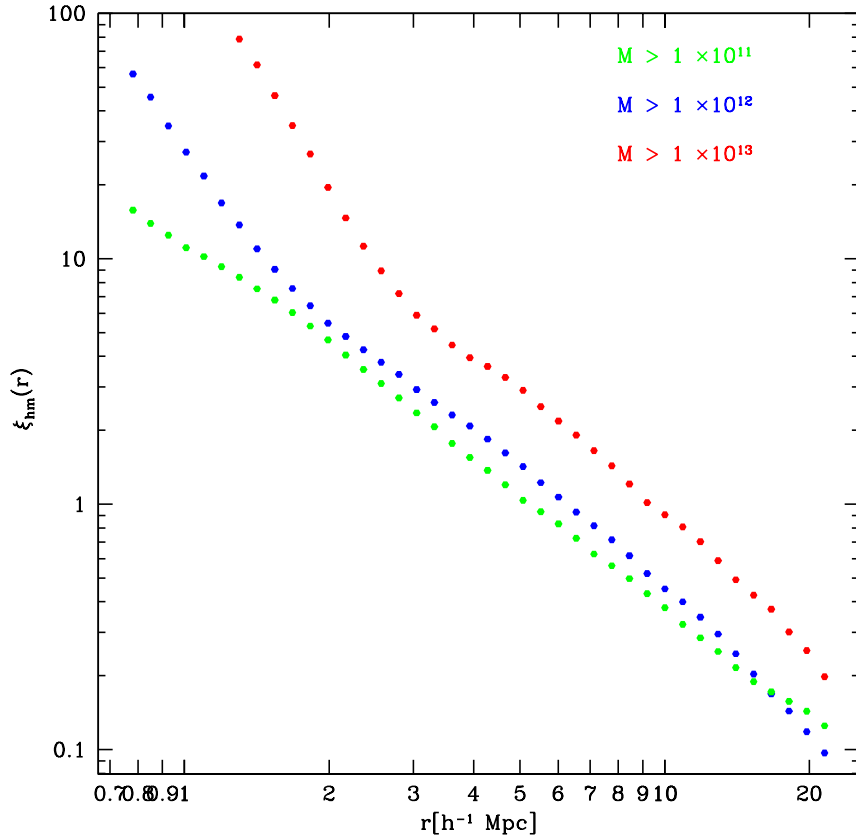


Figura 6.1: Función de correlación cruzada  $\xi_{hm}$  medida para halos con  $M > 5,6 \times 10^{13}$  (puntos azules),  $M > 5,6 \times 10^{12}$  (puntos verdes) y  $M > 5,6 \times 10^{11}$  (puntos rojos). En los distintos ajustes de ley de potencias se tiene que la pendiente es de  $\gamma \sim -1,7$ .

En la figura 6.1 se muestra la función de correlación cruzada  $\xi_{hm}(r)$  medida hasta escalas de  $20Mpc/h$  para tres muestras de halos en los rangos de masa:  $M > 5,6 \times 10^{13}$  (puntos en azul),  $M > 5,6 \times 10^{12}$  (puntos en verde) y  $M > 5,6 \times 10^{11}$  (puntos en

rojo). Realizando un ajuste de ley de potencias, según la expresión dada en 6.3, para cada muestra de halos se obtiene que  $\gamma \sim -1,7$  en cada caso. Para los halos más masivos, la función de correlación  $\xi_{hm}$  tiene una longitud de correlación característica más grande ( $r_0 = 9,4Mpc/h$ ), mientras que la muestra que incluye halos con masas intermedias tiene un valor más pequeño ( $r_0 = 6Mpc/h$ ). Cuando se usan todos los halos identificados en la simulación numérica (aquellos con 20 o más partículas) se obtiene un valor para la longitud característica de  $r_0 = 5,2Mpc/h$ . Es calro en la figura el hecho de que en la muestra de los halos masivos, los efectos de los términos de un-halo (1h) y dos-halo (2h) son más notables que en la muestra total de halos (Cooray & Sheth 2002).

## 6.2. Dinámica de velocidades relativas

La mayoría de las estimas dinámicas del parámetro de densidad cosmológico usan el efecto gravitatorio de los apartamientos a la homogeneidad en la distribución de materia. Un estimador dinámico puede ser construido a partir de una ecuación que exprese la conservación de pares de partículas en un gas autogravitante. Dicha ecuación fue derivada por Davis & Peebles (1977), la cual Peebles (1980) desarrolla más en detalle y a continuación se presentará a modo de completitud. Si se considera un par de partículas con separación  $\mathbf{x}$  en coordenadas comóviles y al tiempo cosmológico  $t$ , moviéndose con velocidad relativa media (pesada por pares)  $v_{12}\mathbf{x}/\mathbf{x}$ ; se puede relacionar esta velocidad relativa con la función de correlación de dos puntos, por la conservación del número de pares (Peebles 1980):

$$\frac{a}{3[1 + \xi(x, a)]} \frac{\partial \bar{\xi}(x, a)}{\partial a} = -\frac{v_{12}(x, a)}{Hr} \quad (6.4)$$

donde  $a(t)$  es el factor de expansión del Universo,  $r = ax$  es la separación propia,  $H$  es el parámetro de Hubble (según se definió en el capítulo 1) y  $\bar{\xi}(x, a)$  es la función

de correlación de dos puntos promediada sobre una esfera de radio comovil  $x$  dada por:

$$\bar{\xi}(x, a) = \frac{3}{x^3} \int_0^x \xi(x', a) x'^2 dx'$$

Existen dos aproximaciones clásicas para obtener una solución de la ecuación 6.4: el límite de pequeña separación o régimen de aglomeración estable ( $\xi \gg 1$ ) y límite de gran separación o régimen lineal ( $|\xi| \ll 1$ ). La solución de aglomeración estable fue encontrada por Peebles (1980) y es  $v_{12}(x, a) = -Hr$ , de acuerdo a lo esperado para cúmulos virializados en escalas suficientemente pequeñas. La solución lineal está dada por los primeros términos de los desarrollos perturbativos para  $v_{12}$  y  $\xi$ , el último dado por  $\xi = \xi^{(1)} + \xi^{(2)} + \xi^{(3)} + \dots$  con  $\xi^{(2)} = O[\xi^{(1)}]^2$ , etc. El modo creciente de la solución lineal es  $\xi^{(1)}(x, a) = \xi_1(x)D(a)^2$ , donde  $D(a)$  es el factor de crecimiento lineal (no se tiene en cuenta el modo decreciente). El método general para derivar  $\xi^{(2)}$  y los términos de orden mayor, para fluctuaciones iniciales Gaussianas en la densidad en un Universo de Einstein-de Sitter fue desarrollado por Juszkiewicz (1981), Juszkiewicz, Sonoda & Barrow (1984), Vishniac (1983), y Fry (1984); cuyos resultados fueron generalizados para una extensa clase de modelos cosmológicos, incluyendo el modelo  $\Lambda$ -CDM (Juszkiewicz, Bouchet & Colombi, 1993; Bouchet *et al.* 1995). Estos trabajos muestran que el término de segundo orden en el desarrollo de  $\xi$  puede aproximarse por  $\xi^{(2)}(x, a) \approx D^4(a)\xi_2(x)$ , donde  $\xi_2$  es sólo función de  $x$ . Sustituyendo  $\xi$  en 6.4 por su desarrollo perturbativo  $\xi = D^2\xi_1 + D^4\xi_2$  y resolviendo para  $v_{12}$ , se obtiene

$$v_{12} = -\frac{2}{3}Hr f [\bar{\xi}^{(1)} - \bar{\xi}^{(1)}\xi^{(1)} + 2\bar{\xi}^{(2)}] + O[\xi^{(1)}]^3 \quad (6.5)$$

donde  $f = d(\ln D)/d(\ln a) \approx \Omega^{0,6}$  (la cual es una buena aproximación si  $\Lambda = 0$  o  $\Omega + \Omega_\Lambda = 1$ ;  $\Omega_\Lambda \equiv \Lambda/(3H^2)$ .) Las barras sobre  $\xi$  denotan el promedio sobre una esfera de radio  $x$ . Supongase de momento, que la forma logarítmica de la función de correlación  $\gamma(x) \equiv -d(\ln \xi^{(1)}(x, a))/d \ln x$ , es constante y está en el rango  $0 \leq \gamma < 2$ .

Luego,  $\xi^{(2)}$  está relacionado con  $\xi^{(1)}$  mediante una expresión simple de la forma

$$\bar{\xi}^{(2)}(x, a) = \alpha(\gamma) \left[ \bar{\xi}^{(1)}(x, a) \right]^2 \quad (6.6)$$

donde  $\alpha$  es una constante (Łokas *et al.* . 1996), y la función  $\alpha(\gamma)$  puede ser expresada en términos de las funciones  $\Gamma$  (Scoccimarro & Frieman, 1996). En el rango  $0 \leq \gamma < 2$ , esta expresión está bien aproximada por

$$\alpha \approx 1,84 - 1,1\gamma - 8,4(\gamma/2)^{10} \quad (6.7)$$

Para  $\gamma \geq 2$  la teoría de perturbaciones diverge, sin embargo las simulaciones de N-cuerpos muestran que la relación 6.6 continua siendo válida, siempre que  $\alpha(\gamma)$  para  $\gamma \geq 1,5$  se obtenga a partir de la Relación de Escala Universal (USH por su siglas en inglés) - una fórmula empírica para el espectro de potencias no lineal (Jain, Mo & White 1995). Debido a que el enfoque del USH falla cuando  $\gamma < 1$  en tanto que la teoría de perturbaciones falla para  $\gamma \geq 2$ ; Juszkiewicz, Durrer & Springel 1999 (JDS de aquí en adelante) obtienen una solución exacta con un rango de validez más extendido interpolando la expresión  $\alpha(\gamma)$  entre la fórmula obtenida a partir de la teoría de perturbaciones en  $\gamma < 1$  y el resultado de USH para  $\gamma > 1$  en la ecuación 6.7

$$\alpha \approx 1,2 - 0,65\gamma \quad (6.8)$$

Con el propósito de extender la validez de la solución perturbativa (obtenida en 6.5) en el régimen no lineal, JDS proponen la siguiente solución para la velocidad relativa<sup>2</sup>:

$$v_{12} = -\frac{3}{2}Hr\bar{\xi}(x, a) \left[ 1 + \alpha\bar{\xi}(x, a) \right] \quad (6.9)$$

<sup>2</sup>En el trabajo publicado de JDS, se muestran comparaciones del modelo propuesto con mediciones en las simulaciones numéricas y encuentran un notable acuerdo hasta escalas de  $20Mpc/h$

donde se define  $\bar{\bar{\xi}}(x, a)$  como:

$$\bar{\bar{\xi}}(x, a) = \frac{\bar{\xi}(x, a)}{[1 + \xi(x, a)]}$$

La expresión 6.9 es consistente con el desarrollo perturbativo cuando  $\xi$  tiende a 0, además puede aproximar el límite de aglomeración estable cuando  $x$  tiende a 0. Efectivamente, para grandes valores de  $\xi$ ,  $v_{12}/Hr \approx (2/3)f(\Omega)(1 + \alpha)$ , lo cual es del orden de la unidad para los valores habituales de  $\Omega$  y  $\alpha$ .

Se tiene así que la ecuación dada en 6.9 relaciona la velocidad relativa de dos partículas con la función de correlación bi-puntual de partículas. Ahora bien, el desarrollo anterior es igualmente válido si se considera la velocidad relativa halo-partícula  $v_{hp}$ . Si suponemos que tenemos todos los halos identificados en un rango de masa y la función de correlación cruzada  $\xi_{hm}$ , la ecuación 6.4 es válida con la sustitución  $v_{12} \rightarrow V_{hp}$  y  $\xi \rightarrow \xi_{hm}$ . Pero la velocidad relativa halo-partícula, promediada en una escala  $r$ , no es más que la velocidad de *infall* para los halos un dado rango de masa; por lo que la ecuación 6.9, con la sustitución mencionada anteriormente, vincula la función de correlación cruzada halo-materia con la velocidad de *infall*:

$$V_{inf} = -\frac{3}{2}Hr\bar{\bar{\xi}}_{hm}(x, a) [1 + \alpha\bar{\bar{\xi}}_{hm}(x, a)] \quad (6.10)$$

donde  $\bar{\bar{\xi}}_{hm}(x, a) = \bar{\xi}_{hm}(x, a)/[1 + \xi_{hm}(x, a)]$ . Antes de poder verificar la validez de la ecuación 6.10 hay que hacer algunas consideraciones al respecto del parámetro  $\alpha(\gamma)$  que se detallan en la sección siguiente.

### 6.3. Determinación del perfil de *infall* a partir de la función de correlación cruzada

En los modelos de Materia Oscura Fria (CDM),  $\gamma$  no es independientes de la escala (en la figura 6.1 se aprecia que la pendiente de  $\xi_{hm}$  no es constante), por lo que el ajuste obtenido en 6.8 para  $\alpha(\gamma)$  no puede aplicarse directamente y, en principio, es necesario calcular  $\alpha(r)$  para cada escala a partir de la teoría de perturbaciones (Scoccimarro & Frieman 1996). Sin embargo, esto puede evitarse si se encuentra una *pendiente efectiva*,  $\gamma_{ef}$  que de el mejor ajuste entre  $\alpha$  y  $V_{inf}$ . Juszkiewicz, Springel & Durrer (1999) encuentran que el valor preciso de  $\alpha$  sólo importa en las escalas de transición del régimen lineal al régimen de aglomeración estable, donde  $\xi(r) = 1$ , por lo que se define la pendiente efectiva como:

$$\gamma_{ef} = - \left. \frac{d \ln \xi}{d \ln r} \right|_{\xi_{hm}=1} \quad (6.11)$$

Los parámetros de la relación entre  $\alpha$  y  $\gamma$  se elijen de tal forma que den el mejor ajuste entre el valor de  $\gamma_{ef}$  y el obtenido a partir de la teoría de perturbaciones en el rango  $\gamma < 2$  y el que se obtiene a partir de la Relación Universal de Escala, USH, cuando  $\gamma > 1$ . El mejor ajuste para  $\alpha$  en función de  $\gamma_{ef}$  obtenido usando las consideraciones descritas anteriormente está dado por:

$$\alpha = 1,84 - 2,9\gamma_{ef} \quad (6.12)$$

con el parámetro  $\alpha$  determinado de esta forma, se puede ahora comparar el perfil de veocidad de *infall* medido para los halos con masa  $M > 5,6 \times 10^{12}$  y calculado a partir de 6.12, que además es válido en el rango  $0 \leq \gamma < 2,5$ .

En la figura 6.2 se muestra el perfil de velocidad de *infall* medido en un rango de halos con  $M > 5,6 \times 10^{12}$  (línea negra). A partir de la misma muestra de halos se mide la función de correlación cruzada  $\xi_{hm}$  (figura 6.1) y usando la ecuación 6.10

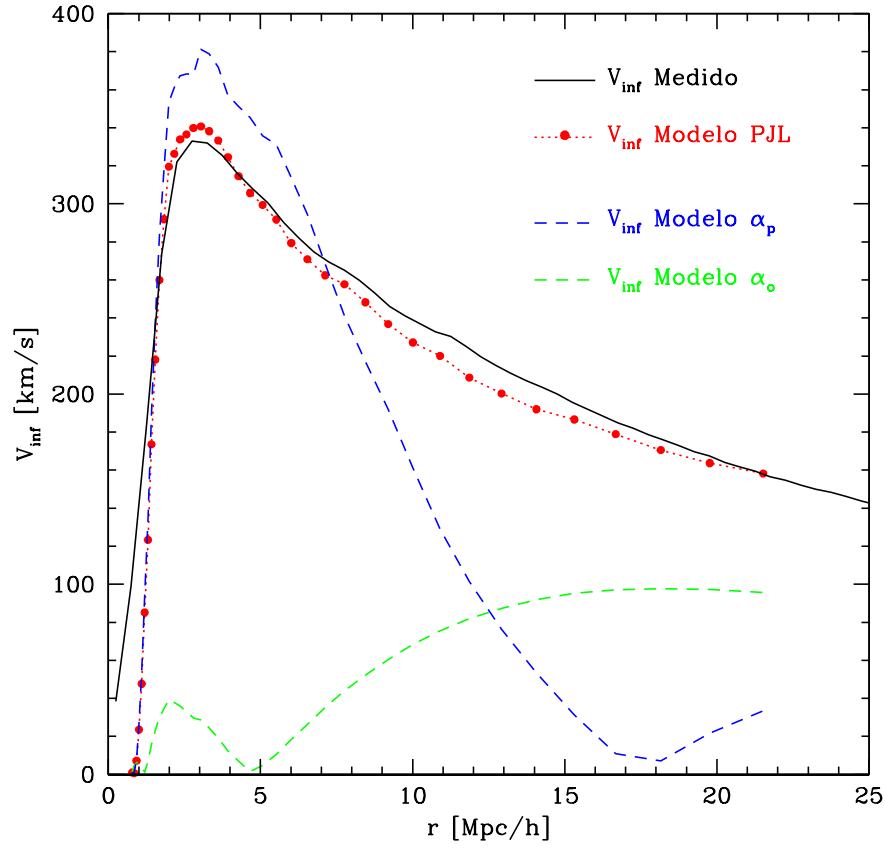


Figura 6.2: Velocidad de *infall* medida en función de la escala para una muestra de masa con  $M > 5,6 \times 10^{12}$  (línea en negro) y la velocidad de *infall* calculada a partir de la ecuación 6.10 para  $V_{inf}$  usando 6.12 para determinar  $\alpha$  (puntos rojos). En verde a trazos se muestra el perfil de *infall* calculado usando  $\alpha_o = 1,74 - 2,9\gamma_{ef}$ , y en azul a trazos el perfil de *infall* calculado con  $\alpha_p = 1,84 - 1,1\gamma_{ef}$

para  $V_{inf}$  y el ajuste 6.12 para el parámetro  $\alpha(\gamma_{ef})$ , se calcula el perfil de velocidad de *infall* (línea y puntos rojos). Puede verse en esta figura que existe un muy buen acuerdo entre el perfil de *infall* medido y el obtenido a partir del modelo presentado (ecuación 6.10).

El modelo desarrollado para obtener teóricamente el perfil de velocidad de *infall*



es muy sensible al valor del parámetro de ajuste  $\alpha(\gamma_{ef})$ , el cual está sujeto al valor determinado para  $\gamma_{ef}$ , sin embargo debe notarse que la ecuación 6.12 se obtiene enteramente apartir de criterios del modelo analítico y de la teoría de perturbaciones de la función de correlación cruzada  $\xi_{hm}$ . Para mostrar la sensibilidad del modelo al parámetro  $\alpha(\gamma_{ef})$ , se calcula el perfil de velocidad de *infall* usando la ecuación 6.10 y dos variantes modificadas de la expresión para  $\alpha(\gamma_{ef})$ : un parámetro  $\alpha_o$  en donde se ha modificado el valor de la ordenada al origen de la ecuación 6.12 (línea verde a trazos en la figura 6.2), y un parámetro  $\alpha_p$  con un valor modificado de la pendiente en la ecuación 6.12 (línea azul a trazos en la figura 6.2), dados por las siguientes expresiones:

$$\alpha_p = 1,84 - 1,1\gamma_{ef}$$

$$\alpha_o = 1,74 - 2,9\gamma_{ef}$$

En la figura 6.2 puede verse que pequeños cambios en la expresión de  $\alpha(\gamma_{ef})$  modifican fuertemente el perfil de velocidad de *infall* calculado. A pesar de esto, la expresión obtenida para  $\alpha_{ef}$  apartir del modelo teórico presenta un muy buen acuerdo con las mediciones.

Se tiene de esta forma un modelo teórico que permite determinar la forma y el máximo del perfil de velocidad de *infall* sin la necesidad de recurrir a un ajuste funcional empírico. Este modelo relaciona de forma clara y determinante la distribución de materia en la vecindad de los halos con la velocidad de *infall* medida.

## Capítulo 7

# Dependencia de la velocidad de *infall* con la luminosidad de las galaxias

En el marco de los modelos CDM se ha progresado mucho en el entendimiento de la formación de galaxias, pero no se ha concretado todo aún, ya que las simulaciones de N-cuerpos todavía tienen dificultades en reproducir en detalle algunas de las propiedades observadas de las galaxias. En la formación de las galaxias intervienen muchos procesos como el *cooling*, la tasa de formación estelar, el *feedback* de supernova, la fusión de galaxias, etc. y es probable que lo hagan de una forma complicada y se autoalimenten; por lo que no es computacionalmente posible incluir toda esta física en el rango dinámico de las simulaciones numéricas, especialmente por que no se conocen los detalles de estos procesos.

Los modelos semi-analíticos (MSA) de formación de galaxias están incorporados en el marco de una distribución inicial de perturbaciones en la densidad (tipo CDM), y la teoría de crecimiento y colapso de fluctuaciones por la inestabilidad gravitacional. Estos MSA incluyen un tratamiento simplificado, aunque bastante físico, de

los procesos mencionados anteriormente. No es sólo por una cuestión de eficiencia computacional que se los utiliza, los MSA permiten una imagen macroscópica de la formación de galaxias y proveen un nivel de comprensión importante que no puede ser logrado simplemente evolucionando un algoritmo numérico.

Por lo expuesto anteriormente más la dificultad en obtener velocidades peculiares de galaxias (Ceccarelli *et al.* 2003), se utilizan modelos semianalíticos para estudiar la dependencia de la velocidad de *infall* con la luminosidad de las galaxias.

## 7.1. Modelos Semi-Analíticos

Los MSA parten de un modelo simple para la evolución no-lineal de la población de halos masivos, obteniendo resultados a partir de simulaciones numéricas (Bond 1991, White & Frenk 1991). se puede así predecir la abundancia de estructura interna en los halos de materia oscura como función de la masa y el tiempo, como así también las tasas de fusiones entre halos a medida que la aglomeración jerárquica evoluciona. A partir de las soluciones encontradas por Bertschinger (1989), se puede modelar la acumulación y el enfriamiento del gas dentro de los halos; aquí es donde hay que tener en cuenta procesos de *feedback* que reducen la eficiencia de enfriamiento y la formación estelar (el no considerar estos procesos dispara la formación de estrellas en objetos pequeños a tiempos muy tempranos). También se tiene en cuenta que los procesos de *feedback* pueden enriquecer químicamente el medio circundante. En este punto es donde se analiza la relación masa-metalicidad para las galaxias, el medio intergaláctico y el efecto de enfriamiento por elementos pesados. El paso final es usar los modelos de población estelar de Bruzual & Charlot (1993) para convertir las historias de formación estelar en luminosidades; lo que permite una comparación directa con la función de luminosidad. La metodología descrita anteriormente ofrece un marco de comparación de los resultados que se obtienen con las observaciones

realizadas (White & Frenk 1991, Kauffmann *et al.* 1993, Somerville *et al.* 2001).

La forma de la función de masa de halos de materia oscura (obtenida a partir de simulaciones numéricas) difiere notablemente de la función luminosidad de las galaxias (Benson *et al.* 2003). Pensada en su forma más básica, la teoría de formación de galaxias se puede ver como el conjunto de procesos físicos que transforman la función de masa de halos en la función luminosidad de las galaxias. Los procesos físicos descritos anteriormente dan un marco para esta transformación (Cole *et al.* 2000; Somerville & Primack 1999; Baugh *et al.* 2005 y referencias allí citadas; Bower *et al.* 2006), aunque aún no se ha resuelto completamente el problema.

En los resultados que se obtienen en las secciones siguientes, se utilizó un catálogo de galaxias construido a partir de un MSA de formación de galaxias denominado *Galform*<sup>1</sup> (Cole *et al.* 2000, Benson *et al.* 2003) implementado en las simulaciones numéricas *Millenium* (Springel *et al.* 2005). Está construido sobre la base del modelo jerárquico de Cole *et al.* (2000) e incluye un tratamiento del gas eyectado por el *feedback* estelar y el *feedback* de Galaxias con Núcleo Activo.

El catálogo de galaxias construido cuenta, entre otras cosas, con información de la luminosidad (magnitud en varias bandas), masa, posición y velocidad de galaxias centrales (un total de 7385859) y satélites (un total de 3939224). Las galaxias centrales se encuentran en los centros de halos identificados en la simulación numérica. Por este motivo es que en este capítulo se analiza la velocidad de *infall* a este tipo de galaxias.

En la figura 7.1 se muestra la relación entre la magnitud  $M_R$  y la masa asignada a la galaxia central por el MSA, para galaxias centrales con masa  $M > 6 \times 10^{12}$ . Puede apreciarse una correlación entre luminosidad y masa, sobretodo en masas grandes, por este motivo se seleccionan 5 muestras segregadas según la masa de la galaxia central y tal que la pendiente de la relación masa-luminosidad sea cero en el rango de masa de cada muestra. En la tabla 7.1 se detallan las 5 muestras seleccionadas.

---

<sup>1</sup><http://www.galform.org>

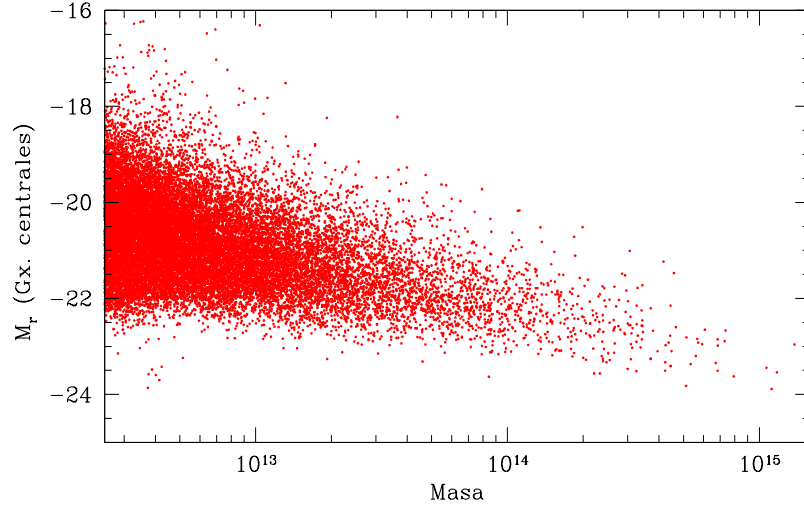


Figura 7.1: Relación entre la magnitud  $M_R$  y la masa para el 10 % de las galaxias centrales (puntos rojos) en el modelo semianalítico

Para estudiar el perfil de velocidad de *infall* se seleccionan las muestras de masa en el extremo de galaxias luminosas y masivas, ya que son las galaxias que estarán en los centros de halos masivos, con un perfil de velocidad de *infall* cuyo máximo está en un intervalo angosto de escalas (ver figura 3.2) y decrece rápidamente para escalas mayores. Estas características hacen de las galaxias masivas, y la región de máximo *infall* la región de interés para estudiar las curvas obtenidas al realizar segregaciones en luminosidad.

Se determina una magnitud promedio  $M_R^c$  para cada muestra de galaxias, a partir de la cual se construyen dos submuestras (con aproximadamente la misma cantidad de miembros cada una); una de galaxias débiles, aquellas con  $M_R > M_R^c$  y otra de galaxias brillantes con  $M_R < M_R^c$ . Los valores encontrados para  $M_R^c$  en cada muestra se especifican en la tabla 7.1. Como es de esperar, para los intervalos de masas más grandes, el valor encontrado de la magnitud promedio es mayor (figura 7.1).

Tabla 7.1: Descripción de las muestras de galaxias para diferentes rangos de masa, el número de galaxias centrales en cada muestra y la magnitud  $M_R$  para la segregación en luminosidad en cada muestra.

Muestra	Intervalo de Masa [ $h^{-1}M_{\odot}$ ]	Número de galaxias	$M_R^c$
G1	$12,5 < \log(M) < 13,0$	123532	-21,0
G2	$13,0 < \log(M) < 13,5$	40382	-21,1
G3	$13,5 < \log(M) < 14,0$	12401	-21,7
G4	$14,0 < \log(M) < 14,5$	3010	-22,3
G5	$14,5 < \log(M) < 15,0$	501	-22,9

## 7.2. Relación entre la velocidad de *infall* promedio y la masa de la galaxia.

Para medir el perfil de velocidad de *infall* en cada muestra de masa descrita en la tabla 7.1, se usan las galaxias pertenecientes a cada muestra como centros y, en cada escala, se mide la componente de la velocidad relativa de las galaxias en dirección al centro y se toma el promedio para todas las galaxias en cada muestra. Esta medición se realiza hasta escalas de  $30Mpc/h$  y se usan todas las galaxias del catálogo (centrales + satélites).

En la figura 7.2 se muestran los perfiles de velocidad de *infall* a galaxias medidos en cada muestra: G1 (línea en color magenta), G2 (línea en color verde), G3 (línea en color rojo), G4 (línea en color azul) y G5 (línea en color negro). En todas las muestras se han estimado los errores en cada escala de medición usando una técnica basada en la simulación con reemplazamiento, denominada *jackknife* (barras de error mostradas en el gráfico). Puede verse que, al igual que como sucede para los halos en las simulaciones numéricas (capítulo 3) el máximo de la velocidad de *infall* y la masa

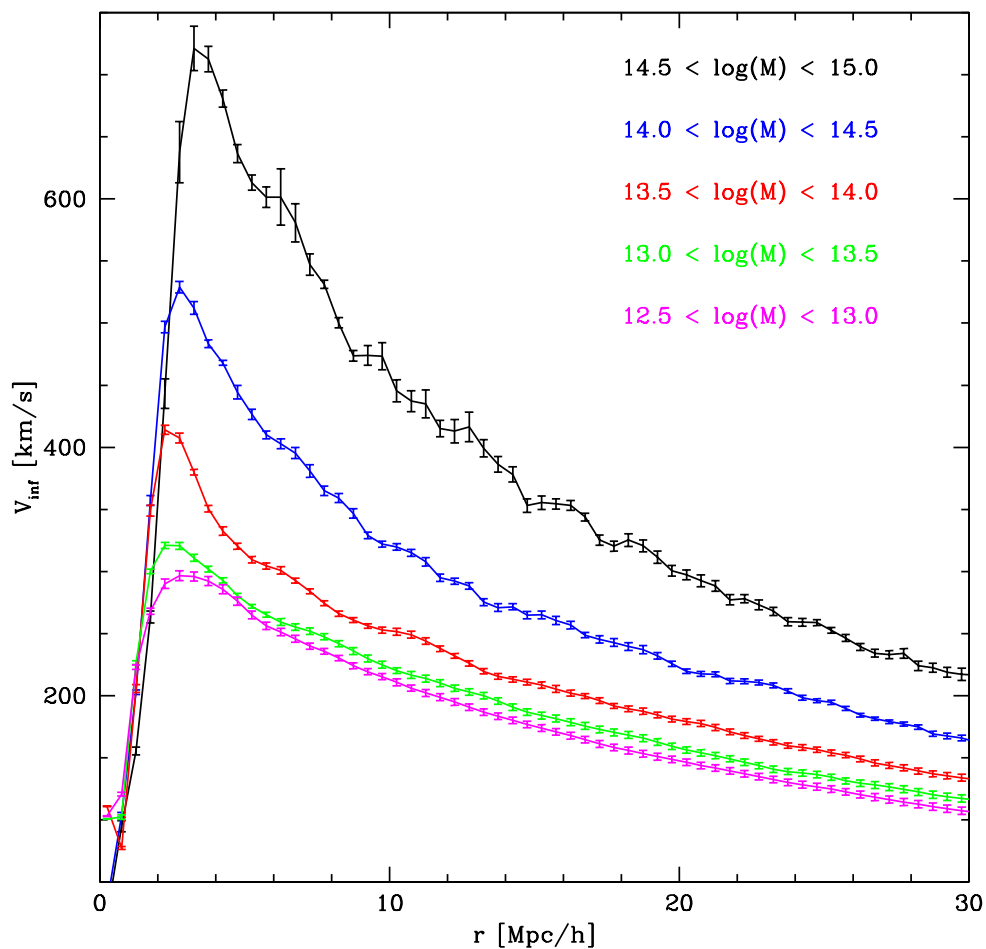


Figura 7.2: Perfil de velocidad de *infall* promediada para las galaxias de cada una de las muestras descritas en la tabla 7.1 como función de la escala. La línea sólida en negro muestra el perfil de *infall* a galaxias con masas en el rango  $14,5 < \log(M) < 15,0$  (muestra G5), con líneas de color azul, rojo, verde y magenta para las galaxias-centro de las muestras G4, G3, G2 y G1 respectivamente. En todos los casos, los errores fueron determinados por la técnica de estimación por intervalos de confianza basada en la simulación con reemplazamiento (de las galaxias utilizadas como centros), denominada *jackknife*.

guardan una relación, siendo las galaxias más masivas las que tienen una velocidad de máximo *infall* más grande (Pivato, Padilla & Lambas 2004). Se encuentra que las

galaxias más masivas tienen un máximo de *infall* de más de  $700\text{km/s}$  en escalas que no superan los  $4\text{Mpc}/h$ ; en todas las muestras puede apreciarse, a partir del máximo, una rápida disminución en la curva de la velocidad de *infall* hacia escalas grandes.

### 7.3. Segregación en luminosidad para la velocidad de *infall*

A partir de la magnitud promedio obtenida para cada muestra, se define una sub-muestra de galaxias débiles ( $M_R > M_R^c$  para cada rango de masa) y una sub-muestra de galaxias brillantes ( $M_R < M_R^c$ ). En cada una de estas sub-muestras, se mide la velocidad de *infall*, obteniéndose así el perfil de velocidad de *infall* de galaxias débiles y brillantes.

En la figura 7.3 se muestra las mediciones de los perfiles de velocidad de *infall* promedio para las muestras de masa referidas en la tabla 7.1 (G1, G2, G3, G4 y G5, sendas muestras en color negro); en el panel superior se muestran los perfiles de velocidad de *infall* promedio de las galaxias más masivas (muestras G5 y G4) y de sus respectivas sub-muestras según la segregación en galaxias débiles (en rojo para la muestra G5 y magenta para G4) y galaxias brillantes (en azul para la muestra G5 y en verde para G4). En el panel inferior se presentan las mediciones de los perfiles de velocidad de *infall* promedio para las muestras de galaxias con menor masa (muestras G1, G2 y G3) y los perfiles-promedio respectivos a las sub-muestras de galaxias brillantes (en azul para la muestra G3, en verde para G2 y en cian para G1) y galaxias débiles (en rojo para la muestra G3, en magenta para G2 y en amarillo para G1). Los resultados se grafican hasta los  $30\text{Mpc}/h$ , ya que más allá de este valor, las curvas no tienen diferencias apreciables. En todos los casos, los errores se estiman a partir de la técnica de simulación con reemplazamiento denominada *jackknife*. Se observa que en la muestra de galaxias masivas (muestra G5, panel superior), las



débiles tienen un máximo de *infall* mayor que las galaxias brillantes. Sin embargo, se sucede el comportamiento opuesto en el caso de las muestras de galaxias con menor masa: G1, G2 y G3; donde las galaxias brillantes tiene un máximo en la velocidad de *infall* mayor al de las galaxias débiles. En el caso de la muestra con masa intermedia, G4, no se observa una diferencia apreciable.

En las figuras 7.8, 7.7, 7.6, 7.5 y 7.4 se muestra en detalle la región de máximo *infall* de las muestras G1, G2, G3, G4 y G5 respectivamente. En sendas figuras se muestra el perfil de máximo *infall* de la muestra total en negro, de la sub-muestra de galaxias débiles en rojo; y en azul la sub-muestra de galaxias brillantes; en todos los casos los errores fueron estimados con la técnica de simulación con reemplazamiento *jackknife*. También se muestra, en un cuadro pequeño en cada una de dichas figuras, la función de correlación cruzada centro-galaxia  $\xi_{cg}(r)$  para la muestra total seleccionada (negro) y las respectivas sub-muestras de galaxias débiles (rojo) y brillantes (azul).

En la figura 7.4 puede observarse que en el caso de las galaxias más masivas (muestra G5), la sub-muestra de galaxias débiles tiene un máximo de *infall* mayor que el de las galaxias brillantes; en el cuadro pequeño puede notarse que ésta diferencia no es debida a una correlación entre los centros y las galaxias miembro de la sub-muestra, ya que la sub-muestra de galaxias débiles es la menos correlacionada. En la figura 7.5, con galaxias centrales con masas levemente menores (muestra G4), no se aprecia una diferencia entre los máximos de *infall* de galaxias débiles y brillantes. Sin embargo, en las figuras 7.6 (muestra G3), 7.7 (muestra G2) y 7.8 (muestra G1) se observa el comportamiento opuesto: la sub-muestra de galaxias brillantes tiene un máximo de *infall* mayor al de la sub-muestra de galaxias débiles. Se encuentra que la diferencia entre los máximos de *infall* de galaxias débiles y brillantes, cuando el máximo de las brillantes es mayor al de las débiles (muestras G1, G2 y G3) son del orden de  $\sim 20\text{km/s}$ ; mientras que cuando el máximo de *infall* de la sub-muestra de galaxias débiles es mayor al de las brillantes (galaxias más masivas: muestra G5),

la diferencia es del orden de  $\sim 80\text{km/s}$ . Para escalas mayores a los  $10\text{Mpc}/h$  no se aprecia una diferencia sustancial en la tendencia de las distintas curvas. Estos resultados implican un esquema en el que las galaxias en los centros de halos masivos están incorporando una mayor cantidad de galaxias débiles, respecto de las brillantes. Mientras que galaxias en sistemas con menor masa, incorporan una mayor cantidad de galaxias brillantes.

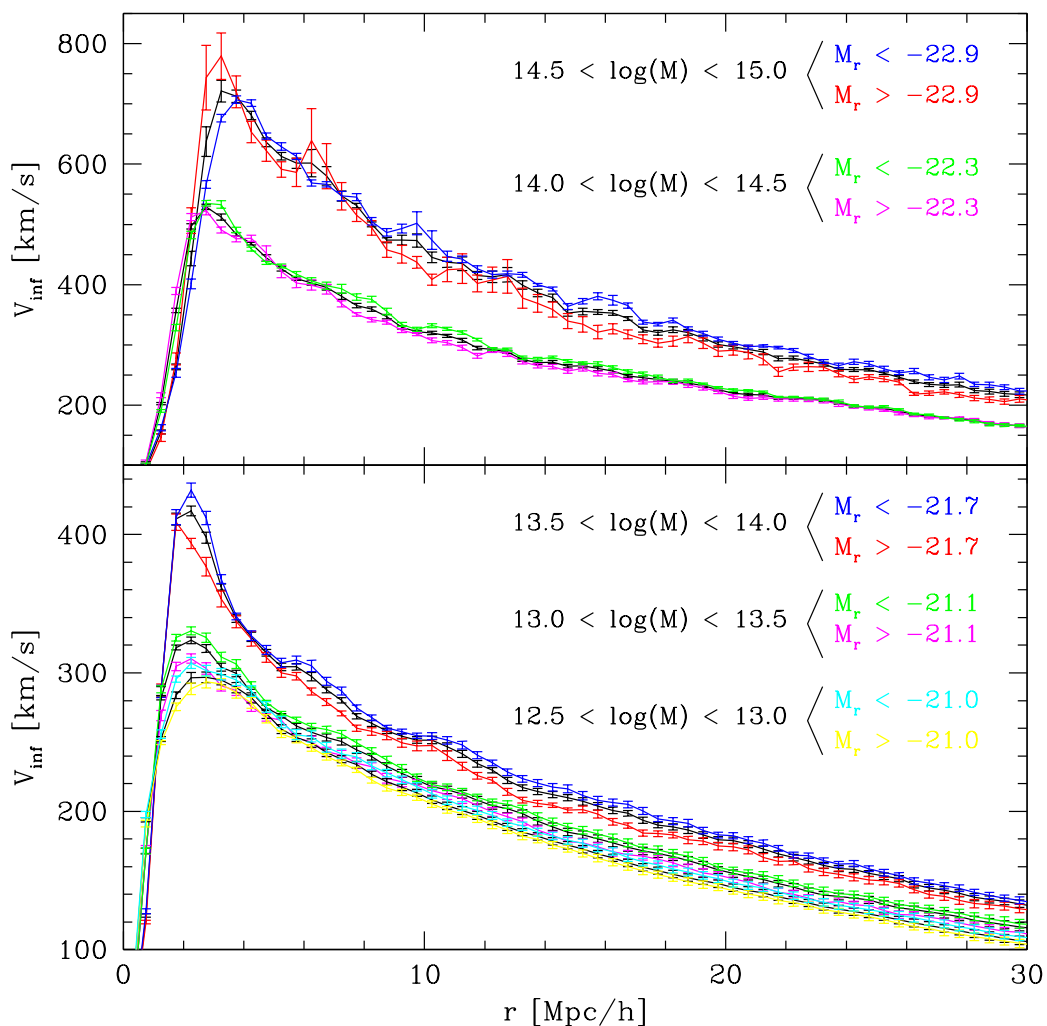


Figura 7.3: Perfil de velocidad de *infall* promediado para las galaxias de cada una de las muestras de la tabla 7.1 (en color negro). En el panel superior se grafican los perfiles de velocidad de *infall* de las galaxias más masivas y de las respectivas sub-muestras de galaxias débiles (en rojo para la muestra G5 y magenta para la muestra G4) y brillantes (en azul para la muestra G5 y en verde para la muestra G4) usando la magnitud  $M_R^c$ , según la tabla 7.1. En el panel inferior se grafican los perfiles de velocidad de *infall* de las muestras con menor masa y de las sub-muestras según la segregación en galaxias brillantes (en azul para la muestra G3, en verde para G2 y en cyan para G1) y débiles (en rojo para la muestra G3, en magenta para G2 y en amarillo para G1). Los errores se determinaron por la técnica de *jackknife*.

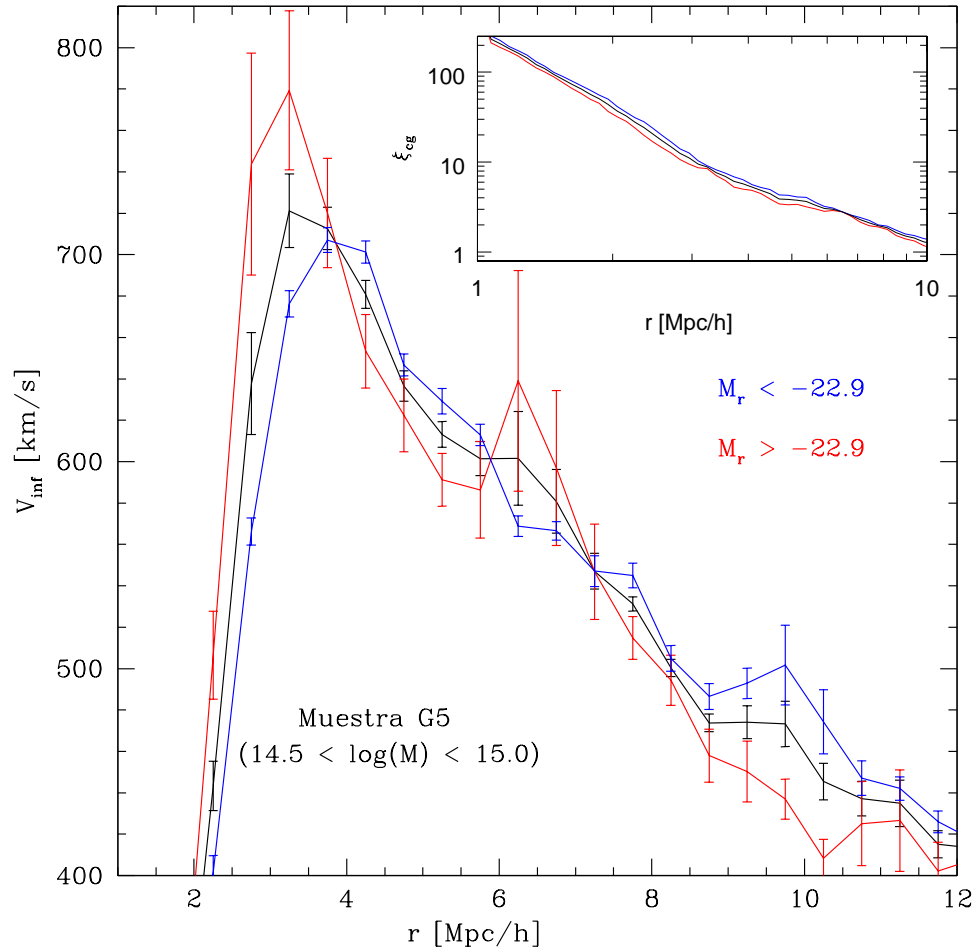


Figura 7.4: Perfil de velocidad de *infall* para el total de la muestra de galaxias G5 (negro) y para las sub-muestras de galaxias débiles con  $M_r > M_r^c$  (rojo) y galaxias brillantes con  $M_r < M_r^c$  (azul). En el gráfico pequeño se muestra la función de correlación cruzada centro-galaxia,  $\xi_{cg}(r)$ , como función de la escala  $r$  para la muestra total (negro), para las galaxias brillantes (azul) y débiles (rojo). Los errores fueron determinados por la técnica de estimación *jackknife*.

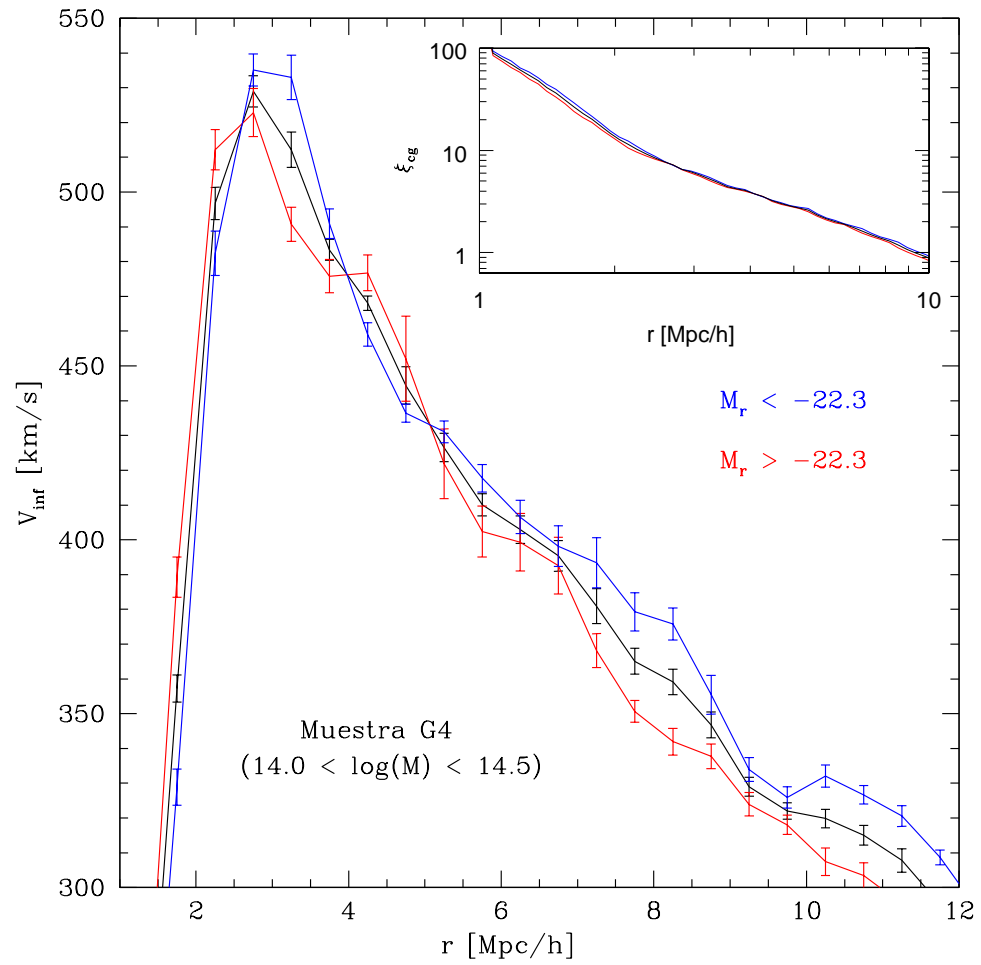


Figura 7.5: Idem figura 7.8 para la muestra de galaxias G4.

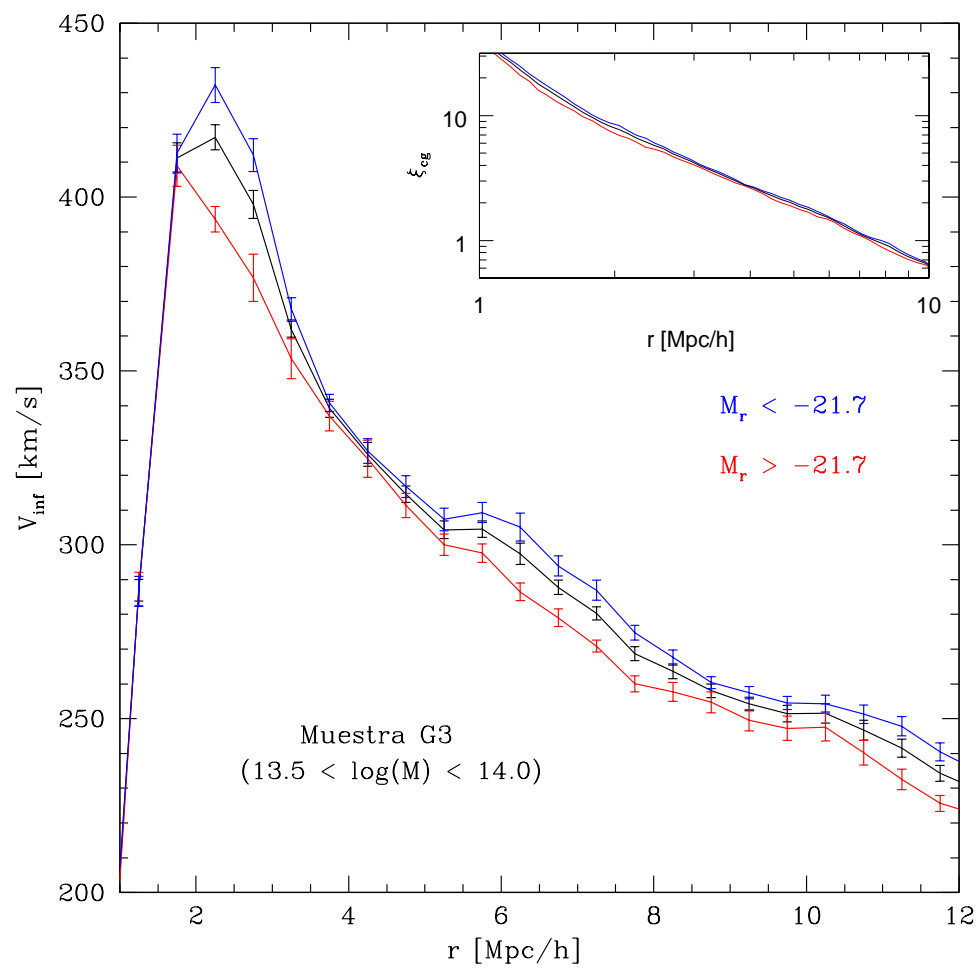


Figura 7.6: Idem figura 7.8 para la muestra de galaxias G3.

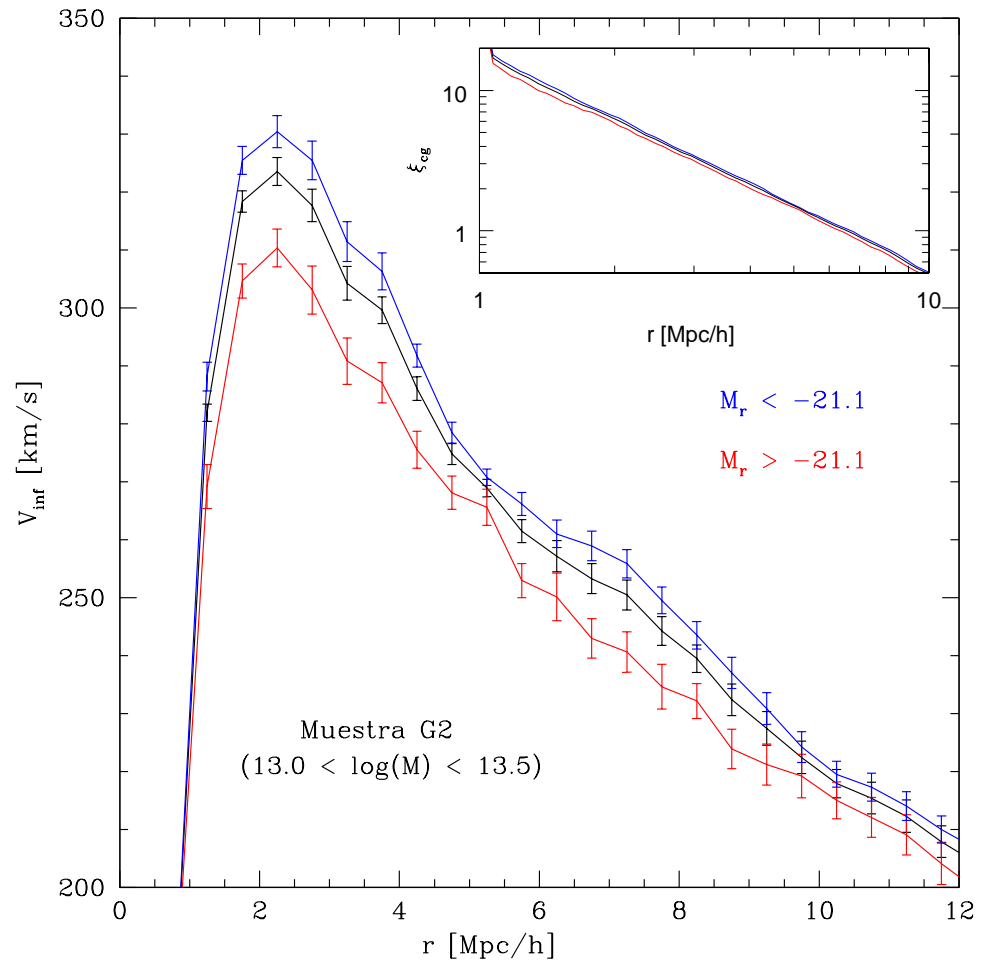


Figura 7.7: Idem figura 7.8 para la muestra de galaxias G2.

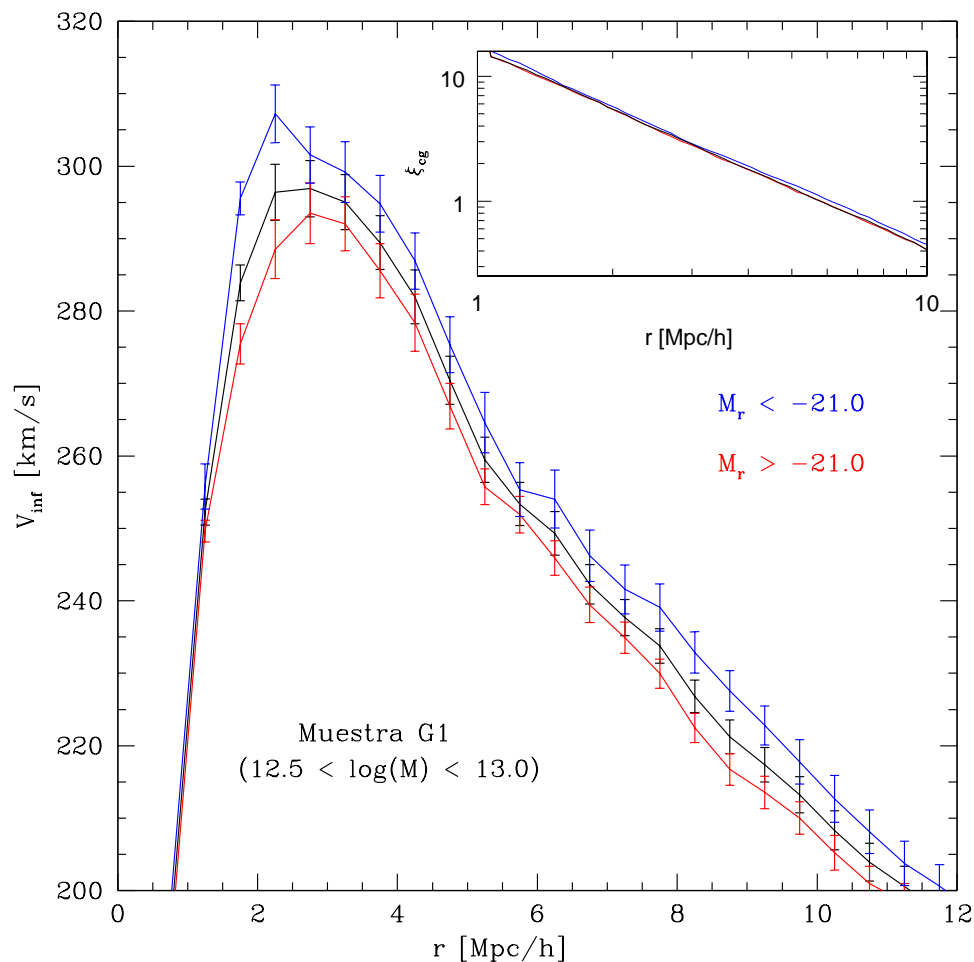


Figura 7.8: Perfil de velocidad de *infall* para el total de la muestra de galaxias G1 (color negro) y para las sub-muestras de galaxias débiles con  $M_r > M_r^c$  (color rojo), y galaxias brillantes con  $M_r < M_r^c$  (color azul). En el gráfico pequeño se muestra la función de correlación cruzada centro-galaxia,  $\xi_{cg}(r)$ , como función de la escala  $r$  para la muestra total (negro) y para las galaxias brillantes (azul) y débiles (rojo). Los errores fueron determinados por la técnica de estimación *jackknife*.



**Parte IV**

**Resultados**

# Capítulo 8

## Conclusiones

En este trabajo de tesis se ha hecho un estudio intensivo en simulaciones numéricas de N-cuerpos del campo de velocidades en la vecindad de los halos de materia oscura de distintas masas. Se ha considerado el campo de velocidades de caída al centro de potencial, o velocidades de *infall*, el ángulo de caída al pozo de potencial, o ángulo de *infall*, la fracción de partículas *cayendo hacia* el centro de masa del halo y las partículas *alejándose* del halo. Se ha estudiado como dependen estas cantidades con la densidad local de materia, estudiando el comportamiento de la materia en regiones con densidad alta, baja o media. Se estudió también la relación entre algunas de las características propias de un halo como la densidad local, la escala de virialización  $R_{200}$  y de la mitad de masa  $R_{50}$  y la tasa de acreción, y la velocidad de máximo *infall*. Como última instancia en el análisis numérico, se desarrolló un formalismo teórico que vincula la distribución de materia en el entorno del halo: función de correlación cruzada halo-materia  $\xi_{hm}$ , con los perfiles de la velocidad de *infall*. Finalmente, se usaron modelos semi-analíticos para estudiar la relación entre la velocidad de *infall* y propiedades físicas de los halos, como la magnitud de la galaxia central y la historia de fusiones para halos con distintas masas.

En el análisis realizado en las simulaciones numéricas se ha encontrado que:

1. La velocidad promedio de máximo *infall* en el entorno de los grupos más masivos identificados en la simulación numérica (masas  $\sim 10^{15}M_{\odot}/h$ ) es  $V_{infall}^{max} \sim 900km/s$ , mientras que para los grupos con las masas más pequeñas de la muestra ( $\sim 10^{12}M_{\odot}/h$ ) se encuentran valores más chicos para la velocidad de máximo *infall*, con  $V_{infall}^{max} \sim 220km/s$  y decreciendo lentamente a grandes distancias del centro de masa del halo.
2. La velocidad de máximo *infall* se sucede en un intervalo pequeño de escalas con  $2h^{-1}Mpc < r_{max} < 6h^{-1}Mpc$ , aún cuando se considera un amplio rango de masas para los halos centrales ( $10^{12}M_{\odot}/h$  a  $10^{15}M_{\odot}/h$ )
3. Comparando los resultados obtenidos para las curvas de velocidad de *infall* usando el modelo lineal, el no-lineal y el corte exponencial de Croft *et al.* 1999, se encuentra que el último tiene un mejor acuerdo en la muestra de masas grandes y en escalas pequeñas. Sin embargo falla a la hora de reproducir el perfil de *infall* para las muestras con masas  $M < 10^{14}M_{\odot}/h$  y aún en gran escala no reproduce el comportamiento encontrado en las muestras S1, S2, S3 y S4.
4. Se obtiene una relación en forma de ley de potencias entre la velocidad de máximo *infall* y la masa, obteniéndose también una relación teórica con coeficientes similares. Usando el modelo de Croft *et al.* 1999, se encuentra un mejor ajuste cuando la sobre-densidad de corte es:  $\delta_c \simeq 45$ .
5. Los grupos con masas grandes tienen un campo de densidad más alineado con la dirección al centro de masa del halo que los halos con masas menores. Para todos los rangos de masas analizados, se encuentra que el máximo alineamiento ocurre en escalas tales que  $2h^{-1}Mpc < r_{max} < 8h^{-1}Mpc$ .
6. Existe una marcada diferencia entre el comportamiento dinámico de las partícu-

las en regiones de baja y alta densidad. En general, las partículas en regiones de alta densidad tiene una velocidad de *infall* mayor y menor alineamiento con la dirección al halo que las partículas en regiones de baja densidad. Cuando se consideran halos masivos, la diferencia entre los perfiles de *infall* de partículas en regiones de alta y baja tiende a desaparecer al igual que diferencia en el alineamiento en las regiones de alta y baja densidad a distancias grandes del halo. Sin embargo, se encuentra que a distancias suficientemente grandes del halo, las partículas en regiones muy densas están más alineadas que las partículas en regiones poco densas, especialmente para halos de baja masa

7. Hay una relación entre la densidad local del halo y la velocidad de máximo *infall*  $V_{inf}^{max}$  (calculada en el Entorno de Máximo Infall) dada por una ley de potencias, donde los halos con  $V_{inf}^{max}$  mayores están en las regiones más densas (más de 7 veces la densidad media) y los halos con menor  $V_{inf}^{max}$  están en las regiones menos densas (menos de 3 veces la densidad media)
8. La escala característica de un halo, dada por el valor de  $R_{200}$ , es linealmente proporcional a  $V_{inf}^{max}$  al considerar todas las muestras de masas utilizadas: M1–M4. Se observa poca dispersión en  $R_{200}$  debido a que las cotas de masa en las muestras M1, M2 y M3 son muy próximas.
9. Definiendo un parámetro de elipticidad global, teniendo así un indicio de la distribución espacial de la materia en el entorno de un halo, se encuentra que los sistemas de menor masa tienen una leve dependencia entre la velocidad de máximo *infall* y la elipticidad de la materia circundante, tal que los halos con menor  $V_{inf}^{max}$  están en regiones más oblatas, mientras que aquellos que están en regiones más esferoidales, tienen una  $V_{inf}^{max}$  mayor. En los halos más masivos no se encuentra tendencia alguna.
10. Si se define la tasa de acreción de materia como el flujo de materia a través

de una cáscara, manteniendo la densidad constante, se encuentra que  $V_{inf}^{max}$  se relaciona con la tasa de acreción promedio  $\langle \dot{M} \rangle$  tal que los halos con mayor  $V_{inf}^{max}$  medida en el Entorno de Máximo Infall (los halos más masivos de la muestra) acretan, en media, más del doble de masa que los halos con  $V_{inf}^{max}$  menores.

En la imagen de que el flujo de materia hacia los halos se realiza de manera anisotrópica, preferentemente a través de la estructura filamentaria, los resultados obtenidos caracterizan los valores medios del flujo del campo de velocidades, el cual puede usarse para estudiar la acreción sistemática de las estructuras que están creciendo. Con el estudio realizado se tiene una medida directa del máximo del perfil de *infall* y su dependencia con la masa del halo, lo cual puede usarse para estimar procesos dinámicos del gas (*i.e.* presión de barrido) que pueden transformar o incluso activar la formación de galaxias en la vecindad de los cúmulos de galaxias.

Se consideró la posibilidad de que la presencia de subestructura afecte los resultados obtenidos. Sin embargo, de acuerdo a los resultados obtenidos por Aubert, Picho & Colombi (2004), la dinámica de los halos masivos se ve afectada por la existencia de subestructura en escalas  $r < 2Mpc/h$ . Ya que el máximo en el perfil de *infall* ocurre más allá de este valor, para todas las muestras de masas utilizadas, los resultados obtenidos en este trabajo de tesis no se verán modificados por la presencia de subestructura.

A partir de la distribución de la materia en la vecindad de los halos, caracterizada estadísticamente por la función de correlación cruzada halo-materia  $\xi_{hm}$ , se desarrolla un modelo teórico, basado en la teoría de perturbaciones de Juszkiewicz, Spingel & Durrer (1999), que permite inferir la velocidad de *infall* a los halos. Aunque este modelo requiere de la calibración del parámetro  $\alpha(\gamma)$ , está desarrollado a partir de fundamentaciones analíticas y ofrece un marco teórico que logra reproducir la forma y el máximo de los perfiles de velocidad de *infall* sin necesidad de recurrir a un ajuste

funcional empírico.

Usando modelos semi-analíticos, se ha estudiado la dependencia de la velocidad de *infall* con la masa de las galaxias, encontrando que las galaxias más masivas tienen velocidades de *infall* mayores, en acuerdo a los resultados previos en la simulaciones numéricas. Sin embargo, realizando una segregación en luminosidad, se encuentra que las galaxias más masivas tienen una  $V_{infall}^{max}$  mayor de galaxias débiles que brillantes, mientras que las galaxias de menor masa tienen el máximo en la velocidad de *infall* mayor para galaxias brillantes que para las débiles. Esta imagen se corresponde con que los sistemas más masivos, como los cúmulos de galaxias están incorporando una mayor cantidad de galaxias débiles que ya han agotado su energía, mientras que los sistemas de menor masa están incorporando una mayor cantidad de galaxias brillantes.

# Referencias

- [1] Albrecht A., 2000, *Cosmic Inflation*, preprint **astro-ph/0007247**<sup>1</sup>
- [2] Aubert D., Pichon C. & Colombi S., 2004, MNRAS, 352, 344.
- [3] Bahcall N.A. & Soneira R.M., 1983, ApJ, 270, 20.
- [4] Baugh C.M., Lacey C.G., Frenk C.S. Granato G.L.S.L., Bressan A., Benson A.J. & Cole S., 2005, MNRAS, 356, 1191.
- [5] Benson A.J., Bower R.G., Frenk C.S., Lacey C.G., Baugh C.M. & Cole S., 2003, ApJ, 599, 38.
- [6] Bertschinger E., 1998; ARA&A, 36, 599.
- [7] Bothun G.D., West M.J., Mould J.R. & Schommer R.A., 1990, ApJ, 353, 344.
- [8] Bouchet F.R., Colombi S., Hivon E. & Juszkiewicz R., 1995, A&A, 296, 575.
- [9] Bower R.G., Benson A.J., Malbon R., Helly J.C., Frenck C.S., Baugh C.M., Cole S. & Lacey C.G., 2006, MNRAS, 370, 645
- [10] Bruzual A.G. & Charlot S., 1993, ApJ, 405, 538.

---

<sup>1</sup>Las referencias bibliográficas con la denominación **astro-ph** corresponden a la base bibliográfica electrónica <http://xxx.lanl.gov>

- 
- [11] Ceccarelli M.L., Valotto C., Padilla N., Lambas D.G., Giovanelli R. & Haynes M., 2005, ApJ, 622, 853.
- [12] Cole S. & Lacey C., 1996, MNRAS, 281, 716.
- [13] Cole S., Lacey C.G., Baugh C.M. & Frenk C.S., 2000, MNRAS, 319, 168.
- [14] Cooray A. & Sheth R., Phys. Rep., 372, 1.
- [15] Croft R.A.C., Dalton G.B. & Efstathiou G., 1999, MNRAS, 305, 547.
- [16] Davis M & Peebles P.J.E., 1977, ApJS, 267, 465.
- [17] Davis M., Efstathiou G., Frenk C.S. & White S.D.M., 1985, ApJ, 292, 371.
- [18] Dekel A., 1999, *Formation of Structure in the Universe*, ed. Dekel A. and Ostriker J.P. (Cambridge University Press), p. 250.
- [19] Diaferio A., 1999, MNRAS, 309, 610.
- [20] Diaferio A. & Geller M.J., 1997, ApJ, 481, 633.
- [21] Efstathiou G., Davis M., Frenk C.S. & White S.D.M., 1985, ApJSS, 57, 241.
- [22] Einasto M., Suhhonenko I., Heinämäki P., Einasto J., & Saar E., 2005, A&A, 436, 17.
- [23] Fry J., 1984, ApJ, 279, 499.
- [24] Groth E.J. & Peebles P.J.E., 1977, ApJ, 217, 385.
- [25] Gunn J.E. & Gott J.R., 1972; ApJ, 176, 1.
- [26] Guth, A. 1981; Phys. Rev. D, 23, 347.
- [27] Gunn J.E., 1978, *Observational Cosmology*, 8th Annual Saas-Fee Course, edited by A. Maeder, L. Martinet and G. Tammann (Geneva Observatory, Sauverny).



- 
- [28] Hamilton A.J.S., 1993, *ApJ*, 417, 19.
- [29] Hiotelis N., 2001, *A&A*, 375, 338.
- [30] Hockney R.W. & Eastwood J.W., 1988, *Computer Simulations Using Particles*, Adam Hilger.
- [31] Jain B., Mo H.J. & White S.D.M. 1995, *MNRAS*, 276, L25
- [32] Juszkiewicz R., Springel V. & Durrer R., 1999, *ApJ*, 518, L25.
- [33] Juszkiewicz R., 1981, *MNRAS*, 197, 931.
- [34] Juszkiewicz R., Sonoda D.H. & Barrow J.D., 1984, *MNRAS*, 209, 139.
- [35] Juszkiewicz R., Ferreira P.G., Feldman H.A., Davis M. & Jaffe A.H., 1999
- [36] Liddle A.R., 1999, *High Energy Physics and Cosmology*, ed. Maseiro A., Senjanovic G. & Smirnov A., World Scientific Publisher, pp.260.
- [37] Liddle A.R. & Lyth D.H., 2000, *Cosmological Inflation and Large-Scale Structure*, Cambridge University Press.
- [38] Łokas E., Juszkiewicz R., Bouchet F. & Hivon E., 1996, *ApJ*, 467, 1.
- [39] Kauffmann G., *et al.* , 2003, *MNRAS*, 341, 54.
- [40] Macri L.M., Stanek K.Z., Bersier D., Greenhill L.J. & Reid M.J., 2006, *ApJ*, 652, 1133.
- [41] Navarro J.F., Frenk C.S. & White S.D.M., 1996, *ApJ*, 462, 563.
- [42] Peebles P.J.E., 1976, *ApJ*, 205, 318.
- [43] Peebles P.J.E., 1980, *Large Scale Structure of the Universe* (Princeton University, Princeton).

- 
- [44] Peebles P.J.E., 1993, *Principles of Physical Cosmology* (Princeton University, Princeton).
- [45] Peacock J.A. & Dodds S.J. 1994, MNRAS, 267, 1020.
- [46] Peacock J.A., 1999, *Cosmological Physics*, Cambridge University Press.
- [47] Pivato M.C., 2001, Trabajo Especial, *Modelos Analíticos de la Distribución de Estructuras en el Universo*
- [48] Pivato M.C., Padilla N.D. & Lambas D.G., 2004, *Outskirts of Galaxy Clusters: Intense Life in the Suburbs*, ed. Diaferio A., IAU Colloquim 195, 136.
- [49] Pivato M.C., Padilla N.D. & Lambas D.G., 2006, 373, 1409.
- [50] Pivato M.C., Juskiewicz R. & Lambda D.G., 2008, en preparación.
- [51] Regös E. & Geller M.J., 1989, ApJ, 98, 755.
- [52] 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.
- [53] Scoccimarro R. & Frieman J., 1996, ApJ, 473, 620.
- [54] Shani V. & Coles P., 1995, PhysRs, 262, 1.
- [55] Seljak U. & Zaldarriaga M., 1996, ApJ, 469, 437.
- [56] Shaw L., Weller J., Ostriker J.P. & Bode P., astro-ph/0509856.
- [57] Somerville R.S., & Primack J.R., 1999, MNRAS, 310, 1087.
- [58] Somerville R.S., Primack J.R. & Faber S.M., 2001, MNRAS, 320, 504.
- [59] Springel V., White S.D. & Jenkins A. *et al.* 2005, Nature, 435, 629.

- 
- [60] Strauss M.A. & Willick J.A., 1995, *Phys. Rep.*, 261, 271.
- [61] Vishniac E., 1983, *MNRAS*, 203, 345.
- [62] Weinberg S., 1972, *Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity*, Jhon Wiley & Sons.
- [63] White S.D.M., 1988, *Boll. Ac. Nac. de Ciencias*, tomo 58, pp 209.
- [64] White S.D. & Frenk C.S. 1991, *ApJ*, 379, 52.
- [65] Yahil A., 1985, *The Virgo Cluster*, ed. Richter O. and Binggeli B. (ESO, Garching), p. 359.
- [66] Yepes G., 1997; *From Quantum Fluctuations to Cosmological Structures*; eds. Valls-Gabaud D., Hendry M.A., Molaro P. & Chamcham K., BookCrafters; ASP Conf. Ser., 126, 279.
- [67] Yoshida N., Sheth R., & Diaferio A., 2001, *MNRAS*, 328, 669.

# Agradecimientos

- A mis padres: Ignacio, quién a pesar de faltar hace muchos años, aún está presente; y Blanca, quién apoyó mis desiciones, cuestionó algunas, pero siempre supe que podía contar con ella en esta familia de dos.
- A Estela y Daniel, mis padres de la vida, siempre han escuchado con demasiada comprensión y me han ayudado a descubrir quién quiero ser.
- A Diego, mi director en este trabajo y un buen amigo quién a pesar de mis altibajos, siempre estuvo ahí cada vez que regresaba a mi escritorio a retomar el trabajo; gracias por hacer posible lo imposible!
- A Ariel, Alvaro, Marcelo y Martín; los años pasaron y muchas cosas cambiaron, ya no es lo mismo de antes, pero siempre serán parte de lo que soy. Muchas gracias!
- A Ximena, Yamila, Federico, Laura, Luciana, Dante y Seba por su compañía, amistad y apoyo en todo momento y sobre todo en los momentos difíciles.
- A Nelson y Manuel por la gran paciencia que me tuvieron, por todas las charlas y discusiones en las que me enseñaron mucho y por su amistad.
- A Diego R. y Pedro B., ustedes saben quienes son, gracias por haber compartido cosas que sólo las enseña la vida; gracias por haberme brindado su amistad y por ser quienes son. Ustedes hacen la diferencia en la generalidad; muchas gracias!!