



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

Instituto de Astronomía (Ensenada B.C.)

**ESTRUCTURA Y EVOLUCIÓN DE GRUPOS
PEQUEÑOS DE GALAXIAS**

TESIS
PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTOR EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA
FRANCISCO JAVIER TAMAYO AMAYA

TUTOR
DR. HÉCTOR ACEVES CAMPOS, INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

MÉXICO, D. F., FEBRERO 2016



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Agradecimientos

Primero y como más importante, me gustaría expresar mi más profundo y sincero agradecimiento a todas aquellas personas que con su apoyo han colaborado en la realización del presente trabajo, en especial al Dr. Héctor Aceves Campos, tutor principal de esta investigación, por seguimiento, orientación y supervisión continúa de la misma, pero sobre todo por su paciencia, dedicación, apoyo y motivación recibido a lo largo de estos años.

Quisiera hacer extensiva mi gratitud a mis compañeros del Instituto de Astronomía por su ayuda y sugerencias recibidas a lo de mi investigación.

Gracias a todas las personas del Instituto de Astronomía, por su atención y amabilidad en todo lo referente a mi vida como alumno de doctorado.

Especial reconocimiento por el apoyo recibido a los proyectos Conacyt Proyecto #179662 y PAPIIT IN108914.

Un agradecimiento muy especial merece el apoyo, comprensión, paciencia y ánimo recibidos de mi familia y amigos.

A todos ellos, muchas gracias.

Índice general

Agradecimientos	2
1. Introducción	5
1.1. Objetivos Generales de la Tesis	11
2. Metodología General	13
2.1. Ecuaciones Básicas	14
2.2. Formación de Estructura	17
2.3. Aproximación de Zeldovich	19
2.4. Espectro de Potencia	21
2.5. Simulaciones Cosmológicas	24
2.6. Algoritmo de árbol	30
2.7. Método TreePM	30
2.8. Halos y sus Propiedades	32
3. Materia Oscura en Grupos	38

3.1. Introducción	38
4. Longevidad de Grupos Compactos	53
4.1. Introducción	53
4.2. Método	58
4.3. Resultados y Discusión	60
4.4. Propiedades dinámicas	66
4.5. Comentarios Finales	73
5. Conclusiones y Trabajo Futuro	77
5.1. Trabajo Futuro	79
Bibliografía	80

Capítulo 1

Introducción

La formación de estructuras en el universo es una característica general de la naturaleza atractiva de la fuerza gravitacional entre partículas en el universo, sin importar el modelo cosmológico que uno use para describir la dinámica de las partículas. Sin embargo, los detalles de cómo el crecimiento de las estructuras se da es dependiente del modelo cosmológico que uno escoja (e.g. Mo, van den Bosch & White 2010)

En la Figura 1.1 se muestra una imagen profunda tomada por el Telescopio Espacial Hubble de una región pequeña del cielo. Se observan una gran cantidad de galaxias de distintas formas y diferentes grados de agregamiento entre ellas. Uno de los objetivos de la astrofísica extragaláctica consiste en explicar la estructura, dinámica y evolución de los diversos conjuntos de galaxias que existen.

Las observaciones muestran que las aglomeraciones más grandes de masa y materia luminosa en el universo son los cúmulos y supercúmulos de galaxias. Sin embargo, la mayoría de las galaxias a bajo corrimiento al rojo (*redshift*), cerca del 85 %, se encuentran fuera de estos cúmulos y suelen encontrarse principalmente en grupos pequeños de galaxias (e.g. Tully 1987; Nolthenius & White 1987; Eke et al. 2004; Karachentsev 2005).

Mientras que los cúmulos revelan las concentraciones más altas de materia visible y oscura, los grupos de galaxias parecen trazar la distribución de los filamentos de la red cósmica, y por lo tanto, la distribución extendida de materia en regiones menos masivas.

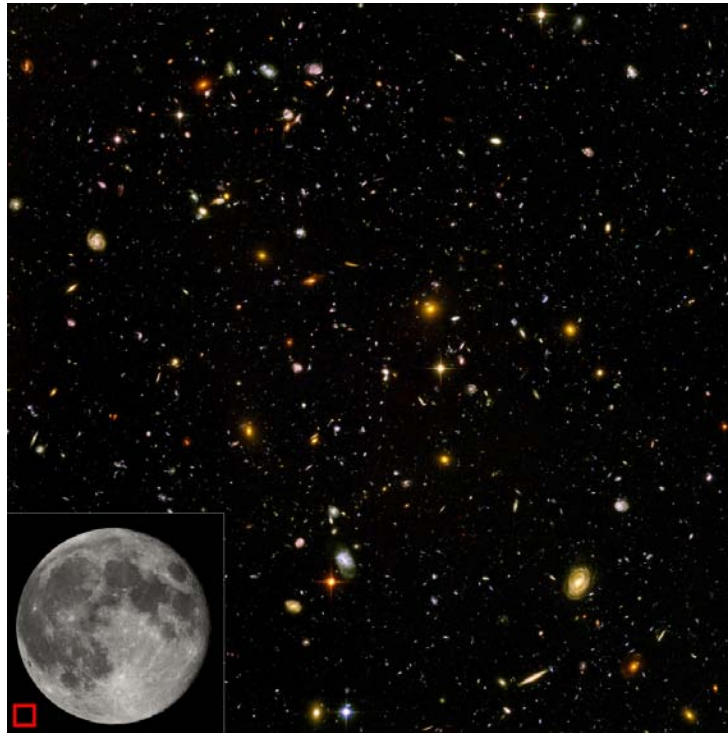


Figura 1.1: Región del cielo observada por el Hubble Deep Field. En el recuadro inferior izquierdo se muestra la región observada en comparación con una imagen de la Luna. Cada punto es una galaxia, constituidas por miles de millones de estrellas.

Los grupos de galaxias existen en una gran variedad de morfologías, riqueza y tamaños, incluyendo, por ejemplo, grupos difusos, pobres, compactos, ricos, etcétera. Entonces,

Qué define un grupo de galaxias? La respuesta a esta pregunta, desde el punto de vista observacional, es una de definición y depende básicamente de cuántas galaxias hasta cierto límite de magnitud se encuentran en cierta área del cielo. Estos grupos permiten estudiar la evolución de las galaxias y los efectos del entorno en regiones de intermedia y alta densidad ya que poseen diferentes tipos de riqueza y compacticidad. Los resultados y estados evolutivos se pueden comparar con las galaxias de campo y de cúmulos ricos para entender cómo afecta el medio ambiente la evolución de las galaxias.

La importancia del entendimiento de los grupos de galaxias en la evolución de las galaxias dentro de tales ambientes fue una de las motivaciones para crear los primeros catálogos de grupos por Tully (1980) y Huchra & Geller (1982), y el de esfuerzos observacionales más recientes que tienen como objetivo el determinar la distribución de masa



Figura 1.2: Grupo Compacto de Hickson 87, Se encuentra a 119 Mpc, y su tamaño aparente es de 0.7 por 0.6 arcmin.

dentro de estos grupos y cúmulos (Eke et al. 2004, Brough et al. 2006, Berlind et al. 2006, Ynag et al. 2007, Tago et al. 2010, Calvi et al. 2011, Carollo et al. 2012, Williams et al. 2012, Domínguez-Romero et al. 2012, Tempel et al. 2014).

En cuanto a los grupos pequeños de galaxias y en particular los de naturaleza compacta (GC), es la propia abundancia de grupos físicos y el explicar la existencia misma de estos sistemas dados sus tiempos de cruce pequeños ($< 10\%$ tiempo de Hubble) que ha sido un motor para las investigaciones tanto teóricas como observacionales (Hickson 1997, Tovmassian et al., 1999, Allam & Tucker 2000, de Carvalho et al., 2005, Niemi et al., 2007, McConnachie et al., 2008, Mamon 2008, Díaz-Giménez et al., 2012).

Estos grupos son caracterizados por una sobredensidad de galaxias y por una baja dispersión de velocidades (≈ 200 km/s). Están formados típicamente por cuatro o cinco galaxias luminosas muy próximas entre ellas y son tan compactos que la mediana de su separación proyectada entre las galaxias es de tan solo $\approx 50 h^{-1}$ kpc (Figura 1.2). El primer ejemplo de un GC fué encontrado por Stephan (1877); el llamado *Quinteto de Stephan*. A

partir de entonces diferentes catálogos de GCs fueron construidos. Rose (1997) y Hickson (1982) identificaron visulamente en las placas fotográficas de POSS I. Despues del catalogo de grupos compactos de Hickson (GCH), otros han sido extraídos automáticamente de placas fotográficas: a partir del catálogo de galaxias del Sur COSMOS/UKST (Prandoni et al., 1994; Iovino, 2002), a partir del catálogo DPOSS (Iovino et al., 2003; de Carvalho et al., 2005), o a partir de catálogo fotométrico Sloan Digital Sky Survey (SDSS) (Lee et al., 2004; McConnachie et al., 2008a). Otros catálogos de GCs también an sido construidos a partir de catálogos con infomación del redshift; a partir de muestreos CfA2 (Barton et al. 1996) y de las Campanas (Allam & Tucker, 2000), y apartir del Catálogo de galaxias 3D UZC (Focardí & Kelm, 2002).

La comparación de asociaciones compactas (ACs) observadas con catalogos sintéticos han llevado a la conclusión de que una fracción significativa (cerca del 30 %) de los grupos compactos en catalogos observacionales son sistemas físicos (McConnachie et al., 2008, Mamon 2008, Díaz-Giménez & Mamon 2010), con porcentajes diferentes dependiendo del método utilizado para detectar estas asociaciones en los catálogos sintéticos.

Una de las preguntas iniciales fue cómo es posible que unas cuantas galaxias brillantes coexistan dentro de menos de 100 kpc, dado que se espera que en tales sistemas las galaxias se fusionen más rápido? (Barnes 1985, Mamon 1987, Bode et al. 1993). La pregunta de la longevidad de estos grupos es aún una pregunta abierta.

Para responder a la pregunta anterior existen tres teorías en general. La primera es que los grupos compactos son sistemas densos, recientemente formados prontos a fusionarse en una galaxia única (Hickson 1982). Las galaxias que se pierden en la fusion podrían se reemplazadas por galaxias del entorno del grupo difuso (Diaferio et al. 1994), y la tasa de formación de grupos compactos predicha parecería explicar la cantidad de grupos observados (Mamon 2000b). La segunda teoría establece que los grupos compactos podrían ser núcleos temporales de grupos difusos (Rose 1977, Ramella et al. 1994, Tovmassian et al. 2001). Y la tercer teoría ubica a los GCs como alineamientos aleatorios de galaxias a lo largo de la linea de visión con grupos difusos más grandes (Rose 1997, Mamon 1986, Walke & Mamon 1989), con cúmulos (Walke & Mamon, 1989) o con filamentos cosmológicos (Hernquist et al, 1995). En esta tercer teoria, los signos de interacción y la formación estelar en GCs es explicada por la gran cantidad de binarias y tripletes en los alineamientos

aleatorios (Mamon 1992b).

Estudios dinámicos han mostrado que los grupos compactos pueden tener una existencia prolongada si se imponen condiciones iniciales particulares [Barnes 1989 (B89), Athanassoula, Makino & Bosma 1997 (AMB97), Gómez-Flechoso & Domínguez-Tenreiro 2001, Aceves & Velázquez 2002 (AV02)]. Por un lado, AMB97 logran extender el tiempo de fusión hasta casi un tiempo de Hubble (~ 10 Gyr) de un grupo de galaxias modelos al incluirlas dentro de un halo oscuro muy masivo (aprox 95% la masa combinada de las galaxias), en equilibrio virial y con un perfil de densidad muy homogéneo.

Por otro lado, B89 y AV02 consideran situaciones en las que las galaxias parten de situaciones en que el sistema de galaxias está fuera del equilibrio dinámico y sin un halo oscuro común. En el caso de B89 se obtienen tiempos de fusión muy pequeños (≈ 1 Gyr), mientras que en los de AV02 una fracción considerable ($\approx 50\%$) colapsarían en un tiempo mayor al tiempo de Hubble. La diferencia entre B89 y AV02 parece estribar en que B89 comienza con condiciones iniciales donde los halos oscuros esencialmente se están tocando, por lo que su tiempo de fusión es muy rápido; a diferencia de AV02 que exploran diferentes estados evolutivos de un grupo. Cabe señalar que las condiciones iniciales utilizadas por ambos grupos de investigadores en los aspectos dinámicos son casos exploratorios de posibles situaciones presentes en la realidad.

Pocas simulaciones cosmológicas han abordado estos grupos compactos, algunas incluyen parte de la física de bariones del gas (Diaferio et al. 1994, Governato et al., 1996, Casagrande & Diaferio 2006, Sommer-Larsen 2006). No obstante, varias de ellas no abordan los problemas específicos de los GCs, por ejemplo, su abundancia en el universo a bajo z , la distribución de materia oscura en ellos o cuál pudiera ser su evolución subsecuente a la época actual. Estos son algunos de problemas que se abordan en este trabajo de *Tesis*.

La determinación de la cantidad y distribución de materia luminosa y oscura en estructuras en el Universo, desde galaxias a super cúmulos, es un problema importante y sirve para discriminar o imponer restricciones a los diferentes modelos cosmológicos. Por ejemplo, la luz intracúmulo observada en el cúmulo de Coma, entre otros, (Zwicky 1951, Gonzalez et al., 2000) sugieren que ésta puede conformar del 10 al 50 por ciento de la luz total de estos sistemas. La luz intragrupal en algunos GCs de Hickson ha sido estimada.

Por ejemplo, para HCG44 se estimó una fracción de cerca del 5% de la luz total (Aguerrí et al. 2006), y para HCG95 y HCG79 se estimaron fracciones de 11 y 45 por ciento, respectivamente (Da Rocha & Mendes de Oliveira 2005).

La alta densidad y baja dispersión de velocidades de estas estructuras las hacen tener una vida muy corta, del orden de una pequeña fracción del tiempo de Hubble ($< 10\%t_H$). Además dado que estas estructuras tienen un tiempo de cruce muy corto, representan el escenario más efectivo en el cual las galaxias se pueden fusionar, haciendo de ellos un laboratorio ideal para estudiar la dependencia de la evolución con el medio en el que se encuentran las galaxias y dando lugar a un paso crucial en el entendimiento del origen de la población de galaxias que se observa actualmente. Los efectos de un entorno tan extremo como el de estas estructuras compactas sobre sus miembros y las escalas de tiempo en las que estas colapsen en un remanente fósil siguen en debate.

Mientras que la detección de gas difuso intra-grupo en muchos grupos confirma que son estructuras ligadas gravitacionalmente (Ponman et al., 1996), estudios de galaxias tempranas en grupos compactos (Proctor et al., 2004; Mendes de Oliveira et al., 2005) muestran que sus poblaciones estelares son relativamente viejas, sugiriendo que estos objetos tienen que haber existido durante una gran fracción del tiempo de Hubble.

La cantidad de materia oscura y su distribución hasta cierto punto está bien establecida en grandes estructuras del universo (como en cúmulos de galaxias) por observaciones y análisis de lentes gravitacionales (e.g. Bartelmann 2010, Newman et al. 2012) y por otros métodos (e.g. perfiles de rayos-X). Sand et al. (2004) encuentran que la distribución de materia oscura en algunos cúmulos de galaxias es inconsistente con los perfiles pronunciados en sus centros del tipo Navarro, Frenk & White (1995, $\rho_{r \rightarrow 0} \propto r^{-1}$, NFW). Por otro lado, estudios similares en el rango de masa de grupos pequeños, $10^{13}M_\odot$, son complicados y la determinación de la cantidad de materia oscura en ellos por lentes gravitacionales encuentra diversas limitaciones observacionales.

Sin embargo, tener un conocimiento de la cantidad y distribución de materia oscura en estos sistemas pequeños de galaxias es importante, por ejemplo, para estudios dinámicos de las interacciones de las galaxias miembro en tal medio ambiente. Por ejemplo, el comportamiento dinámico de un disco de una galaxia espiral se puede ver significativamente

afectado si se mueve dentro de un halo masivo oscuro o en uno de baja masa, y también importando el perfil de distribución de dicha materia intragrupal.

Varios autores han investigado el contenido de materia oscura en grupos de galaxias con lentes gravitacionales (Hoekstra et al. 2001, Parker et al. 2005, Limousin et al. 2009, Thanjavur et al. 2010, McKean et al. 2010), evitando de esta manera los métodos que dependen del estado dinámico del sistema (e.g. uso del teorema del virial) o su temperatura del gas. En particular, Thanjavur et al. (2010) encuentran que en grupos con masas cerca de $10^{14}M_{\odot}$ la distribución de materia oscura está distribuida de forma pronunciada (tipo *cusp*), mientras que Hoekstra et al. (2001) encuentran una tendencia hacia un perfil isotérmico ($\rho(r) \propto cte$) para otro conjunto de grupos (grupos CNOC2, Carlberg et al. 2001) con una masa más baja, de $\approx 10^{13}M_{\odot}$.

1.1. Objetivos Generales de la Tesis

La propuesta de este trabajo de tesis es estudiar la estructura y evolución de grupos pequeños de galaxias, usando para lo anterior una serie de simulaciones cosmológicas y dinámicas.

- Identificar y cuantificar la cantidad de grupos pequeños de galaxias, que estén físicamente ligados gravitacionalmente en un modelo cosmológico Λ CDM con parámetros consistentes con las observaciones recientes del WMAP7. No se usan criterios que pretenden reproducir un enfoque completamente observacional.
- Se desea cuantificar y caracterizar la cantidad de materia difusa o materia oscura intragrupal (MIG) en grupos pequeños de halos de materia oscura, de tamaño galáctico, y comparar con algunos de los resultados observacionales mencionados anteriormente. A saber, se pretende responder si tales grupos identificados tienen un MIG tipo *cuspy* o tipo *core*.
- Se pretende responder a la pregunta latente de cuál es el tiempo de vida, antes de fusionarse por completo, de sistemas como los grupos compactos observados en

la época actual. Por primera vez se consideran en esta tesis condiciones dinámicas obtenidas directamente de simulaciones cosmológicas para atender esta cuestión.

En los capítulos subsecuentes se presenta el trabajo realizado para contestar a las interrogantes planteadas como objetivos de esta tesis.

Capítulo 2

Metodología General

En este capítulo enfocaremos nuestra atención a exponer y definir conceptos que aplicaremos en los siguientes capítulos. También veremos algunas ecuaciones que consideramos útiles para un mejor entendimiento del resto del presente documento.

Para describir la evolución gravitacional del universo es necesario limitar la geometría del universo. Dentro de este contexto, el Principio Cosmológico juega un papel fundamental. Este principio postula que el universo es homogéneo e isotrópico; en otras palabras, no hay un observador privilegiado en el universo y sus propiedades estadísticas a un tiempo dado son independientes de la posición. Tanto la isotropía y homogeneidad son confirmadas por las observaciones de la distribución de masa a gran escala y de la radiación cósmica de fondo (RCF). Sin embargo, a escalas menores a 100 Mpc, es evidente que el universo no es isotrópico ni homogéneo.

El Modelo Cosmológico Estándar se apoya en este principio, y se basa en la teoría General de la Relatividad de Einstein y en el modelo estándar de partículas elementales el cual explica de forma coherente la existencia de un fondo cósmico de microondas con un espectro de cuerpo negro, la nucleosíntesis de elementos livianos y la expansión del universo observada por Hubble (e.g. Kolb & Turner 1990; Peebles 1993; Weinberg 1972). La existencia de estructuras cosmológicas tales como cúmulos de galaxias observados en la actualidad, se explican a través de la teoría de formación de estructura. Esta teoría nos

dice que en épocas muy tempranas (i.e. al principio o antes de la época dominada por radiación) existían ciertas desviaciones de la homogeneidad e isotropía que evolucionaron mediante procesos físicos conocidos hasta convertirse en la estructura que observamos actualmente. La época dominada por radiación (y épocas anteriores) no pueden ser observadas mediante ondas electromagnéticas debido a que el universo era opaco por lo que la evidencia de la existencia de estas perturbaciones primordiales debemos buscarlas en la Superficie de Última Dispersión y en particular en los fotones emitidos desde ella: la Radiación Cósmica de Fondo. Estas desviaciones o fluctuaciones de la homogeneidad e isotropía fueron observadas por primera vez a principios de la década de 1990 (Smoot et al. 1991).

En las siguientes secciones discutiremos el tratamiento de la formación de la estructura. Debido a la gran cantidad de información del tema, nos enfocaremos en una revisión breve de los resultados y desarrollos más importantes. Empezaremos, primero, por mencionar las ecuaciones básicas que describen la evolución dinámica del universo, tomando éste como un todo. Luego veremos los mecanismos de la formación de las fluctuaciones primordiales y el subsecuente crecimiento de estructuras a gran escala.

2.1. Ecuaciones Básicas

La evidencia de que la distancia entre dos galaxias se está incrementando con el tiempo nos lleva a pensar que en un cierto punto en el pasado el universo observado debería de haber estado comprimido en un volumen pequeño. Este modelo es el llamado *Big Bang*. Cabe mencionar que la idea de Big Bang como la Gran Explosión es incorrecta: es más realista imaginar el Big Bang como el instante del inicio de la expansión del universo. Empezando desde el Big Bang, la evolución del universo sigue las ecuaciones de la Relatividad General.

Si resolvemos las ecuaciones de Einstein bajo esta hipótesis obtenemos la llamada *Métrica de Robertson-Walker* (R-W), describiendo la geometría del espacio-tiempo. Esta métrica viene especificada por dos parámetros: el factor de escala $a(t)$ que describe cómo las distancias en el universo escalan con el tiempo (por convención al tiempo presente t_0 ,

$a(t_0) = 1$) y la curvatura espacial k :

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right] \quad (2.1)$$

El parámetro k puede tomar valores de $-1, 0, 1$ para un universo abierto, plano y cerrado respectivamente; ds^2 representa el tiempo propio describiendo la distancia de dos eventos; t es la coordenada del tiempo, r la coordenada espacial radial, θ y ϕ son coordenadas angulares.

Por otro lado, el *redshift* cosmológico o corrimiento al rojo cosmológico $z(t)$ está relacionado con el factor de escala $a(t)$ de la siguiente manera:

$$1 + z(t) = \frac{a(t_0)}{a(t)} \quad (2.2)$$

En la interpretación clásica del corrimiento al rojo éste está relacionado con el desplazamiento Doppler debido a la velocidad de la fuente con respecto al observador. De una manera similar podemos asociar una *velocidad de recesión* v al corrimiento al rojo. Siguiendo esta similitud podemos escribir una relación entre esta velocidad y la distancia d a la fuente:

$$d = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} v \quad (2.3)$$

Y se define el parámetro de Hubble como:

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \quad (2.4)$$

y la constante de Hubble:

$$H_0 = H(t_0) \quad (2.5)$$

Las ecuaciones de campo de Einstein para un espacio-tiempo que obedece la métrica R-W y asumiendo que el universo puede ser descrito como un fluido ideal, se obtienen las ecuaciones de Fridmann, que describen la expansión y evolución del universo:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\Pi G}{3} \left(\rho + \frac{3p}{c^2} \right) + \frac{\Lambda}{3} \quad (2.6)$$

y

$$\left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\Pi G \rho}{3} - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (2.7)$$

donde G es la constante gravitacional de Newton, p es la presión, ρ es la densidad de masa y Λ es la energía de vacío o constante cosmológica. Cuando calculamos la densidad y la presión tenemos que tomar en cuenta tanto el contenido de radiación como el contenido de materia del universo.

En el escenario cosmológico la radiación y la materia evolucionan de manera diferente, la densidad de materia escala como $a(t)^{-3}$, mientras que la densidad de energía de radiación como $a(t)^{-4}$. Por lo tanto, consideramos dos épocas diferentes en la historia evolutiva del universo, una dominada por radiación y otra dominada por materia. La época en donde las densidades de las especies fueron casi iguales es llamada *Época de Equivalencia o Equidad*. Por otro lado, la constante cosmológica fue introducida por Einstein para tener una solución y obtener un universo estático. Sin embargo, ésta fue abandonada cuando la expansión acelerada del universo fue descubierta usando Supernovas tipo Ia. La densidad del universo está directamente relacionada con su geometría a través del parámetro Ω .

$$\Omega = \frac{\bar{\rho}}{\bar{\rho}_{cr}} \quad (2.8)$$

donde $\bar{\rho}_{cr}$ es la *Densidad Crítica* del universo:

$$\bar{\rho}_{cr}(t) = \frac{3H^2(t)}{8\Pi G} \quad (2.9)$$

El valor de $\bar{\rho}_{cr}$ está relacionado con la geometría del universo: si Ω es mas grande que 1 estaríamos en un universo cerrado; si Ω es menor que 1 en un universo abierto; si Ω es igual a 1 en un universo plano.

2.2. Formación de Estructura

Mediante observaciones de supernovas distantes (Tiess et al. 1998; Perlmutter et al. 1999) y mediciones precisas de las fluctuaciones del fondo cósmico de microondas (Spergel et al. 2003) han establecido un nuevo paradigma cosmológico: estamos en un universo plano y expandiéndose aceleradamente con una densidad de materia baja. Mucha de la materia en el universo esta en forma de una especie a un desconocida llamada *Materia Oscura*, probablemente materia oscura fría (CDM por sus siglas en ingles *Cold Dark Matter*). Mientras que ésta es responsable de la formación de estructuras y el agregamiento de materia en el universo, la mayor parte se encuentra en forma de una misteriosa energía oscura. Esta energía oscura se comporta como la constante cosmológica Λ de Einstein la cual podría ser la responsable de la aceleración de la expansión cósmica, o bien, podría indicar que nuestro entendimiento de la gravedad a escalas cosmológicas es incompleta¹.

Mientras que el universo es homogéneo e isotrópico a gran escala ($\approx 100Mpc$), inhomogeneidades de densidad espacial llegan a ser importantes a escalas pequeñas. De hecho, se cree que estas son las semillas de las estructuras jerárquicas en el universo actual. En esta sección consideraremos el crecimiento de tales inhomogeneidades en la teoría lineal.

Un ingrediente estándar y muy importante en la evolución del universo es la *in acción* (Guth 1981). Esta *in acción* se da poco después del Big Bang, el universo entra en una fase de expansión extremadamente rápida.

En nuestra visión actual de la formación de estructura asumimos que el universo primordial no es completamente uniforme. En lugar de ésto, fluctuaciones de densidad pequeñas fueron impresas en el universo primigenio. Como el universo evolucionó, las pequeñas fluctuaciones cuánticas que estuvieron presentes en los primeros instantes del universo crecieron a escalas cosmológicas. Esto implica que después de esta expansión rápida la materia en el universo es distribuida homogéneamente, resultando es las estructuras que se observan actualmente.

Para una descripción de las inhomogeneidades en el campo de densidad primordial es

¹“Le Verrier en 1859 interpreto variaciones en la órbita de Mercurio causadas por un planeta oscuro el cual llamó Vulcan. El planeta nunca fue encontrado, sin embargo, en 1915 Einstein extendió la ley de gravitación de Newton y pudo explicar con gran precisión el desplazamiento del perihelio de Mercurio“

conveniente definir el contraste de densidad como

$$\delta(\mathbf{x}) = \frac{\rho(\mathbf{x}) - \bar{\rho}}{\bar{\rho}} \quad (2.10)$$

donde $\rho(x)$ es el campo de densidad y $\bar{\rho}$ es el campo de densidad media. las tres ecuaciones que describen la evolución de una perturbación de densidad para el modelo de materia oscura fría y estas son: la ecuación de continuidad que representa la ley de conservación para el fluido; la ecuación de Euler describiendo el movimiento del elemento de fluido con velocidad peculiar \mathbf{v} , la cual representa la ecuación de movimiento; y la ecuación de Poisson que representa el potencial gravitacional peculiar ϕ generado por las fluctuaciones de densidad.

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{1}{a} \nabla \cdot [(1 + \delta)\mathbf{v}] = 0, \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{a} (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \frac{\dot{a}}{a} \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho a} \nabla p - \frac{1}{a} \nabla \phi, \quad (2.12)$$

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G \bar{\rho} a^2 \delta, \quad (2.13)$$

Ahora asumimos que $\rho(x)$ y \mathbf{v} satisfacen las siguientes condiciones (\mathbf{t} es el tiempo cósmico y \mathbf{d} es la longitud de coherencia del campo de densidad de materia):

$$\delta \ll 1 \quad (2.14)$$

$$\left(\frac{vt}{d}\right)^2 \ll \delta \quad (2.15)$$

Bajo estas suposiciones el sistema de ecuaciones se puede simplificar y escribir como:

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial t^2} + 2 \frac{\dot{a} \partial \delta}{a \partial t} = 4\pi G \bar{\rho} \delta \quad (2.16)$$

Esta ecuación tiene dos soluciones. La primera $D_+(t)$ describe el crecimiento de las perturbaciones con el tiempo, la otra $D_-(t)$ es una función decreciente del tiempo cósmico y describe el decaimiento de las perturbaciones. Después de un intervalo pequeño de tiempo $D_-(t)$ llega a ser despreciable. De modo que podemos referirnos al crecimiento como $D(t)$.

La evolución lineal del campo de densidad entonces es escrito de la forma (t_i representa el tiempo de referencia inicial):

$$\delta(x, t) = \delta(x, t_i) \frac{D(t)}{D(t_i)} \quad (2.17)$$

2.3. Aproximación de Zeldovich

Una alternativa para la evolución no-lineal del campo de densidad es el desarrollado por Zeldovich en 1970, que hoy conocemos como aproximación de Zeldovich, o teoría lagrangiana de perturbaciones. En este método, se calcula el desplazamiento inicial de un elemento del fluido, representado por una partícula, extrapolando el movimiento en esta dirección inicial. De esta manera, expresamos la posición de una partícula dada (en coordenadas físicas r) como:

$$\vec{r} = a(t)\vec{q} + b(t)\vec{f}(\vec{q}). \quad (2.18)$$

donde $a(t)$ representa la expansión de Hubble. mientras que el segundo término puede ser entendido como una perturbación a la distribución homogénea de partículas, la cual se anula cuando $t \rightarrow 0$. \vec{q} representa las coordenadas comóviles iniciales a $t = 0$, y $b(t)$ es una función del tiempo que modela la evolución temporal del campo de desplazamiento $\vec{f}(\vec{q})$. Fijando un conjunto de observadores en reposo con respecto al fluido, las coordenadas \vec{q}

definen un sistema que fija una posición constante a través del tiempo, para cada elemento de materia. Entonces, \vec{r} representa la *posición euleriana* y \vec{q} la *posición lagrangiana*.

Por otro lado, a primer orden, podemos expresar la ecuación anterior como:

$$x_i = \frac{r_i}{a(t)} \approx \prod_{ij} q_j + \frac{b(t)}{a(t)} \frac{\partial f_i}{\partial q_j} q_j \equiv A_{ij}(t) q_j \quad (2.19)$$

Para obtener la densidad euleriana es necesario calcular el jacobiano de la transformación (2.18). Esto se debe a que los elementos de volumen satisfacen: $d^3r = P(t)d^3q$. En la coordenadas lagrangianas \vec{q} , la densidad es constante por definición $\rho = \rho_b$. Dado que el tensor de esfuerzos, $\partial f_i / \partial q_j$, es simétrico (ya que asumimos que la perturbación en la densidad se debe sólo al modo creciente, como vimos en la sección anterior), es diagonalizable. Si denotamos con (α, β, γ) , los autovalores en orden creciente, calculando $P(t)$ obtenemos:

$$\frac{\rho}{\rho_b} = \left[\left(1 + \frac{b}{a}\alpha\right) \left(1 + \frac{b}{a}\beta\right) \left(1 + \frac{b}{a}\gamma\right) \right]^{-1}. \quad (2.20)$$

Para regiones con autovalores negativos, se producirá un aumento de la densidad con respecto al fondo. En estas regiones, el colapso comenzará en primera instancia en la dirección del autovalor correspondiente al autovalor negativo con el mayor valor absoluto. En el caso de regiones con perturbaciones en forma de elipsoides triaxiales, el colapso se desarrollará a lo largo del eje más corto. De este modo la gravedad acentúa esfericidades, dejando estructuras aplanadas, conocidas como *panqueques de Zeldovich*. La densidad diverge cuando la densidad alcanza el valor de $-a/b$. Las zonas donde la densidad se hace infinita se las denomina sobredensidades cáusticas.

Debido a que el tensor de esfuerzos es simétrico, el campo de desplazamiento es irrotacional, por lo tanto puede ser expresado como el gradiente de un potencial escalar ψ :

$$\vec{f}(\vec{q}) \Rightarrow \frac{\partial f_i}{\partial q_i} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial q_i \partial q_j} \quad (2.21)$$

Si linealizamos la ecuación (1.21), el contraste de densidad queda expresado:

$$\delta = -\frac{b}{a}(\alpha + \beta + \gamma) = -\frac{b}{a} \nabla \cdot f \quad (2.22)$$

$$\vec{u} = -\frac{1}{a} \left(\dot{r} - \frac{\dot{a}}{a} \vec{r} \right) = \left(-\frac{\dot{b}}{a} - \frac{\dot{a}b}{a^2} \right) \vec{f} \quad (2.23)$$

Cuando las fluctuaciones de densidad son pequeñas, el tratamiento a primer orden ya sea lagrangiano o euleriano, resulta equivalente. En este límite, las soluciones de las ecuaciones anteriores son idénticas a las obtenidas en la teoría euleriana de primer orden.

A partir de $\delta = -(b/a) - \vec{\nabla} \cdot f$, podemos decir entonces que $[b(t)/a(t)] = D(t)$, donde $D(t)$ es el factor de crecimiento euleriano. Por lo tanto tenemos:

$$\vec{x} = \vec{q} + D(t)\vec{f}(q), \quad (2.24)$$

La ventaja fundamental de la aproximación de Zeldovich radica en que normalmente aproxima la solución no lineal mucho más tiempo que la teoría euleriana. Es decir, para obtener resultados comparables en precisión con la teoría de perturbaciones lagrangianas de primer orden, es necesario incluir órdenes más altos en el desarrollo euleriano. Es por esto que la aproximación de Zeldovich, es utilizada normalmente para calcular condiciones iniciales en simulaciones cosmológicas.

2.4. Espectro de Potencia

El espectro de potencia al tiempo de la recombinación $P_r(k)$ depende de la evolución lineal de las perturbaciones gravitacionales en el universo temprano. En el modelo cosmológico estandar, las estructuras se forman del colapso gravitacional de las pequeñas fluctuaciones primordiales en el campo de densidad (*escenario de inestabilidad gravitacional*). Como se mencionó anteriormente, el modelo inercial explica el origen de estas

anisotropías en el universo primordial. Podemos observar estas fluctuaciones del campo de densidad sólo después de la época de recombinación, cuando el universo llega a ser transparente a la radiación. La relación entre el espectro de potencia de las fluctuaciones primordiales P_{pr} y el espectro de potencia en la época de recombinación P_r puede ser expresada en términos de la *función de transferencia* $T(k)$. Esta función encapsula los procesos que hacen cambiar al espectro de potencias primordial hasta la época de recombinación; crecimiento bajo auto-gravitación, efectos de presión y procesos disipativos.

$$P_r(k) = P_{pr}(k)T^2(k) \quad (2.25)$$

Calcular la función de transferencia es todo un reto, principalmente porque es una mezcla entre materia y partículas relativistas. Para un espectro de materia oscura fría, Bardeen et al. (1986) encontró una aproximación

$$T(k) = \frac{\ln(1 + 2,34q)}{2,34q} [1 + 1,39q + (16,1q)^2 + (5,46q)^3 + (6,71q)^4]^{-1/4}, \quad (2.26)$$

donde $q = kh/\Gamma Mpc$, y Γ es el parámetro de forma, $\Gamma = \Omega_m h$. Sugiyama (1995) obtuvo una forma más general del parámetro de forma, que es dado por:

$$\Gamma = \Omega_m h \exp \left[-\Omega_b \left(1 + \frac{\sqrt{2h}}{\Omega_m} \right) \right], \quad (2.27)$$

donde Ω_b es el parámetro de densidad de la fracción de bariones

La subsecuente evolución de las perturbaciones puede ser seguida con métodos de perturbación (*teoría lineal*), siempre que las perturbaciones sean pequeñas. Después, su densidad llega a ser relevante y se aplican métodos de *perturbación no-lineal*. Por ejemplo, los halos de materia oscura fría están en el régimen no-lineal, mientras que los supercúmulos pueden ser considerados dentro del régimen cuasi-lineal.

El modelo Λ CDM predice que el espectro de potencia cumple con una ley de

potencia como:

$$P(k) = Ak^n \quad (2.28)$$

Hay un caso especial, cuando $n = 1$ la ecuación anterior tiene la propiedad de que el contraste de densidad tiene la misma amplitud en todas las escalas cuando las perturbaciones entran al horizonte. Este caso es el llamado *Espectro de Potencia de Harrison y Zeldovich* (Zeldovich (1972), Harrison (1970)). El parámetro σ_8 , representa la varianza del campo de densidad calculada sobre esferas de radio $8Mpc/h$, usando un filtro *top-hat*, que es usado para parametrizar la normalización de $P(k)$. La varianza para una escala finita R es:

$$\sigma^2 = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^{R^{-1}} k^2 W^2(kR) P(k) dk \quad (2.29)$$

donde $W(kR)$ es la representación de Fourier de un filtro *top-hat* en el espacio real encerrando una masa M en la densidad media del universo, que es dada por

$$W(rR) = 3 \left(\frac{\sin(kR)}{(kR)^3} - \frac{\cos(kR)}{(kR)^2} \right) \quad (2.30)$$

El valor de $\sigma(R)$ derivado de la distribución de las galaxias normales es aproximadamente la unidad en esferas de $R = 8h^{-1}Mpc$, una cantidad conocida como σ_8 . La importancia del parámetro σ_8 esta relacionado con el hecho de que este radio corresponde fuertemente al tamaño típico de la fluctuación en donde los cúmulos se forman. En otras palabras, este parámetro esta relacionado tanto para la normalización del espectro de potencia como para el tiempo de formación de estructura.

2.5. Simulaciones Cosmológicas

Durante las últimas décadas, las simulaciones numéricas de la formación de estructura cósmica han llegado a ser una herramienta teórica muy poderosa a la hora de interpretar y algunas veces dirigir las observaciones cosmológicas. Estas simulaciones cierran la brecha que a menudo existe entre la teoría y las observaciones. Son herramientas ampliamente usadas tanto en astrofísica como en cosmología, incluyendo sistemas que comprenden pocos cuerpos como sistemas solares, hasta la evolución y formación de la estructura no lineal a gran escala del universo como filamentos y cúmulos de cientos a miles de galaxias. En particular, las simulaciones constituyen una poderosa e importante herramienta para comprender el cosmos ya que se puede usar para probar y calibrar métodos usados para medir parámetros cosmológicos, proporcionando información acerca de la naturaleza no lineal del agregamiento gravitacional; Una simulación detallada puede proporcionar un medio para comprender los procesos que se producen en escalas de tiempo y distancias cosmológicas.

La generación de simulaciones cosmológicas actual tiene antecedentes que datan de hace más de 50 años. La primer simulación gravitacional de N-cuerpos de galaxias interactuando fue desarrollada por Erik Holmberg 1941. Posteriormente a inicios de los años sesenta se realizaron simulaciones computacionales usando hasta 100 partículas (e.g. von Hoerner 1960 y Aarseth 1963) y llegando a una época de crecimiento en los años ochenta con el desarrollo de algoritmos más rápidos y más eficaces para hacer frente al problema de sistemas en colisión, como los códigos de malla o *particle-mesh* (Hockney & Eastwood 1998) y códigos de árbol (Barnes & Hut 1986).

Una serie de resultados cosmológicos teóricos importantes basados en trabajos que utilizaron simulaciones numéricas es bastante larga, incluyendo resultados fundamentales tales como los perfiles de densidad de halos de materia oscura (Navarro et al., 1996), la dinámica y existencia de subestructura de materia oscura (Tormen, 1997), las propiedades no lineales del agrupamiento de materia oscura (Jenkins et al., 1998), la abundancia de halos (Jenkins et al., 2001), los perfiles de temperatura y de gas de los cúmulos de galaxias (Evrard, 1990), o las propiedades detalladas de las líneas *Lyman* – α en absorción

en el medio de interestelar (Hernquist et al. 1996). Ya que muchos fenómenos astrofísicos involucran una compleja interacción de fenómenos físicos en un amplio rango de escalas, parece claro que la importancia de las simulaciones continuará creciendo. Estas simulaciones se ven aún más aceleradas por el progreso acelerado en la tecnología computacional, lo que hace posible simular modelos cada vez con mayor resolución y en un rango dinámico mayor. Sin embargo, la capacidad computacional es sólo uno de los requisitos para la investigación con simulaciones numéricas. Otro aspecto igual de importante es la disponibilidad de algoritmos numéricos adecuados y códigos capaces de explorar eficazmente las computadoras disponibles para estudiar problemas físicos de interés, de manera precisa y exible para poder introducir nueva física fácilmente.

En este trabajo se utilizaron un conjunto de cinco simulaciones cosmológicas dentro del modelo Lambda-CDM, cada una con diferente semilla para generar las condiciones iniciales. Los parámetros cosmológicos fueron tomados para ser consistentes con los resultados del WMAP7 (Larson et al. 2011, tabla 3). El parámetro adimensional de densidad de materia lo tomamos como $\Omega = 0,27$, el parámetro adimensional de densidad de energía oscura como $\Omega_\Delta = 0,73$, la varianza de las fluctuaciones de densidad de una esfera de $8h^{-1}$ Mpc de radio $\sigma_8 = 0,816$, índice espectral $\eta_s = 0,963$ y el parámetro de Hubble $h = 0,70$. Cada caja de cada simulación tiene una longitud comoving de $L = 100h^{-1}Mpc$ con un total de partículas de materia oscura de $N = 512^3$, y cada partícula tiene una masa de $m_p = 6 \times 10^8 h^{-1} M_\odot$. En la Figura 2.1 se muestra una porción $5Mpc \times 50Mpc \times 80Mpc$ de una de nuestras simulaciones en donde se muestra la ubicación de una asociación compacta, una asociación intermedia y una asociación difusa, encontradas con nuestro identificador de grupos descrito más adelante.

Las condiciones iniciales de cada una de las simulaciones fueron generadas usando la teoría de perturbaciones de segundo orden (Croce, Pueblas & Scoccimarro 2006) y se evolucionaron desde un redshift $z = 50$. Este valor es suficientemente alto para evitar los efectos de las fases de transición que resultan de un truncamiento en la teoría de transición a un redshift de $z \approx 5$ (Tatekawa & Mizuno 2007). Para halos en el rango de masa de $M \epsilon 10^{10-13} h^{-1} M_\odot$, parece que esto no sucede en las teorías de primer y segundo orden a

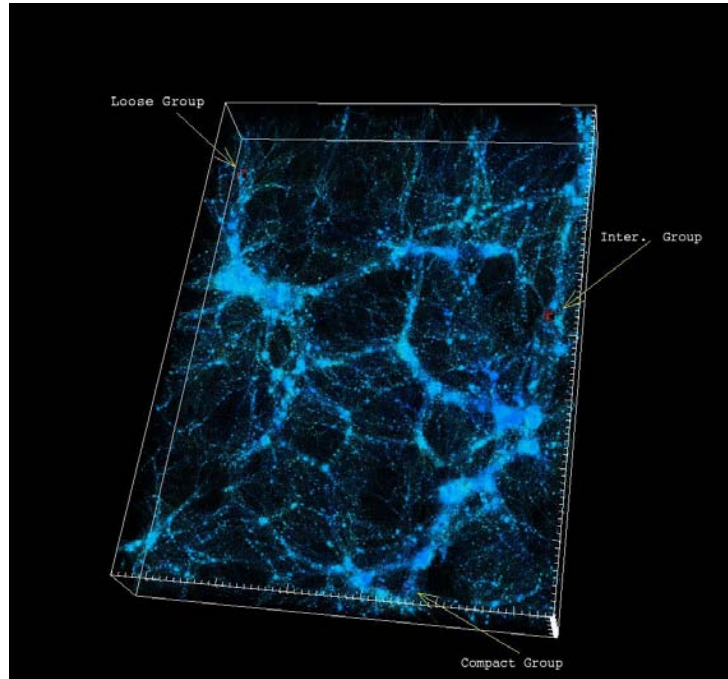


Figura 2.1: Partículas de materia oscura a redshift 0. Se indica la posición espacial de un grupo compacto, un grupo intermedio y un grupo difuso de halos oscuros.

$z = 0$, sin embargo, hay una diferencia importante en las propiedades del halo (Knebe et al. 2009). El espectro de potencias lineal inicial fue calculado usando la función de transición del código CAMB (Lewis, Challior & Lasenby 2000), normalizado de tal manera que se obtenga el valor actual de σ_8 ya mencionado.

Nuestras simulaciones fueron corridas con parámetros similares a los identificados como de alta calidad en las simulaciones de Crocce et al. (2006): por ejemplo usando un radio de suavizamiento de $\epsilon = 20h^{-1}kpc$. Ya que no estamos interesados en la subestructura (halos pequeños con $M < 10^{10}M_{\odot}$), sino en escalas de halos oscuros de galaxias típicas normales con radio virial de $R_{vir} \approx 200kpc$, no esperamos diferencias importantes en nuestros métodos de identificación de grupos como una función del radio de suavizamiento. Entonces probamos y verificamos las simulaciones previas reaciendolas pero ahora con $\epsilon = 1h^{-1}kpc$. En ambos casos se obtuvieron los mismos resultados.

Las simulaciones cosmológicas fueron realizadas con el código GADGET2 por sus siglas en ingles **GA**laxies with **D**ark matter and **G**as int**E**ract (springel 2005). A continuación describiremos los principales rasgos de este código.

Para la simulación de partículas de materia oscura se hace uso de la ecuación de Boltzmann no colisional la cual describe la evolución de un gas sujeto a fuerzas externas,

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \vec{\nabla}_v = 0 \quad (2.31)$$

Si la fuerza es debida a un potencial, tal que

$$\vec{F} = -m \vec{\nabla} \phi \quad (2.32)$$

donde m es la masa de la partícula, la ecuación anterior, evidentemente, se transforma en,

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r - \vec{\nabla} \phi \cdot \vec{\nabla}_v = 0 \quad (2.33)$$

Además, tenemos que este potencial debe satisfacer la ecuación de Poisson,

$$\vec{\nabla}^2 \phi(\vec{r}, t) = 4\pi \int_S f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3v \quad (2.34)$$

donde S simboliza todo el espacio, f se define mediante la definición de la siguiente expresión,

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3 d^3 r \quad (2.35)$$

que viene dada por la masa total de las partículas que se encuentran en un pequeño volumen $d^3 r$ con vértice en \vec{r} y velocidad ubicada también en un pequeño cubo de volumen

d^3v con vértice en \vec{v} . Al no integrar en el espacio, estamos simplemente obteniendo la densidad de masa, posiblemente dependiente del tiempo, $\rho(\vec{r}, t)$, lo que reduce la ecuación de Poisson a la forma conocida.

Las expresiones (2.31) y (2.34) conforman la totalidad de las ecuaciones necesarias para describir la dinámica de un gas no colisional autogravitante en el caso de un universo Newtoniano. Sin embargo, debido a la complejidad de resolver directamente las ecuaciones acopladas por diferencias finitas, se recurre al método de N cuerpos, en el que f ya no es una función continua, sino que pasa a ser una serie de partículas representativas, dadas por deltas de Dirac. En este esquema se introduce un suavizamiento gravitacional ϵ , que permite evitar los incrementos repentinos de fuerza, requiriendo esto un paso de tiempo muy pequeño de manera de seguir correctamente la dinámica de dicha situación. La idea básica detrás del suavizamiento gravitacional es la siguiente: imaginemos un caso puramente newtoniano entre dos partículas. A una de ellas la llamaremos i y a la otra j . La fuerza entre ellas es simplemente,

$$F_{ij} = \frac{Gm_i m_j}{\|\vec{r}_i - \vec{r}_j\|} \quad (2.36)$$

Dado que si \vec{r}_i se aproxima demasiado a \vec{r}_j , la fuerza crece indefinidamente, y como decíamos anteriormente, seguir este proceso requiere un paso de tiempo cada vez más pequeño. Esto se soluciona si agregamos un término extra ϵ^2 de manera que la expresión anterior toma la forma

$$F_{ij} = \frac{Gm_i m_j}{\|\epsilon^2 + \vec{r}_i - \vec{r}_j\|} \quad (2.37)$$

donde ϵ es el llamado radio de suavizamiento. Para el caso del potencial tenemos

$$\phi(\vec{r}, t) = -G \int_s \int_s \frac{f(\vec{r}', \vec{v}', t) d^3v' d^3r'}{\|\epsilon^2 + \vec{r} - \vec{r}'\|} \quad (2.38)$$

Considerando la expansión, respecto a la evolución del sistema, ésta queda descrita por

el Hamiltoniano

$$H = \sum_{i=1}^N \frac{\vec{p}_i^2}{2m_i a^2(t)} + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1, j \neq i}^N \frac{m_i m_j \phi(\vec{x}_i - \vec{x}_j)}{a(t)} \quad (2.39)$$

donde \vec{p}_k y \vec{x}_k son vectores de coordenadas comóviles. El caso Newtoniano se obtiene con $a=1$. El momentum canónico viene dado por $\vec{p}_k = a^2(t)m_k\dot{\vec{x}}_k$. La evolución temporal $a(t)$ se determina directamente de la ecuación de Friedmann, eligiéndose el modelo deseado.

Para el caso de una caja periódica de largo L , se tiene que el potencial ϕ viene dado por:

$$\nabla^2 \phi(\vec{x}) = 4\pi G \left[-\frac{1}{L^3} + \sum_{\vec{n}} W(\vec{x} - \vec{n}L, 2, 8\epsilon) \right] \quad (2.40)$$

donde ϵ es el suavizamiento y \vec{n} simboliza un vector de números naturales y W se denomina el núcleo o kernel de interpolación. El potencial peculiar lo definimos como

$$\phi = \sum_{i=1}^N m_i \phi(\vec{x} - \vec{x}_i) \quad (2.41)$$

este potencial satisface la ecuación de Poisson en donde la densidad del lado derecho es el campo de fluctuaciones de densidad,

$$\nabla^2 \phi(\vec{x}) = 4\pi G [\rho(\vec{x}) - \bar{\rho}] \quad (2.42)$$

Esto concluye la descripción de cómo modelaremos la materia oscura. La fuerza gravitacional de corto alcance es hallada mediante una expansión multipolar jerárquica o lo que también se conoce como algoritmo de árbol, mientras que las fuerzas de largo alcance son determinadas con técnicas de Fourier a través del algoritmo *TreePM* (*particle-mesh*), que a continuación describiremos.

2.6. Algoritmo de árbol

Este algoritmo (Barnes & Hut 1986) divide el espacio recursivamente en celdas cúbicas (oct-tree) jerárquicamente, en donde cada una de ellas contiene una o más partículas, estas celdas son divididas repetidamente en ocho nodos hijos de longitud igual a la mitad inicial. como se puede observar en la figura 2.2, esta división cesa hasta que cada nodo contenga una sola partícula. Si el nodo base de tamaño s que está a una distancia d del punto donde se desea determinar la fuerza gravitacional satisface que $s/d < \theta$ donde θ es el criterio usado, las partículas en esa celda son tratadas como una pseudopartícula localizada en el centro de masa de la malla; por lo tanto se utilizará la expresión multipolar para calcular la fuerza gravitacional. Si el criterio anteriormente mencionado no se satisface, el nodo será abierto, es decir, se analizarán los nodos hijos. El criterio que utiliza Gadget está dado por:

$$\frac{GM}{r^2} \left(\frac{l}{r} \right)^2 \leq \alpha |a|, \quad (2.43)$$

donde M es la masa del nodo, l su extensión y r su distancia. $|a|$ es la aceleración total obtenida en el paso de tiempo anterior y α es un parámetro de tolerancia.

Sin embargo, la expansión que utiliza Gadget es monopolar; aunque sólo este término no es muy aproximado para calcular la fuerza, los nodos cúbicos con momentos monopolares pueden ser construidos con muy bajo costo computacional. Finalmente, es importante recalcar que el resultado final de la fuerza gravitacional usando este algoritmo de árbol, sólo es una aproximación de su valor verdadero. Sin embargo, este error puede ser controlado convenientemente modificando el criterio para los nodos.

2.7. Método TreePM

Este método tiene cuatro pasos fundamentales, el primero es determinar la densidad en la malla, a continuación se calcula el potencial, posteriormente se determina el campo de fuerza y por último se asigna la fuerza ejercida sobre cada partícula.

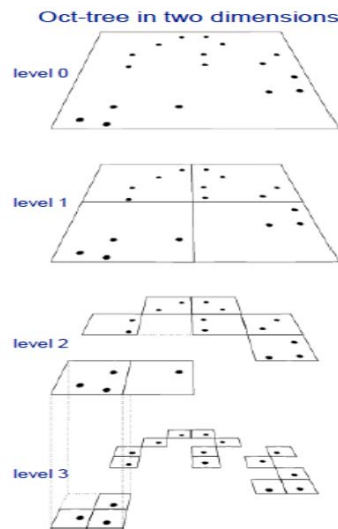


Figura 2.2: Ilustración esquemática de Barnes & Hut 1986 en dos dimensiones. Las partículas son primeramente encerradas en un cuadrado base. Este cuadrado es entonces subdividido iterativamente en cuatro cuadrados de la mitad de su tamaño, hasta que exactamente cada cuadrado tiene sólo una partícula.

Para el primer paso, se le asigna a las partículas una función $\rho(x)$. De manera que, para cada malla, se asigna la fracción de masa que cae dentro de esa celda. La forma más simple asigna cada partícula a un punto de la malla, sin ninguna contribución de masa a ningún otro punto de la celda. Aquí, $\rho(x) = \delta(x)$. Sin embargo, este método genera muchos errores, por lo que el más común es el llamado *nube en la celda* (CIC), el cual utiliza 8 puntos de la celda para definir una celda cúbica la cual contenga una partícula. Esta forma trata a cada partícula como una nube de densidad uniforme. Una vez se decida la forma de $\rho(x)$, se hace una convolución de esta función y se obtiene la densidad, $\rho(k)$. En el espacio de Fourier, el potencial está dado por:

$$\hat{\phi}(k) = \hat{g}(k) \cdot \hat{\rho}(k)$$

donde $\hat{g}(K)$ es la función de Green y es igual a $-4\pi G/k^2$. Así que una vez determinada

la densidad en el espacio de Fourier, se multiplica por la función de Green para hallar el potencial. Para obtener el potencial físico $\phi(x)$, es necesario hacer una transformación de Fourier (FFT). Con este potencial, se determina el campo de fuerza y finalmente, la fuerza sobre cada partícula.

Las características más importantes de este método es que es muy rápido y simple; sin embargo, la resolución espacial de la fuerza está limitada al tamaño de la malla, lo cual hace que este algoritmo no sirva para algunas simulaciones cosmológicas, por ejemplo, no sería posible resolver la estructura interna de los halos a gran escala.

2.8. Halos y sus Propiedades

El objetivo de un identificador de halos es encontrar o identificar agrupaciones jerárquicas de grupos dentro de grandes conjuntos de partículas (materia oscura, estrellas o partículas de gas) producidas por simulaciones cosmológicas. Una variedad de métodos han sido desarrollados y han mejorado al pasar de los años. Sin embargo, en el fondo todos estos métodos tratan de identificar los picos en el campo de densidad y el grupo de partículas que se encuentran alrededor de estos picos de densidad.

El método clásico para la identificación de estructuras aisladas es el algoritmo puramente geométrico Friends-of-Friends (FoF) (e.g. Davis et al. 1985) en donde las partículas más cercanas a una escala de longitud (*linking length*) son conectadas. La estrategia de este método consiste en buscar los vecinos de un punto inicial, luego los vecinos de los vecinos y así hasta que se terminan los vecinos o los puntos, y la muestra completa queda asignada a un único sistema.

Muchos identificadores de halos han sido desarrollados en las últimas décadas los cuales emplean una medida explícita del campo de densidad. Uno de los primeros métodos en hacerlo fue el algoritmo de sobredensidad esférica (SO, por sus siglas en inglés spherical

overdensity , Press & Schechter, 1974; Warren et al. 1992; Lacey & Cole 1994). Posteriormente en los años noventa se desarrollo el algoritmo DENMAX (Bertschinger & Gelb 1991; Gelb & Bertschinger 1994) el cual usa una malla para calcular el campo de densidad y entonces mueve las partículas a una posición dada por el gradiente de densidad hasta que una densidad local máxima es alcanzada. Otro método desarrollado a finales de esta misma década es el método BDM (Klypin & Holtzman 1997; Klypin et al. 1999), el cual usa esferas localizadas aleatoriamente con un radio previamente definido el cual es iterativamente movido al centro de masas de las partículas contenidas dentro de cada esfera hasta que la densidad central es encontrada. Gill et al. (2004) uso una malla generada jerárquicamente por un código de refinamiento de malla adaptativa (AMR por sus siglas en ingles, Adaptative Mesh Refinement , Knebe et al. 2001, MLAPM) para construir un identificador de halos, MHF. La malla jerárquica es construida de tal manera que la malla es refinada en zonas de alta densidad y, por lo tanto, traza naturalmente contornos de densidad. Ésto no solo puede ser usado para identificar halos sino tambien subestructuras.

Para identificar los halos en nuestras simulaciones elegimos el identificador de halos sucesor del método MHF llamado AHF, por sus siglas en ingles, Amiga Halo Finder (Gill et al. 2004; Knollmann & Knebe 2009) como nuestro algoritmo de identificación de halos de materia oscura. Este identificador empieza cubriendo la simulación entera con una malla regular de un tamaño elegido por el usuario (la malla dominio, descrita por el parámetro DomGrid). En cada celda la densidad de la partícula es calculada por medio de un esquema de nube de forma triangular (TSC) (Hockney & Eastwood 1988). Si la densidad de la partícula excede un umbral dado (el criterio de refinamiento sobre la malla dominio, DomRef), la celda será refinada y cubierta por una malla más fina con la mitad del tamaño de la celda. Sobre la malla más fina (si esta existe), la densidad de la partícula es recalculada en cada celda y entonces cada celda excediendo otro umbral dado (el criterio de refinamiento sobre las mallas refinadas, RefRef) es refinada nuevamente. Esto se repite hasta que se alcanza una malla en la que ninguna celda necesita más refinamiento. Un ejemplo de esto puede ser apreciado en la figura 2.3. En esta figura, el refinamiento de la malla es superpuesta sobre la densidad proyectada de la distribución de partículas. El panel (a) corresponde al nivel de refinamiento número 3, (b) nivel de refinamiento 4, (c) nivel de refinamiento 5 y por último, (d) nivel de refinamiento número 6.

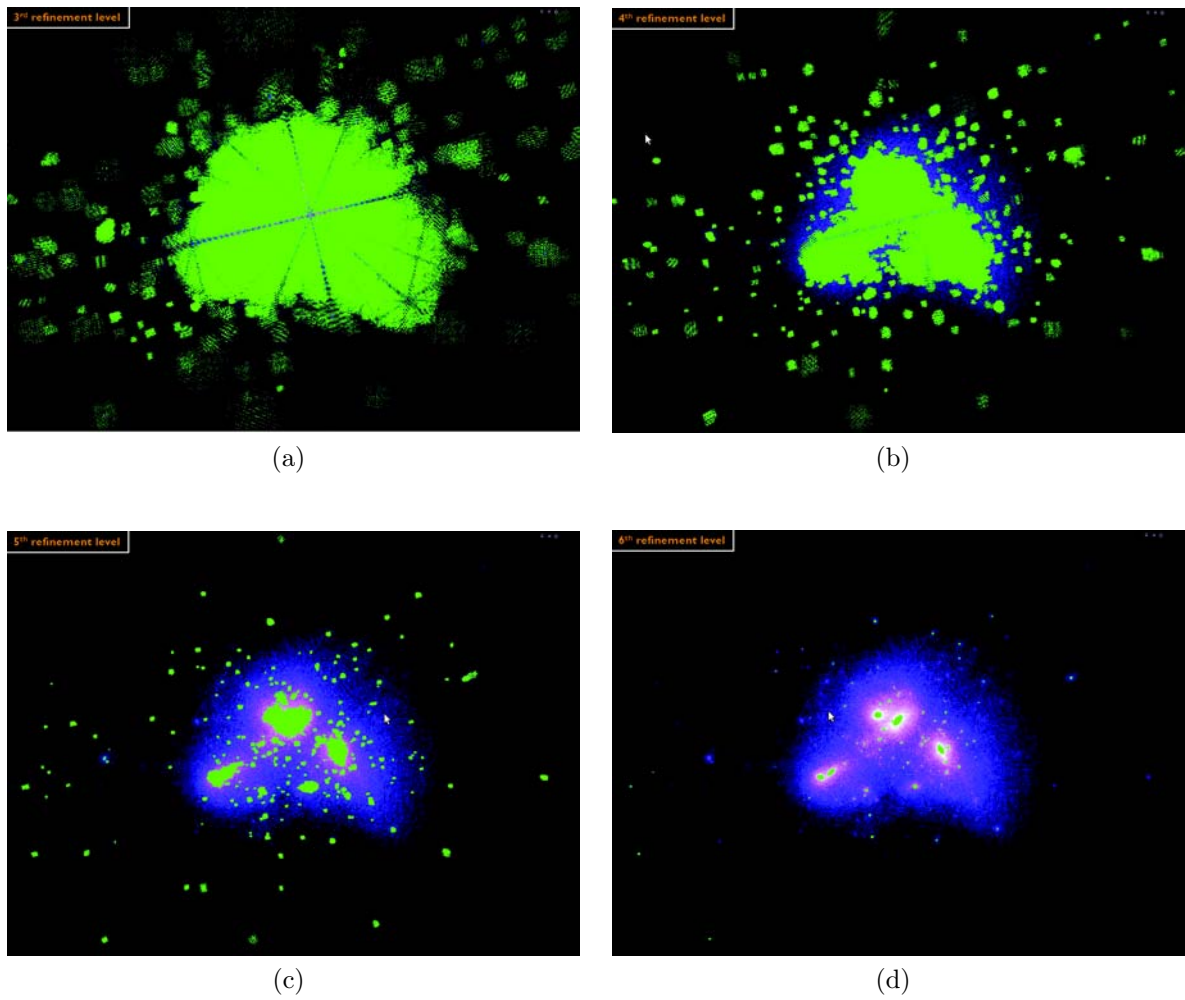


Figura 2.3: Esta figura muestra una serie de 4 niveles de refinamiento consecutivos de la estructura de malla empezando en la figura (a) con el nivel de refinamiento número 3 superpuesta sobre la densidad proyectada de la distribución de partículas, hasta (d) con nivel de refinamiento 6

se debe notar que se usan dos criterios de refinamiento, uno para la malla dominio y otro para los refinamientos. Siguiendo este procedimiento obtenemos una malla jerárquica construida de tal manera que ésta traza el campo de densidad y por lo tanto puede ser usada para encontrar estructuras en simulaciones cosmológicas: empezando sobre la malla más fina, las regiones aisladas son identificadas y marcadas como halos candidatos. En la malla más gruesa nuevamente los refinamientos aislados son buscados y marcados,

pero ahora sólo las regiones identificadas de la malla más fina son ligadas a su volumen correspondiente en la malla más gruesa. Debe subrayarse que por construcción el volumen cubierto por la malla más fina es un subconjunto del volumen cubierto por la malla más gruesa.

Posteriormente, se construye un árbol de mallas anidadas y se siguen los halos de adentro hacia afuera, paso a paso de niveles de contorno de densidad muy altas a niveles de densidad del fondo. En un último paso, ya que el bosque es construido, la clasificación de subestructura se puede hacer. Para ello, se procesa cada árbol empezando de un nivel más grueso hacia abajo, a los niveles más finos, como se observa en la Figura 2.3. Una vez que el nivel más fino se divide en dos o más partes, se necesita tomar una decisión de hacia dónde la rama principal continua. Esta decisión se toma con base en el número de partículas que tiene cada parte fina y se elige como rama principal la que contenga el mayor número de partículas, mientras que las otras son marcadas como subestructura.

Suponiendo que cada hoja de cada rama del árbol de malla corresponde a un halo, se empieza a seleccionar partículas asignando todas las partículas a las mallas aisladas correspondientes a su centro. Una vez que dos halos se fusionan en un nivel más grueso, tentativamente se asignan todas las partículas dentro de una esfera dada por la mitad de la distancia al halo host. Entonces se considera al halo en aislamiento entonces iterativamente se remueven las partículas no unidas al halo. Haciendo esto para todos los centros tentativos, se construye una lista de halos con sus respectivas partículas; se debe notar que los subhalos son incluidos en sus halos padre por construcción, sin embargo, hay la opción de no incluirlos.

La extensión de los halos está definida de tal forma que el radio virial es dado por

$$\bar{\rho}(r_{vir}) = \Delta_{vir}(z)\rho_b \quad (2.44)$$

donde $\bar{\rho}(r)$ es la sobredensidad dentro de r , y ρ_b es la densidad de fondo. Por lo tanto la masa del halo se convierte en

$$M_{vir} = 4\pi\rho_b \Delta_{vir}(z)r_{vir}^3/3. \quad (2.45)$$

donde Δ_{vir} es la sobredensidad virial y depende del redshift y de la cosmología dada; sin embargo, también es posible elegir una sobredensidad fija Δ . Esta definición para la extensión de un halo no necesariamente se mantiene para subhalos, ya que puede ocurrir que la sobredensidad nunca caiga por debajo del umbral dado. Por lo tanto el subhalo es truncado a sobredensidades más altas, dadas por el incremento del perfil de densidad. Para los halos host inicialmente se incluyen todas las partículas fuera del primer contorno de isodensidad que cumple con el criterio $\rho_{iso} < \Delta_{vir}(z)\rho_b$. Entonces el mismo procedimiento mencionado arriba es aplicado, i.e., el halo es considerado en aislamiento y las partículas no unidas se remueven iterativamente.

La lista de partículas unidas serán usadas para calcular las propiedades canónicas como el perfil de densidad, curva de rotación, masa, spin, entre otras. Por último, el catálogo de halos completo se construye. AHF produce tres archivos de salida: el primero contiene las propiedades de los halos, el segundo contiene información sobre la subestructura y el tercero proporciona, para cada halo, una lista de los IDs de todas las partículas asociadas a cada halo. Con el fin de tener bien definidos los halos, es decir, sin mucho ruido numérico, seleccionamos halos con un número mínimo de partículas de $N_p = 100$. En nuestras simulaciones esto corresponde a halos con masa mínima de $M_{min} \approx 6 \times 10^{10} h^{-1} M_{\odot}$. En cada simulación el código AHF encontró aproximadamente 50000 halos.

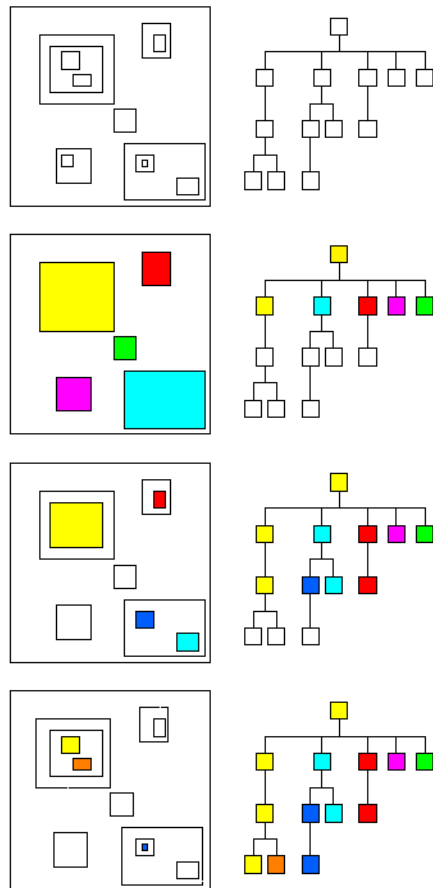


Figura 2.4: Ilustración del proceso de clasificación de un árbol de malla en subestructuras. En el primer renglón en la parte izquierda se muestra una estructura de malla arbitraria y a la derecha su árbol de malla correspondiente. La clasificación empieza etiquetando la malla más gruesa como parte del halo host y entonces se procede al siguiente nivel. Esto se representa en el segundo nivel: cinco mallas aisladas son embebidas y la que tiene el mayor número de partículas es marcada como *host*. Las otras cuatro mallas son marcadas como subhalos. Este proceso es repetido para los siguientes niveles, siempre decidiendo para cada malla aislada si ésta empieza una nueva subestructura o si es parte de la estructura padre. Figura extraída de (Knollmann & Knebe 2009)

Capítulo 3

Materia Oscura en Grupos

3.1. Introducción

Como se mencionó anteriormente, no es nuestro objetivo en este trabajo de tesis el hacer un catálogo sintético parecido a grupos pequeños de galaxias, compactos o difusos, para hacer una comparación directa con observaciones. Nuestro objetivo es determinar físicamente grupos pequeños de halos en nuestras simulaciones cosmológicas dentro del modelo λ CDM. Sin embargo, estos grupos pueden ser comparados con grupos pequeños de galaxias en términos de su distribución de materia oscura intragrupal.

Para hacer esta comparación, definimos cantidades físicas claras en nuestro algoritmo de búsqueda. Por esta razón, determinamos grupos de halos oscuros que tengan alta probabilidad de hospedar galaxias normales. Aplicamos la siguiente estrategia:

En este capítulo estamos interesados en la distribución de materia oscura dentro de sistemas que son similares a los grupos pequeños de galaxias que se observan. La investigación derivada de tal estudio fue publicada en un artículo de investigación, el cual es el contenido de este capítulo y se anexa a continuación.

Mi contribución en este artículo fue el desarrollar cinco simulaciones cosmológicas, apliqué el paquete AMIGA para encontrar los halos de materia oscura en las simulaciones,

programé el algoritmo de búsqueda de los grupos pequeños de halos oscuros así como otras rutinas de análisis de las simulaciones, analicé todas las simulaciones y escribí parte del artículo.

INTRAGROUP DARK MATTER DISTRIBUTION IN SMALL GROUPS OF HALOS IN A Λ CDM COSMOLOGY

H. Aceves, F. J. Tamayo, L. Altamirano-Dévora, F. G. Ramón-Fox, R. Cañas & M. Reyes-Ruiz

Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Ensenada, B. C., Mexico

Received March 14 2014; accepted September 24 2014

RESUMEN

Se estudia la distribución de materia oscura intragrupal en pequeños grupos de halos oscuros de tamaño galáctico en una cosmología Λ CDM. Estos grupos oscuros son identificados utilizando un criterio físico, y pueden ser representativos de pequeños grupos de galaxias. Cuantificamos la cantidad de materia oscura intragrupal y caracterizamos su distribución. Encontramos que las asociaciones compactas de halos, y las intermedias y mucho menos compactas, tienen perfiles de masa oscura algo planos, con pendientes logarítmicas de $\gamma \approx 0$ y ≈ -0.2 , respectivamente. Concluimos entonces que la materia oscura intragrupo en estos sistemas no sigue la misma distribución que la de los halos galácticos. En grupos intermedios u holgados de halos la materia intragrupal es $\lesssim 50\%$, mientras que en los compactos es $\lesssim 20\%$ dentro del radio del grupo.

ABSTRACT

We study the distribution of intragroup dark matter in small groups of dark matter galaxy size halos in a Λ CDM cosmology. These groups are identified using a physical criterion and may be an appropriate representation of small galaxy groups. We quantify the amount of intra-group dark matter and characterize its distribution. We find that compact associations of halos, as well as intermediate and loose groups, have rather flat intragroup dark matter profiles, with logarithmic slopes of $\gamma \approx 0$ and ≈ -0.2 , respectively. Hence, the intra-group dark matter of these halo systems does not follow the same cuspy tendency of galactic halos. In intermediate and loose associations of galaxy-size halos, the intragroup matter tends to be $\lesssim 50\%$ of the total mass of the group, while in compact associations it is $\lesssim 20\%$ of the mass within their group radius.

Key Words: dark matter — galaxies: clusters: general — galaxies: halos — large-scale structure of universe — methods: numerical

1. INTRODUCTION

The formation of structures is a general characteristic of the gravitational interaction between particles in the universe, regardless of the cosmological model one uses to describe it. The details of how the growth of structures proceeds in a simulation depend, however, on the adopted cosmological model. It is an observational fact that a large percentage of galaxies at lower redshifts are found in aggregates ranging from small groups to large clusters of galaxies (e.g. Holmberg 1950, Tully 1987, Nolthenius & White 1987, Eke et al. 2004).

The importance of understanding groups of galaxies and the evolution of galaxies within such

environments was the main motivation for early catalogs such as those of (Tully 1980) and (Huchra & Geller 1982), and of more recent observational efforts, including those that aimed to determine the distribution of mass in groups and clusters of galaxies (e.g. Eke et al. 2004, Brough et al. 2006, Berlind et al. 2006, Yang et al. 2007, Tago et al. 2010, Calvi et al. 2011, Carollo et al. 2012, Williams et al. 2012, Domínguez-Romero et al. 2012, Tempel et al. 2014).

In studies of small groups of galaxies, in particular compact ones (e.g. Hickson 1997, Tovmassian et al. 1999, Allam & Tucker 2000, de Carvalho et al. 2005, Niemi et al. 2007, McConnachie et al. 2008, Mamon 2008, Díaz-Giménez et al. 2012),

a recurrent topic is the abundance of physical groups and the explanation of their “existence” given their small crossing times. Dynamical studies (e.g. Barnes 1989, Athanassoula, Makino & Bosma 1997, Gómez-Flechoso & Domínguez-Tenreiro 2001, Aceves & Velázquez 2002) have shown that compact groups may have a long existence, given their initial conditions. Cosmological simulations (e.g. Diaferio et al. 1994, Governato et al. 1996, Casagrande & Diaferio 2006, Sommer-Larsen 2006) have also addressed the question of compact groups, including some of the baryonic gas physics. The comparisons of observed compact associations (CAs) with galaxy mock catalogs led to the conclusion that a significant fraction (about 30%) of the observed compact associations found in observational catalogs are physical systems (e.g. McConnachie et al. 2008, Mamon 2008, Díaz-Giménez & Mamon 2010), with different percentages depending on the details of the selection criteria used for constructing the mock catalogs (e.g. Duarte & Mamon 2014). The problem of the longevity of small compact groups is still an open question.

The amount and distribution of luminous and dark matter in the various structures found in the universe, from galaxies to clusters, is an important problem and may serve to discriminate or impose restrictions to cosmological models. The intracluster light observed in, for example, the Coma Cluster and other clusters (e.g. Zwicky 1951, Gonzalez et al. 2000) suggests that it might be 10 to 50 percent of the total light of such structures. Intragroup diffuse light has also been observed in some Hickson’s compact groups for which different percentages have been suggested; e.g., for HCG44 about 5 percent of the total light (Aguerri et al. 2006), and for HCG95 and HCG79 about 11 and 45 percent respectively (Da Rocha & Mendes de Oliveira 2005).

The content and distribution of dark matter is more or less well established in large structures, such as clusters, by observations and analysis of gravitational lensing (e.g. Bartelmann 2010, Newman et al. 2012), among other methods. (Sand et al. 2004) found that the distribution of dark matter in some clusters of galaxies is inconsistent with the NFW profile. There are almost no studies in the mass range of small groups, $M_g \approx 10^{13} M_\odot$, due primarily to observational limitations. The amount and distribution of dark matter in small groups is important, for instance, for dynamical studies of the interactions between galaxies in such environments. Several authors have investigated the mass content of galaxy groups using lensing methods (e.g. Hoekstra et al. 2001,

Parker et al. 2005, Limousin et al. 2009, Thanjavur et al. 2010, McKean et al. 2010), thus avoiding the complications of other methods that depend on the dynamical state of the system or on its gas temperature. In particular, (Thanjavur et al. 2010) found that dark matter is distributed in a cuspy manner in groups with a mass close to $10^{14} M_\odot$, while (Hoekstra et al. 2001) found a tendency towards an isothermal profile for another set of groups (CNOC2 groups, Carlberg et al. 2001) with a lower mass of $\approx 10^{13} M_\odot$.

The purpose of this work is to quantify and characterize the amount of diffuse or intra-group (IG) dark matter in small groups of galaxy-size dark matter halos; i.e., the dark matter not bound to well-defined virialized halos, which is estimated to be in the mass range of $M \in [10^{11}, 5 \times 10^{12}] h^{-1} M_\odot$. This with the aim of obtaining an estimation of what could be expected in true physical small galaxy groups, since these halos can host normal galaxies. We studied this type of distribution of dark matter using a set of five cosmological simulations within the Λ CDM cosmology (§ 2.1). Bound groups of halos were identified using a physically motivated algorithm that allowed for an unambiguous identification of groups in our simulations (§ 2.2). The membership to a small dark group was determined by considering only halos that could host “normal” galaxies (§ 2.2.2). In the analysis of the simulations, we differentiated, as it is done in observational studies, between compact associations, and intermediate and loose groups, by means of the size of the group radius R_g .

The outline of the paper is as follows. In § 2 we describe our simulations and the methods used in this study, such as the algorithm used to determine which halos belong to a dark group or not. In § 3 we present our results regarding the amount and distribution of intragroup (IG) dark matter, as well as the evolution in time of the IG dark matter profile for compact associations of galaxies. In § 4 we make some final comments on our work.

2. METHODOLOGY

2.1. Cosmological Simulations

Our groups of halos were obtained from a set of five similar cosmological simulations within the Λ CDM model, each differing from each other in the random seed used to generate the initial conditions. The cosmological parameters used are consistent with those of the WMAP7 results (Larson et al. 2011, Table 3), from where we took matter density $\Omega_m = 0.27$, dark energy density $\Omega_\Lambda = 0.73$, spec-

tral index $n_s = 0.963$, mass fluctuation $\sigma_8 = 0.816$ and a Hubble parameter $h = 0.70$. Each simulation box had a comoving length of $L = 100 h^{-1} \text{Mpc}$ with $N_p = 512^3$ dark matter particles, each particle having a mass of $m_p \approx 6 \times 10^8 h^{-1} M_\odot$.

Initial conditions were generated using 2nd-order Lagrangian perturbation theory (e.g. Crocce, Pueblas & Scoccimarro 2006) at a redshift of $z = 50$. This value is sufficiently large to avoid the effects of transient modes that result from a truncation in perturbation theory at redshifts of $z \approx 5$ (e.g. Tatekawa & Mizuno 2007). However, for halos in the range of $M \in 10^{10-13} h^{-1} M_\odot$, it appears that first and second order perturbation methods at $z = 0$ do not make an important difference in halo properties (Knebe et al. 2009). The initial linear power spectrum density was calculated using the transfer function from the cosmic microwave background code CAMB (Lewis, Challinor & Lasenby 2000), normalized so that it gave the current mass fluctuation σ_8 value shown above.

The N -body cosmological simulations were carried out using the publicly available parallel Tree-PM code GADGET2 (Springel 2005). The simulations were run with code parameters similar to those identified as “high quality” (HQ) in the simulations of (Crocce et al. 2006); for example, using a softening length of $\varepsilon = 20 h^{-1} \text{kpc}$. Since we were not interested in small halo substructures, but rather on the dark halos of typical normal galaxies with virial radii of $\approx 200 \text{kpc}$, we did not expect important differences in our group finding methods of such parameters as a function of the softening function. We were able to test and verify this by re-doing three similar simulations but with $\varepsilon = 20 h^{-1} \text{kpc}$.

2.2. Halos and Group Identification

2.2.1. Halos

There are several halo finders, and many of them have been recently compared (Knebe et al. 2011), but newer ones were excluded from that comparison study (e.g. Elahi, Thacker & Widrow 2011, Han et al. 2011). We chose the Amiga Halo Finder (AHF, Gill et al. 2004 and Knollmann & Knebe 2009) as our dark matter halo (DMH) identification algorithm, which uses an adaptive mesh to look for bound particle systems. In order to have well defined halos not much subject to numerical noise, we selected halos with a minimum number of particles of $N_p = 100$, which in our simulations corresponds to halos with masses of $M_{\min} \approx 6 \times 10^{10} h^{-1} M_\odot$. The output of the AHF code provides, among other things, the virial mass and radius of halos and subhalos.

2.2.2. Groups

As noted in § 1, it was not our purpose here to make a mock catalog of small galaxy groups, loose or compact, or to make a direct comparison with observations. Our objective was to determine *physically* bound small groups of halos in our ΛCDM cosmological simulations; these groups, nonetheless, may resemble small galaxy groups with respect to the distribution of their intragroup dark matter. In order to carry out our objective, we defined clear physical quantities in our search algorithm. We proceeded as follows to determine a group of halos that could probably host “normal” galaxies.

First, considering the galaxies of our Local Group as typical of a small galaxy group environment, we determined a halo mass that could be associated with a galaxy like M33. This galaxy was considered as our fiducial lowest total mass for a “normal” galaxy. Using the monotonic mass-luminosity relation of (Vale & Ostriker 2004), with an absolute magnitude of $M_V = -18.9$ for M33 (Mo, van den Bosch & White 2010), we estimated a total mass of $M_{\min} \approx 10^{11} h^{-1} M_\odot$, which is consistent with the value used by (Berlind et al. 2006) with a Halo Occupation Distribution fitted to the SDSS two-point correlation function of galaxies of such luminosity. Thus, we took M_{\min} as the lowest mass of the dark halo of a normal galaxy that could be considered as part of a group of halos. The upper mass was set to be about twice that of the Milky Way, with $M_{\max} \approx 5 \times 10^{12} h^{-1} M_\odot$. Thus, in our simulations we used halos in the mass range $M \in [M_{\min}, M_{\max}]$ as a criterion to determine membership in a small group of halos. In other words, our approach prevented smaller subhalos from defining a group of galaxy-size halos and very massive single halos ($M \gtrsim M_{\max}$), which are not found in small galaxy groups; we do not consider fossil groups that may host a cD-type galaxy.

Secondly, we used a simple search algorithm to determine our physical groups of halos at $z = 0$. This algorithm required that the number of galaxy-size halos N_h to be $N_h \in [4, 10]$ and within a physical radius of $R_{\max} = 1 h^{-1} \text{Mpc}$ from the center of mass of the tentative members, and that no other normal galaxy-size halo be within $R_n = 1.25 R_{\max}$. The chosen radius R_{\max} more or less corresponded to the turn-around radius (Gunn & Gott 1972) with a mass of $\approx 10^{13} M_\odot$, and R_n was set only to provide a clear physical isolation criterion from other possible bound structures nearby; see Figure 1. We applied this group-search algorithm successively to all dark halos that had $M \in [M_{\min}, M_{\max}]$ in the simulations.

This procedure generated a set of group candidates with radius R_g ; measured from the center-of-mass of the galaxy-size halos to the center of the outermost one.

In order to differentiate several degrees of compactness found in the dark groups, we refer to the groups with a spherical radius $R_g < 250 h^{-1}$ kpc as compact associations (CAs, or compact groups for simplicity), intermediate associations (IAs) to those systems with $R_g \in (250, 500) h^{-1}$ kpc, and loose associations (LAs, or loose groups) for groups with $R_g \in [500, 1000] h^{-1}$ kpc.

The insolation degree of our previous set of group candidates needed to be further adjusted in the cosmological simulations in order to have a cleaner sample of isolated groups. This was specially needed for LAs since some of them had larger structures within $\approx 1 h^{-1}$ Mpc of its outermost halo. All of the CAs satisfied an isolation criterion (similar to that of Hickson) of not having a galaxy-size dark halo within $3R_g$, since the maximum group radius of CAs satisfies, by definition, $3R_g < R_{\max}$, so no further modifications to the algorithm were required. For both IAs and LAs we imposed a further restriction that no other dark halo would be within $R_g + R_{\max}$ from their center. This allowed us to have a well isolated sample of IAs and LAs.

Finally, we checked that all groups identified using the above procedure were actually bound systems by approximately estimating their kinetic and potential energy as if the halos were point particles, and the intragroup matter was negligible. The kinetic energy of the group was computed as follows:

$$T = \frac{1}{2M} \sum_{i < j} M_i M_j (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_j)^2, \quad (1)$$

with M being the total mass of the group of virialized halos, M_i that of the i -th halo, and \mathbf{V}_i the corresponding velocity. The potential energy was calculated as

$$U = -G \sum_{i < j} \frac{M_i M_j}{R_{ij}}, \quad (2)$$

where R_{ij} is the physical separation between two halos. We considered the group to be bound if $T < |U|$. A similar approach was used by (Niemi et al. 2007) to discriminate bound from unbound groups of halos. All groups of halos identified in the previous step were bound. The average virial ratio of all of our groups was $\langle 2T/|U| \rangle = 0.14 \pm 0.33$, while for CAs it was 0.03 ± 0.08 . As shown in § 3, all CAs found in the cosmological simulations were in state

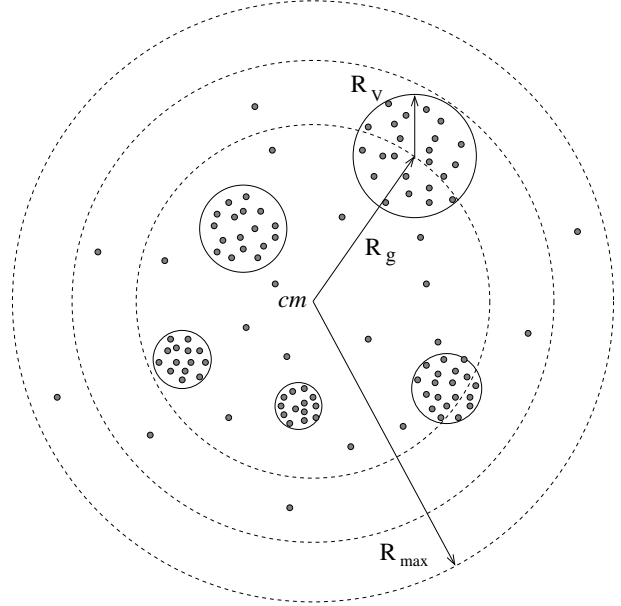


Fig. 1. Schematic diagram of different quantities used to determine our physical groups. Matter not bound to individual halos with virial radius R_v , was considered to belong to the intragroup medium if it was also located within $R_{\max} = 1 h^{-1}$ Mpc from the center-of-mass (cm) of the group. The group radius, R_g , is determined by the radius of an imaginary three-dimensional sphere centered on its center-of-mass and extending up to the center of the furthest galaxy-size halo.

of collapse, consistent with their low average virial ratio.

A way to assign luminosity to the dark halos would be required in order to compare with observational catalogues (e.g. Casagrande & Diaferio 2006, McConnachie et al. 2008, Díaz-Giménez & Mamon 2007, and Niemi et al. 2007). However, that is out of the scope of the present work.

It is known that different identification criteria lead to different numbers of galaxy associations identified in a simulation or in the sky (e.g. Duarte & Mamon 2014). In our method we selected groups of halos by mimicking, in a simple way, the procedure used to determine galaxy groups (e.g. Lee et al. 2004). Namely, we looked for associations of dark halos within a certain spatial region without making any assumptions beside considering galaxy-like mass halos. Then we verified that they were truly physically bounded groups and explored their properties. Other recent approaches (e.g. Berlind et al. 2006, Yang et al. 2007, Domínguez-Romero et al. 2012) essentially go the other way around, looking for dark halos in a particular mass range ($\approx 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$)

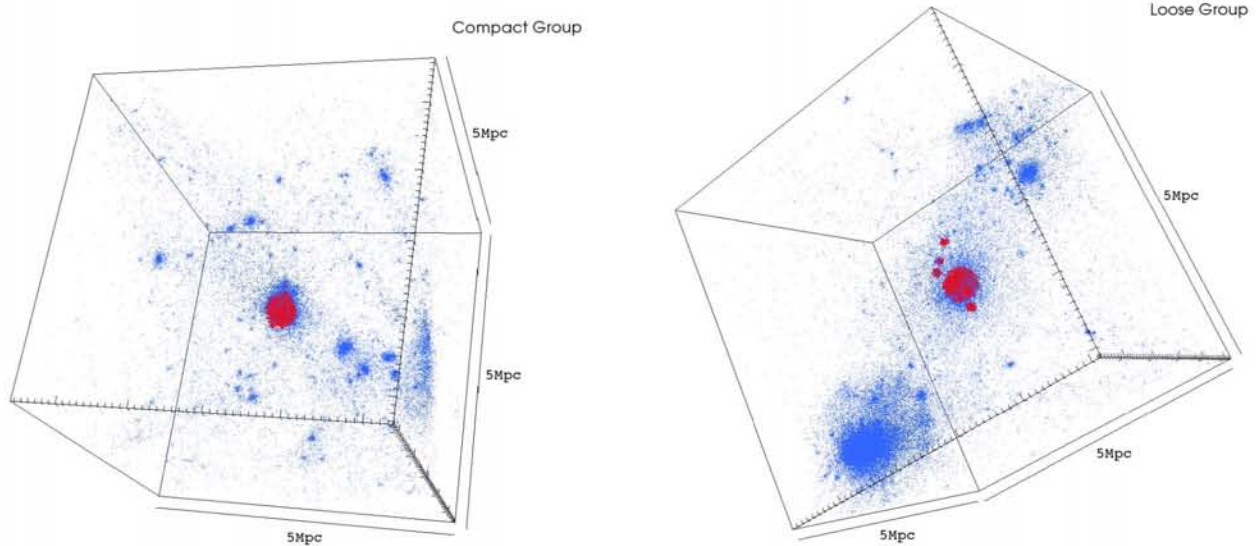


Fig. 2. An example of a compact (*left*) and loose (*right*) group association of halos. The red dots indicate particles belonging to halos that satisfy our group criteria, while blue dots refer to particles belonging to the intragroup medium; other structures not belonging to these groups are also shown. The two small dark halo groups are physically bound objects, not projected systems. The color figure can be viewed online.

and studying their properties and content (subhalos). We will discuss here briefly these differences with our approach and study how they relate to our results.

Finally, to quantify the distribution of intragroup dark matter, we removed all particles not associated with individual halos, as signaled by the AHF code, then measured its amount and determined its distribution with respect to the group center-of-mass. The total intragroup mass was determined both within the group radius R_g and within the estimated turn-around radius R_{\max} . We traced the evolution of particles in CAs from $z = 0.5$ to $z = 0$; all remained within the R_{\max} radius. We estimated the mass density profile, in particular its inner slope, assuming spherical symmetry for the IG dark matter, and stacking approximately the same number of IG particles for CAs and LAs.

3. RESULTS

Figure 2 shows the location of two small dark groups found in one of our cosmological simulations. In red we show the particles associated with halos of galaxies belonging to a group according to our selection criteria, and in blue we show the matter not associated with the DMHs of the group. Figure 2 shows only compact (*left*) and loose (*right*) associations of halos. A visual inspection of the simulations showed that most of our groups are found in filaments of the large-scale structure (e.g. Hern-

quist et al. 1995), although some of them are near larger cluster-like structures at the nodes of the cosmic web. None was found in what might be called voids. All results are consistent with the general trend of observations of small galaxy groups (e.g. Godłowski & Flin 2010, Mendel et al. 2011). Table 1 shows the average values and standard deviation of the total mass (halos and IG matter), radius of the group, three-dimensional velocity dispersion and dimensionless crossing time of our associations.

A total number of 14 objects classified as CAs, a set of 64 IAs, and a total of 661 LAs were found in our five cosmological simulations at $z = 0$. In particular, the average number of CAs per simulation was $\langle N_{CA} \rangle \approx 3$ in our simulation box of volume $(100 h^{-1} \text{Mpc})^3$. This number of CAs appears to be rather low when compared with the results of other authors. Scaling these numbers to boxes such as the one used in the *Millennium Simulation* (*MS*, Springel et al. 2005), of side length $L = 500 h^{-1} \text{Mpc}$, that is, multiplying our numbers by a volume correction factor of 5^3 , we found about 1/3 of the CAs found, for example, by (McConnachie et al. 2008) who found ≈ 1200 groups in the *MS*; however if another search algorithm is used, the numbers are significantly different.

We tested if the use of a higher value of $\sigma_8 = 0.91$, such as that used in the *MS* (compared to the value used here $\sigma_8 = 0.82$), might have led to more group-scale structures and, hence, to better agreement with

TABLE 1
GLOBAL PROPERTIES OF DARK HALO GROUPS

	M $10^{12}h^{-1}M_{\odot}$	R_g $h^{-1}\text{kpc}$	σ km/s	t_c/t_H
CAs	9.23 ± 2.23	211.2 ± 35.7	296.0 ± 59.9	0.038 ± 0.010
IAs	7.46 ± 4.88	419.2 ± 61.9	296.3 ± 142.2	0.088 ± 0.041
LAs	8.01 ± 4.77	827.5 ± 121.9	263.2 ± 150.2	1.349 ± 18.032

other studies that used the *MS* results. We made two additional cosmological simulations using the same cosmological parameters as those used in the *MS* (e.g. $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_{\Lambda} = 0.7$ and $\sigma_8 = 0.91$) but in a box of length $L = 100\text{Mpc}/h$ and with 512^3 particles.

Using the same analysis of our two simulations above to identify CAs, we found an average of $\langle N_{CA} \rangle_{MS} = 10$. This increase of CAs in the *MS*-like simulations was consistent with the expected result when a higher σ_8 was used in a cosmological model, although we were dealing with small-number statistics. After correcting by the volume factor indicated above, the number of CAs was similar to those of other authors for these type of groups using similar selection criteria but including luminosity related properties (e.g. Casagrande & Diaferio 2006, McConnachie et al. 2008, Díaz-Giménez & Mamon 2007, Niemi et al. 2007). There might be other differences of lower order due to, for instance, using a friends-of-friends criteria (e.g. McConnachie et al. 2008) when fixing the size of the linking length l of the “friendship” (e.g. Duarte & Mamon 2014), or to lowering the observational threshold “magnitude” of detection in groups in mock catalogs.

3.1. Amount of IG dark matter

As indicated in § 2 we identified dark matter particles associated with an intragroup environment as particles not physically bound to the halos identified using the AHF code; first all particles within a $R_{\text{max}} = 1h^{-1}\text{Mpc}$ radius and then within R_g . Figure 3 shows the frequency of the ratio of IG dark matter to total group mass, f , for our loose associations and for the intermediate ones, using the identification criteria for both groups. The average total IG mass obtained for all three types of groups found, and that of the matter in halos, was $\langle M \rangle \approx 8 \times 10^{12}h^{-1}M_{\odot}$.

The median values of these ratios, within R_{max} , were $\hat{f}_L = 0.40$ and $\hat{f}_I = 0.42$ for our loose and intermediate associations, respectively. For compact as-

sociations we found an average value of $\langle f \rangle_C = 0.41$, but it is not shown as a histogram in Figure 3 since we only have a few points. In general, the amount of IG dark matter tended to be less than $\approx 50\%$ of that of the whole bound system, with a median of $\approx 40\%$, irrespective of the configuration of the group if the size of the group was taken to be R_{max} .

When we counted only matter within the group radius R_g for CAs, we obtained $\langle f \rangle_C = 0.20$, while for IAs and LAs we found the corresponding fractions to be $\hat{f}_I = 0.26$ and $\hat{f}_L = 0.38$, respectively. As noted, the difference between the two ways of determining the size of the group as related to the fraction of intragroup dark matter tended to decrease for loose associations and became significantly different for compact groups.

It is worth noting that within the group radius R_g , specially in compact configurations, a lot of dark matter particles find their way into bound structures, thus reducing the intragroup medium, since the latter is defined by particles not bound to any halo of the member galaxies. This behavior was noted also in the density profiles computed in the next section. Some matter may also be associated to smaller subhalo type structures, but we did not distinguish here between dark subhalo particles and intragroup particles.

3.2. IG dark matter profiles

In Figure 4 we show the stacked distribution of about 39,000 IG dark matter particles of compact associations found in our simulations at $z = 0$ according to our selection criteria. A similar plot, but for loose groups, is shown in Figure 5; here $\approx 35,000$ particles are shown. The scale of both figures is the same in terms of the group radius of the associations. The centers of mass of all stacked groups coincide. We should mention that no galaxy-size dark halo was found to reside at the center of mass of a group in our search algorithm.

Both Figures 4 and 5 show no indications of a central concentration of intragroup dark matter and

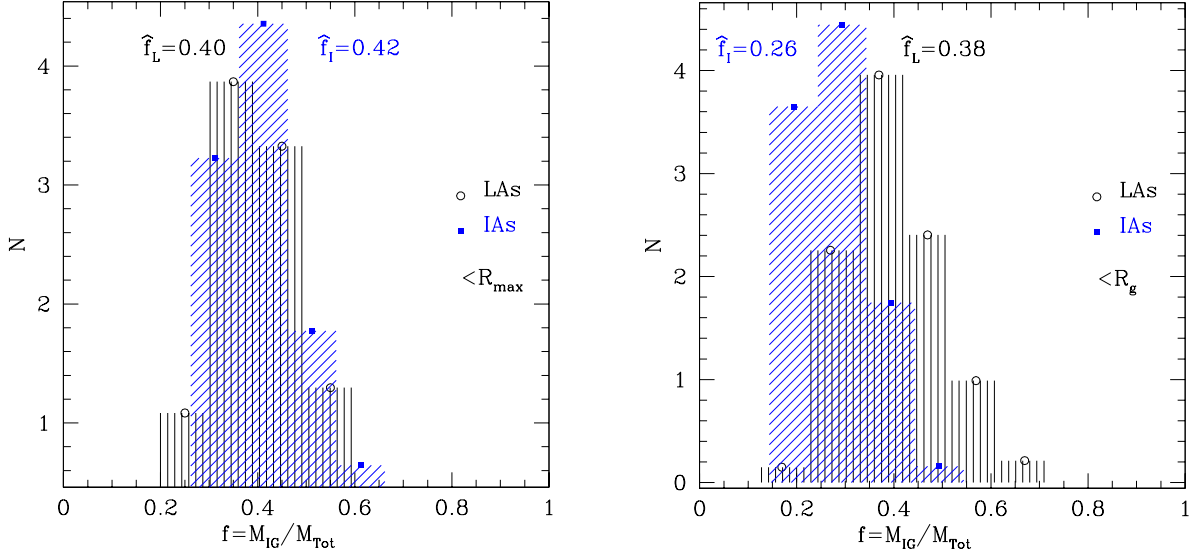


Fig. 3. Frequency distribution of intragroup dark matter according to total mass in our small group-like objects, both within R_{\max} (left) and the radius R_g (right). Median values are indicated for loose and intermediate associations. For compact associations, we obtained an average value of $\langle f \rangle_C = 0.41$ in the first case and $\langle f \rangle_C = 0.20$ in the second one.

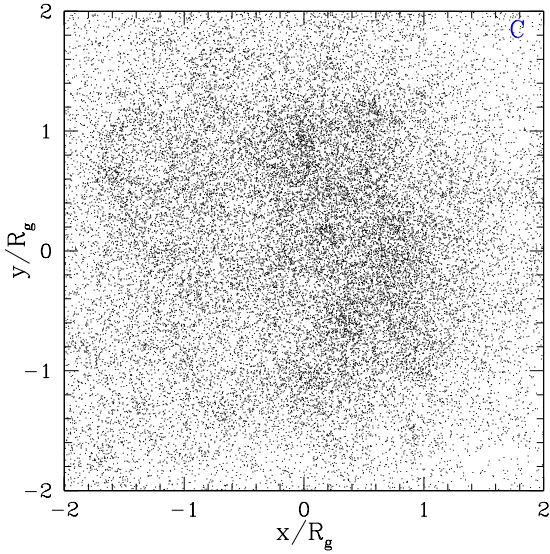


Fig. 4. Stacked distribution of the IG dark matter of small groups of dark matter halos that have a compact configuration. The total number of particles shown are 39,231 and the thickness of the box is $4R_g$.

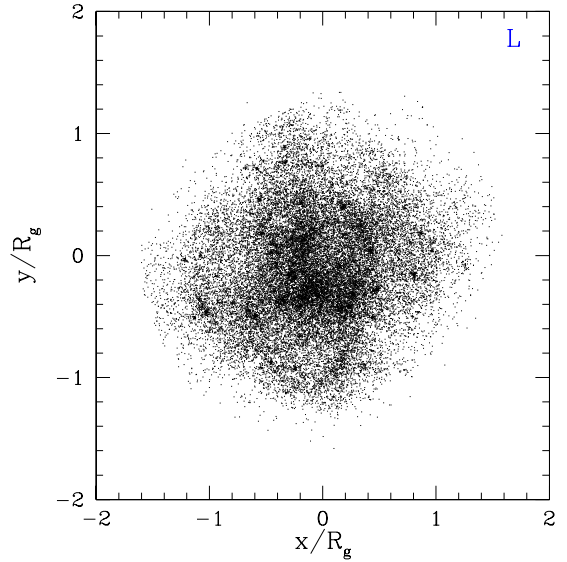


Fig. 5. As in Figure 4 but for loose groups. Plotted are just 34,112 IG dark particles to aid in viewing some residual structures in the dark matter; i.e. not considered to be bound halos due to our selection criteria.

show a behavior more akin to an homogeneous distribution; the same behavior was observed for the intermediate associations. In these plots we have taken all the particles belonging to halos with $N_p \geq 100$ out of the accounting, but smaller concentrations appear in them.

To quantify the degree of concentration of the IG dark matter we computed the spherically-averaged density profile $\rho(r)$ of all particles belonging to compact, intermediate and loose associations; the profiles are centered on the center-of-mass of the group as defined earlier. When comparing $\rho(r)$, all coor-

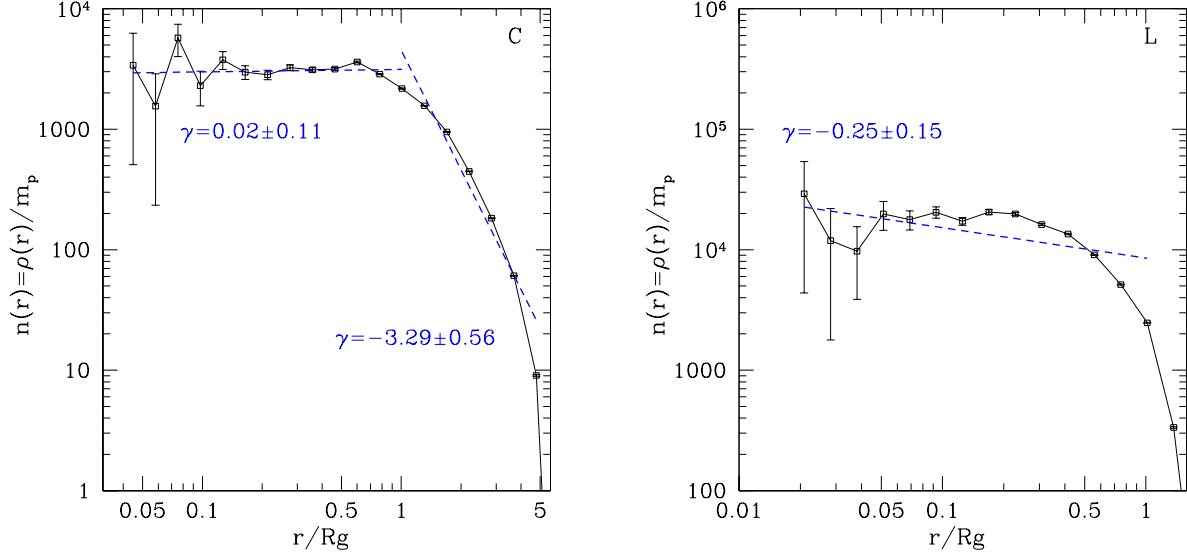


Fig. 6. IG dark matter density profile of compact (CAs, *left*) and loose associations (LAs, *right*). Compact groups of galaxy-size dark halos show an inner power-slope of $\gamma = 0.02 \pm 0.11$ at $r \leq R_g$, with a rapid density decay afterwards. Loose groups up to their R_g yield a $\gamma = -0.25 \pm 0.15$ slope.

dinates of particles have been scaled by the group radius to which they belong.

In Figure 6 (*left*) we show the mass density profile of the IG-DM for compact associations. A power-slope fit, $\rho \propto r^\gamma$, was made yielding a value of $\gamma = 0.02 \pm 0.11$ for the inner part $r \leq R_g$, and an external slope ($r \in (R_g, 5R_g]$) of $\gamma = -3.29 \pm 0.56$ was obtained. Errors in the slopes of the profiles in the fits were estimated in all cases by a bootstrap method (Efron & Tibshirani 1993). Error bars at the data points are Poisson errors.

In Figure 6 (*right*) we show the IG dark matter profile for those groups identified as loose. An internal power-slope fit yields $\gamma = -0.25 \pm 0.15$; no fit is made after R_g since for these groups $R_g \approx R_{\max}$, where the density falls rather sharply after R_g .

The profiles shown in Figure 6 have a minimum starting radius at about the scale of the softening radius ($\varepsilon = 20h^{-1}\text{kpc}$), in terms of the average group radius for the halo associations shown. In order to explore the effect of the softening radius on the inner slope of the halo associations, we made two additional cosmological simulations but with $\varepsilon = 1h^{-1}\text{kpc}$. For six CAs identified in these new simulations, after stacking them, we obtained an inner slope of $\gamma = 2.09 \pm 0.18$ and an external one of $\gamma = -4.01 \pm 0.37$, and for the 273 LAs an inner slope of $\gamma = 0.30 \pm 0.13$ results. The deficiency of IG dark matter in this sample of CAs, with inner slope $\gamma \approx 2$, is also noticed in several systems of the first set of simulations. The two old simulations sim-

ilar to the new ones both use the same initial seed to construct the initial conditions and yield an inner slope of $\gamma = 1.84 \pm 0.13$ for these six groups. The two inner slopes for the CAs, for the two different softening radii considered here, are consistent with each other; the same is observed for the outer slopes. However, the value reported above using $\varepsilon = 20h^{-1}\text{kpc}$ results from stacking more associations and can thus be considered to represent an average behavior in a typical system of this kind. Nonetheless, the previous situation is indicative of the complexity of the inner distribution of dark matter in compact associations of galaxy-size dark halos.

It follows, however, from the above results that the IG dark matter does *not* tend to be cuspy in any kind of halo associations found here, and also that it does not dominate the mass.

3.3. Evolutionary trends

In Figure 7 we show the time evolution of the configuration, at different redshifts, of a particular compact group of halos of one of our simulations. As observed, the CA at $z = 0$ results from the collapse of a loose group, and no other normal galaxy enters a sphere of R_{\max} . The dynamical state of the whole group is that of a collapse, that has not had time to completely merge. The same trend is observed for other CAs in our simulations, as shown graphically in Figure 8, where we plot the group radius from $z = 1$ to $z = 0$ for our CAs.

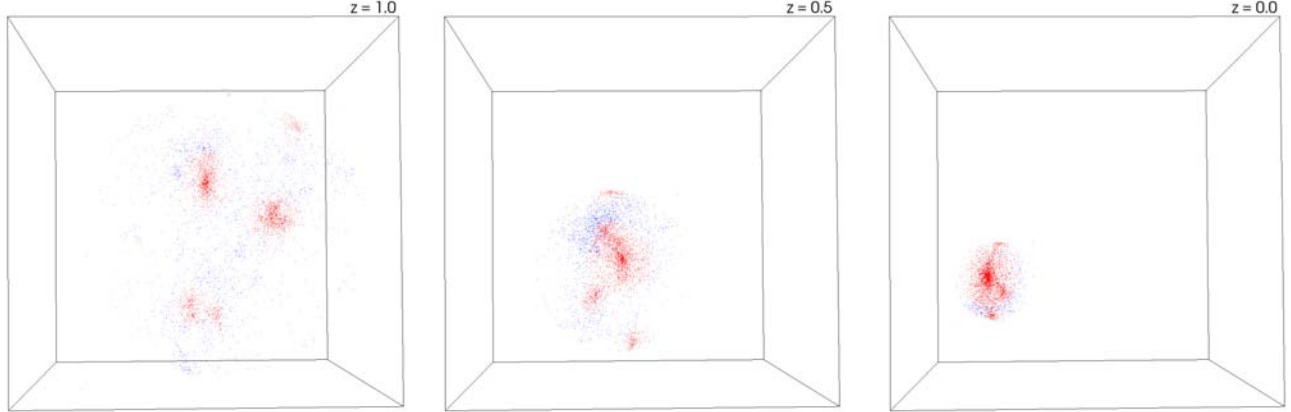


Fig. 7. Evolutionary sequence of a particular compact group, at $z = 1.0$, $z = 0.5$ and $z = 0$. The box has $2 h^{-1}$ Mpc on each side. Red points correspond to particles associated with galaxy halos while blue ones to intragroup dark matter. The color figure can be viewed online.

We also computed the crossing times of our groups of halos. The average dimensionless crossing time is $t_c/t_H \approx 0.03$ for CAs and ≈ 0.2 for LAs; where $t_c = R_g/\sigma$ is a physical crossing time, t_H is the Hubble time, and σ is the three-dimensional velocity dispersion of the group. An observational equivalent to t_c , after projecting along a line-of-sight, is typically used in observational studies (e.g. Hickson 1997). (Berlind et al. 2006) find a median value of the dimensionless crossing time $t_{\text{cross}} \approx 0.15$ for their group catalogs which include systems of a wide range of sizes and velocity dispersions; their crossing time is related to our deprojected value by $t_c = 4/(\pi\sqrt{3})t_{\text{cross}}$. On the other hand, for compact groups typically one has $t_c/t_H \sim 0.01$. Hence, our values for t_c are within the range found by other authors.

One might think, based on our dimensionless crossing times, that the halo groups are in virial equilibrium, but this is not the case. (Aceves & Velázquez 2002) showed that the value of the crossing time is not necessarily a good estimator of the dynamical state of a group. These authors found, using dynamical studies of groups, that one can have small values of the dimensionless crossing times for collapsing groups that were clearly not in virial equilibrium; as indicated in their Figure 4. In our cosmological simulations the average virial ratio for all associations is $\langle 2T/|U| \rangle = 0.46 \pm 0.22$ and for compact associations it is 0.03 ± 0.04 . From the crossing time results and the virial estimator used, it follows that the former does not appear to be a solid parameter to determine if a group of the kind considered here is in virial equilibrium. The same argument

may probably apply to observational galaxy groups, but this matter deserves further work.

In order to see if evolutionary trends in the slopes of the IG dark matter exist, we computed the density profile for all of our CAs at three different redshifts: $z = 1.0$, $z = 0.5$ and $z = 0$. The results of the mass profile are shown in Figure 9. The average inner slope of the IG dark matter is essentially flat, within the estimated errors, from redshift $z = 1$ to $z = 0$. The IG dark matter appears to be more confined within R_g at the higher redshifts than at $z = 0$, as a consequence of the general collapse of the group of halos. The galaxy-size halos project the IG particles toward the external parts of the group by transferring kinetic energy to them. This was observed by visually following the IG dark particles from $z = 1$ to $z = 0$ for all of our CAs. One may notice a hint of the latter by observing the IG dark particles in Figure 7.

4. FINAL COMMENTS

By using a set of Λ CDM cosmological simulations, with parameters in agreement with recent results from the WMAP7 observations, we studied the distribution of dark matter in the intragroup environment of small associations of galaxy-like halos.

In general we found for intermediate or loose groups that physically well-defined halo structures, that may resemble small groups of galaxies, have on average $\lesssim 40$ percent of the total mass of the system in an intragroup medium, and that the rest resides in bound halos. For compact associations the fraction of intra-group dark matter within the group radius (R_g) is about 20% of the total group mass. Interest-

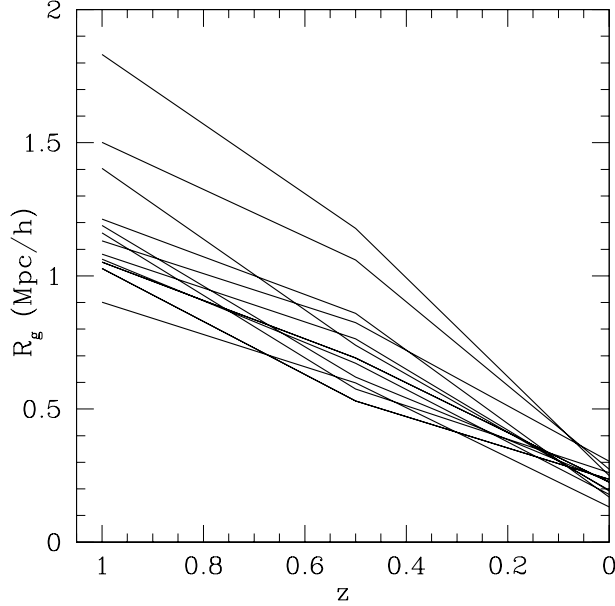


Fig. 8. Comoving group radius as a function of redshift for our CAs. The sizes were determined at $z = 1.0, 0.5$ and $z = 0$. All CAs at $z=0$ result from a collapsing state at a higher redshift.

ingly enough, these amounts of dark matter are comparable to the amounts ($\approx 10 - 50\%$) of intracluster light found in observational studies of related astronomical systems. However, their nature appears to be different. Intracluster light comes from tidally stripped stars from galaxies, while our intragroup dark matter is the dark matter of the halos that surround galaxies. It will be of interest in the future to measure the amount of intragroup light in simulations that include a baryonic component, and to compare it with observations.

Aside from the rather small amount of IG dark matter for groups, we found that their distribution is rather flat. An average logarithmic slope of $\gamma = 0.02 \pm 0.11$ in the central parts ($r \leq R_g$) of CAs was found, while for LAs $\gamma = -0.25 \pm 0.15$ was obtained. In no case was a single halo dominant or resided at the center-of-mass of our groups of dark matter halos. In some CAs we found a deficit of dark matter particles in the central parts, even after diminishing the softening radius of a cosmological simulation to $\varepsilon = 1h^{-1}$ kpc. A better estimate of the dark matter profile at such scales would certainly need to increase the number of particles in the cosmological simulations or do a re-zooming in the region of interest. However, the latter possibilities were not explored in this work. On the other

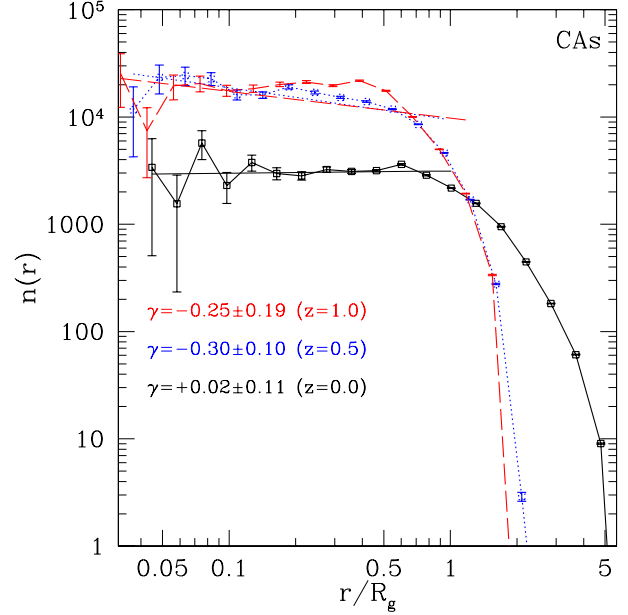


Fig. 9. Evolution in time of the intragroup dark matter profile for compact associations up to $5R_g$ from $z = 1$ to $z = 0$. The inner ($r < R_g$) logarithmic slope tends to remain constant within the uncertainties. The distribution of IG dark particles is more extended at $z = 0$.

hand, the intragroup dark matter distribution in a particular group of halos appears to depend on its aggregation history in a complex manner.

All of our results indicate that the distribution of dark matter in such halo associations does *not* follow a cuspy (e.g. a NFW) profile, contrary to what happens in individual halos formed in a Λ CDM cosmology. This result is consistent with the gravitational lensing results of (Hoekstra et al. 2001) that use groups of masses similar to the ones considered here. Hence, the structure of what can be called a common halo of a small galaxy group might bear little resemblance to the halos of its constituent galaxies.

The results of this work may be also relevant to works related to the dynamics of small galaxy groups. For example, our results suggest that dynamical models of the evolution of galaxies in small groups of galaxies with a large amount of intragroup matter (e.g. Athanassoula et al. 1997) or with a cuspy profile for a common halo (e.g. Villalobos et al. 2012) are not fully consistent with our findings. The physical compact halo associations found here are not in virial equilibrium, but in a collapsing state, so conclusions reached about the dynamical time scale for the merging of groups, based on a

common homogeneous and virialized halo (Athanasoula et al. 1997), may not be robust. Similarly, the effects of the group environment modeled as a cuspy dark halo on the evolution of the discs (Villalobos et al. 2012) may be subject to uncertainties. On the other hand, dynamical models of small groups where no common dark halo exists and which are in a collapsing state (e.g. Barnes 1985, Aceves & Velázquez 2002) would appear to be more consistent with the picture obtained here from the cosmological simulations. Researchers of the dynamics of groups and galaxies in such environments (IAs and LAs) may consider that about 40% of the total mass of the system is in a common rather homogeneous dark halo, (and about 20% when modeling compact associations).

As indicated in § 2.2.2 the properties of small galaxy-like groups are dependent on the algorithm chosen to determine them. Several works in the literature have constructed group catalogues in recent years (e.g. Berlind et al. 2006, Yang et al. 2007, Domínguez-Romero et al. 2012). In broad terms, for example (Berlind et al. 2005) determine groups of halos (or galaxies) in the SDSS redshift survey by looking initially for systems of galaxies that occupy a *common* dark halo; defined as a gravitationally bound structure with a typical cosmological overdensity of 200, which may include a galaxy, a group, or a cluster of galaxies. The groups they find inside such overdensities are further tested for being in virial equilibrium after obtaining small crossing times (small in comparison to the Hubble time).

Our groups of galaxy-size dark halos are not in virial equilibrium, although they have very small dimensionless crossing times. We believe the difference from the results of, for example, (Berlind et al. 2006) stems from the adopted definitions of what constitutes a group. We do not use a common halo approach but agglomerations of galaxy-size dark halos to define a group. Unfortunately, we are not aware of any work on groups that study the distribution of IG dark matter, so this precludes any appropriate comparison. Nonetheless, we made the following numerical exploration to have an idea of what to expect. We identified all virialized halos, defined as having an overdensity contrast of 200, with total mass $M \in [4M_{\min}, 6M_{\max}] \sim 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$; similar to that of a typical group of galaxies. We found that all these systems had a central halo with some subhalos; as the one shown in Figure 10. As one would expect, in this way of determining a group, there is a deficit of IG dark matter at the center since all dark particles belong to the main halo.

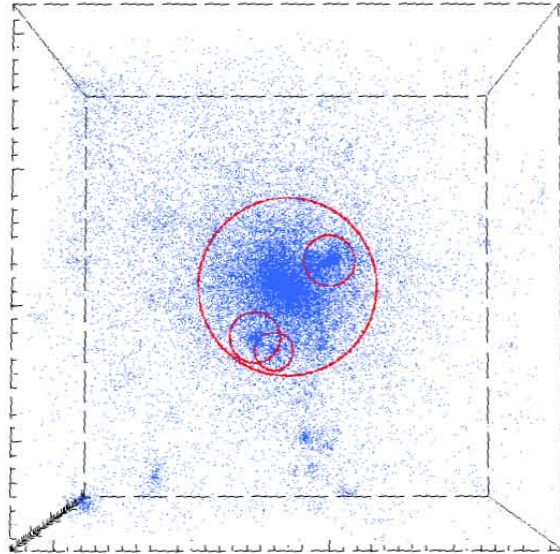


Fig. 10. Dark halo of mass $M \sim 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$ with subhalos at $z = 0$. The outer bigger red circle depicts the virial radius of the halo, and the other red circles are the virial radius of the subhalos. Box size is $2h^{-1}\text{Mpc}$ on each side. In this case, there is no intragroup dark matter since all dark particles belong to the main halo. The color figure can be viewed online.

We followed here what we considered a more direct approach, probably more closely resembling standard observational methods, namely: identify halos that can host normal galaxies, look for agglomerates of them within a suitable spatial scale, irrespective of whether they are part or not of a bigger common dark halo, and check whether they are physically bound or not. Our physical groups of halos, although having small dimensionless crossing times, were all in a collapsing state.

In the future, we plan to explore in more detail the intragroup dark matter properties of galaxy associations obtained by different methods, such as those indicated above; however, this is beyond the scope of the present work. The dynamical fate of our groups of halos is being explored at the present.

This research was funded by UNAM-PAPIIT and CONACyT Research Projects IN108914 and 179662, respectively. We warmly thank Martín Crocce for communications regarding cosmological initial conditions, Alexander Knebe for his help with the the AHF halo finder, and an anonymous Referee for useful comments to improve this work. We also

thank Elena Jiménez-Bailón for comments and Irving Álvarez-Castillo, from DGCTIC-UNAM, for his help with software matters.

REFERENCES

- Aceves, H., & Velázquez, H. 2002, *RMxAA*, 38, 199
- Aguerri, J. A. L., Castro-Rodríguez, N., Napolitano, N., Arnaboldi, M., & Gerhard, O. 2006, *A&Ap*, 457, 771
- Allam, S. S., & Tucker, D. L. 2000, *Astronomische Nachrichten*, 321, 101
- Athanassoula, E., Makino, J., & Bosma, A. 1997, *MNRAS*, 286, 825
- Barnes, J. 1985, *MNRAS*, 215, 517
- Barnes, J. E. 1989, *Nature*, 338, 123
- Bartelmann, M. 2010, *Classical and Quantum Gravity*, 27, 233001
- Berlind, A. A., Frieman, J., Weinberg, D. H., et al. 2006, *ApJS*, 167, 1
- Brough, S., Forbes, D. A., Kilborn, V. A., & Couch, W. 2006, *MNRAS*, 370, 1223
- Calvi, R., Poggianti, B. M., & Vulcani, B. 2011, *MNRAS*, 416, 727
- Carlberg, R. G., Yee, H. K. C., Morris, S. L., et al. 2001, *ApJ*, 552, 427
- Carollo, C. M., Cibinel, A., Lilly, S. J., et al. 2013, *ApJ*, 776, 71
- Casagrande, L., & Diaferio, A. 2006, *MNRAS*, 373, 179
- Chernin, A. D., & Mikkola, S. 1991, *MNRAS*, 253, 153
- Crocce, M., Pueblas, S., & Scoccamarro, R. 2006, *MNRAS*, 373, 369
- Da Rocha, C., & Mendes de Oliveira, C. 2005, *MNRAS*, 364, 1069
- de Carvalho, R. R., Gonçalves, T. S., Iovino, A., et al. 2005, *AJ*, 130, 425
- Deng, X.-F., He, J.-Z., Ma, X.-S., Jiang, P., & Tang, X.-X. 2008, *Central European Journal of Physics*, 6, 185
- Diaferio, A., Geller, M. J., & Ramella, M. 1994, *AJ*, 107, 868
- Díaz-Giménez, E., & Mamon, G. A. 2010, *MNRAS*, 409, 1227
- Díaz-Giménez, E., Mamon, G. A., Pacheco, M., Mendes de Oliveira, C., & Alonso, M. V. 2012, *MNRAS*, 426, 296
- Domínguez Romero, M. J. d. L., García Lambas, D., & Muriel, H. 2012, *MNRAS*, 427, L6
- Duarte, M., & Mamon, G. 2014, arXiv:1401.0662
- Efron B., Tibshirani R.J., 1993, *An Introduction to the Bootstrap*. Chapman & Hall, New York.
- Eke, V. R., Baugh, C. M., Cole, S., et al. 2004, *MNRAS*, 348, 866
- Elahi, P. J., Thacker, R. J., & Widrow, L. M. 2011, *MNRAS*, 414, 1480
- Gill, S. P. D., Knebe, A., & Gibson, B. K. 2004, *MNRAS*, 351, 399
- Godłowski, W., & Flin, P. 2010, *ApJ*, 708, 920
- Gómez-Flechoso, M. A., & Domínguez-Tenreiro, R. 2001, *ApJ*, 549, L187
- Gonzalez, A. H., Zabludoff, A. I., Zaritsky, D., & Dalcanton, J. J. 2000, *ApJ*, 536, 561
- Governato, F., Tozzi, P., & Cavaliere, A. 1996, *ApJ*, 458, 18
- Gunn, J. E., & Gott, J. R., III 1972, *ApJ*, 176, 1
- Han, J., Jing, Y. P., Wang, H., & Wang, W. 2012, *MNRAS*, 427, 2437
- Hernquist, L., Katz, N., & Weinberg, D. H. 1995, *ApJ*, 442, 57
- Hickson, P. 1997, *ARAA*, 35, 357
- Hoekstra, H., Franx, M., Kuijken, K., et al. 2001, *ApJ*, 548, L5
- Holmberg, E. 1950, *Meddelanden fran Lunds Astronomiska Observatorium Serie II*, 128, 1
- Huchra, J. P., & Geller, M. J. 1982, *ApJ*, 257, 423
- Knebe, A., Wagner, C., Knollmann, S., Diekershoff, T., & Krause, F. 2009, *ApJ*, 698, 266
- Knebe, A., Knollmann, S. R., Muldrew, S. I., et al. 2011, *MNRAS*, 415, 2293
- Knollmann, S. R., & Knebe, A. 2009, *ApJS*, 182, 608
- Larson, D., Dunkley, J., Hinshaw, G., et al. 2011, *ApJS*, 192, 16
- Lee, B. C., Allam, S. S., Tucker, D. L., et al. 2004, *AJ*, 127, 1811
- Lewis, A., Challinor, A., & Lasenby, A. 2000, *ApJ*, 538, 473
- Limousin, M., Cabanac, R., Gavazzi, R., et al. 2009, *A&Ap*, 502, 445
- Mamon, G. A. 2008, *A&Ap*, 486, 113
- McConnachie, A. W., Ellison, S. L., & Patton, D. R. 2008, *MNRAS*, 387, 1281
- McKean, J. P., Auger, M. W., Koopmans, L. V. E., et al. 2010, *MNRAS*, 404, 749
- Mendel, J. T., Ellison, S. L., Simard, L., Patton, D. R., & McConnachie, A. W. 2011, *MNRAS*, 418, 1409
- Mo, H., van den Bosch, F. C., & White, S. 2010, *Galaxy Formation and Evolution*. Cambridge University Press, 2010.
- Newman, A. B., Treu, T., Ellis, R. S., & Sand, D. J. 2013, *ApJ*, 765, 25
- Niemi, S.-M., Nurmi, P., Heinämäki, P., & Valtonen, M. 2007, *MNRAS*, 382, 1864
- Nolthenius, R., & White, S. D. M. 1987, *MNRAS*, 225, 505
- Parker, L. C., Hudson, M. J., Carlberg, R. G., & Hoekstra, H. 2005, *ApJ*, 634, 806
- Paz, D. J., Sgró, M. A., Merchán, M., & Padilla, N. 2011, *MNRAS*, 414, 2029
- Sand, D. J. and Treu, T. and Smith, G. P. and Ellis, R. S. 2004, *ApJ*, 604, 88
- Sommer-Larsen, J. 2006, *MNRAS*, 369, 958
- Springel, V. 2005, *MNRAS*, 364, 1105
- Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., Frenk, C. S. et al. 2005, *Nature*, 435, 629
- Tago, E., Saar, E., Tempel, E., et al. 2010, *A&Ap*, 514, A102
- Tatekawa, T., & Mizuno, S. 2007, *JCAP*, 12, 14

- Tempel, E., Tamm, A., Gramann, M., et al. 2014, arXiv:1402.1350
- Thanjavur, K., Crampton, D., & Willis, J. 2010, ApJ, 714, 1355
- Tovmassian, H. M., Martinez, O., & Tiersch, H. 1999, A&Ap, 348, 693
- Tovmassian, H., Plionis, M., & Torres-Papaqui, J. P. 2006, A&Ap, 456, 839
- Tully, R. B. 1980, ApJ, 237, 390
- Tully, R. B. 1987, ApJ, 321, 280
- Vale, A., & Ostriker, J. P. 2004, MNRAS, 353, 189
- Villalobos, Á., De Lucia, G., Borgani, S., & Murante, G. 2012, MNRAS, 424, 2401
- Williams, R. J., Kelson, D. D., Mulchaey, J. S., et al. 2012, ApJ, 749, L12
- Yang, X., Mo, H. J., van den Bosch, F. C., et al. 2007, ApJ, 671, 153
- Zwicky, F. 1951, PASP, 63, 61

Capítulo 4

Longevidad de Asociaciones Compactas

4.1. Introducción

La gran mayoría de las galaxias en el universo local residen en grupos de galaxias (Geller & Huchra 1983, Tully 1987, Eke et al. 2004, Tago et al. 2008). En particular, los grupos compactos (GCs) son peculiares dentro de la estructura de gran-escala del universo (Hickson 1982, Hickson 1997, Iovino 2002). Los GCs tienen una alta concentración de galaxias en regiones típicas proyectadas de unos 50 kpc y localizados en entornos de muy baja densidad. Observacionalmente, los GCs en el universo local son conglomerados de unas 4 galaxias en promedio, siendo los de 5 a 8 galaxias más raros. Sistemas de tres galaxias, o tripletes de galaxias, no son típicamente incluidos en esta categoría.

Desde los primeros modelos (Carnevali, Cavaliere & Santangelo 1981, Ishizawa 1986, Mamon 1987, Barnes 1989), dada la alta densidad de galaxias y las bajas dispersiones de velocidad (≈ 200 km/s) que los GCs presentan, se encontró en simulaciones que estos sistemas deben conducir a un rápido colapso para formar una galaxia elíptica fósil; en menos de $t \lesssim 1$ Gyr.

No obstante, observacionalmente, existen muy pocas galaxias candidatas a ser fósiles de colapsos totales. Esto condujo al *problema de longevidad* de los GCs que se observan. Es decir, qué mecanismos pueden estar jugando un papel para permitir la existencia de

tales GCs dado su tiempo de cruce tan pequeño en comparación al tiempo de Hubble?

Inicialmente se propuso que los GCs eran alineaciones a lo largo de la línea de visión en grupos difusos (e.g. Mamon 1986) o filamentos de la estructura de gran escala del universo vistos de canto (e.g. Hernquist, Katz & Weinberg 1995, Ostriker, Lubin & Hernquist 1995). Sin embargo, muchas galaxias miembros de estos GCs muestran señales de interacción gravitacional, tanto en el visible del espectro como en la componente de gas frío (HI) y una componente difusa de rayos-X (e.g. Hickson 1997, Verdes-Montenegro et al. 2001, Coziol & Plauchu-Frayn 2007, Vogt et al. 2015), así como un grado importante de actividad nuclear inducida en parte por interacciones de marea (e.g. Bitsakis et al. 2015). Estas observaciones indican que al menos una buena proporción de GCs no son proyecciones, sino sistemas físicos.

Posteriormente se propusieron dos posibles soluciones al problema de exceso de fusiones esperados en GCs. Por un lado, que los GCs se forman *continuamente* y que los que no se observan en la actualidad es que ya se fusionaron hace tiempo (Barnes 1989). En la misma dirección resultados por Diaferio, Geller & Ramella (1994), utilizando simulaciones cosmológicas en un modelo *CDM* sin constante cosmológica, apuntaban a que los grupos compactos se pueden formar en grupos ricos en proceso de colapso. Quizá el problema principal de este escenario es que, como notaron inicialmente Sulentic & Rebaça (1994), no existen suficientes galaxias elípticas brillantes para ser el producto de la fusión de un grupo compacto completo y también que deberían existir -si se formaron continuamente- un gran número de remanentes, los cuales no se observan. Existen algunas decenas de sistemas llamados *grupos fósiles*, que se considera son el resultado de fusiones completas y relativamente rápidas de sistemas tipo GC. Lo anterior conduciendo a una galaxia elíptica gigante y con una luminosidad en rayos-X comparable a la presentada por grupos brillantes de $L_X \gtrsim 10^{42} \text{erg s}^{-1}$ (Ponman et al. 1994, Muchaey & Zabludo 1999, Khosroshahi et al. 2004, Aguerri et al. 2015). No obstante los números parecen ser pequeños aún en comparación a las predicciones teóricas.

Por otro lado, Governato, Tozzi & Cavaliere (1996) usan simulaciones cosmológicas en un universo de Einstein-deSitter para seguir la evolución de un grupo pequeño de galaxias, inicialmente en una región esférica con sobredensidad. Los halos en tal sobredensidad se colapsa, y luego hay una *acreción secundaria*. En un universo de alta densidad se puede

obtener una longevidad importante de los grupos, pero en uno de baja densidad como el Λ CDM y con constante cosmológica, tal acreción secundaria parece ser deficiente y por lo tanto no ser un mecanismo viable. Además, se esperaría un número importante de sistemas galácticos donde predominará una elíptica o varias masivas y rodeadas por algunas pequeñas, provenientes de la acreción secundaria, sin embargo esto no se observa en los grupos de Hickson.

Tanto en la versión de formación continua o de acreción secundaria se esperaría que las galaxias más brillantes fueran elípticas preferentemente (Hickson 1997). No obstante, no hay una preferencia morfológica hacia elípticas en GCs ya que muchos tienen galaxias de primer rango tipo espiral en lugar de elípticas. Observacionalmente como el 20% de galaxias en GCs son clasificadas como elípticas, comparadas con $\approx 10\%$ de las que se encuentra en grupos difusos. Parece algo difícil obtener un incremento relativamente pequeño en elípticas si las fusiones son muy comunes en los GCs (Zepf & Whitmore 1991, Coziol & Plauchu-Frayn 2007).

Después se propusieron soluciones alternas del tipo *dinámicas* al problema de longevidad de los GCs, basadas en simulaciones numéricas considerando solamente la materia oscura en tales sistemas. En primer lugar, la solución de Athanassoula et al. (1997) [ABM97, de aquí en adelante] considera varios escenarios (e.g. en colapso, rotantes, expansión y con halos comunes o sólo asociados a las galaxia) de la evolución de GCs les conduce a concluir que los GCs pueden sobrevivir por un tiempo muy largo, $t \sim t_H$, si las galaxias se encuentran en un *halo oscuro muy masivo, de per l de masa homogéneo y en equilibrio virial*; ver Figura 4.1. Esta solución de ABM97 tiene sus antecedentes en trabajos de Barnes (1985), quien ya había considerado la posibilidad de que un halo oscuro común para disminuir el proceso de fusión de un grupo, y de Bode, Cohn & Lugger (1992). En el trabajo indicado de ABM97 el halo masivo que logra extender la supervivencia de un GC en $t \approx 28$ Gyr contiene el 95% de la masa total del GC.

Por otro lado, la solución propuesta por Aceves & Velázquez (2002) [AV02, de aquí en adelante], también utilizando simulaciones numéricas de pura materia oscura, consiste en que los GCs provienen de sistemas más difusos de un proceso de colapso y que, a pesar de sus cortos tiempos de cruce, muy pocos logran fusionarse de manera completa en escalas del orden del t_H ; ver Figura 4.2. En esta solución, *no existen halos oscuros masivos*

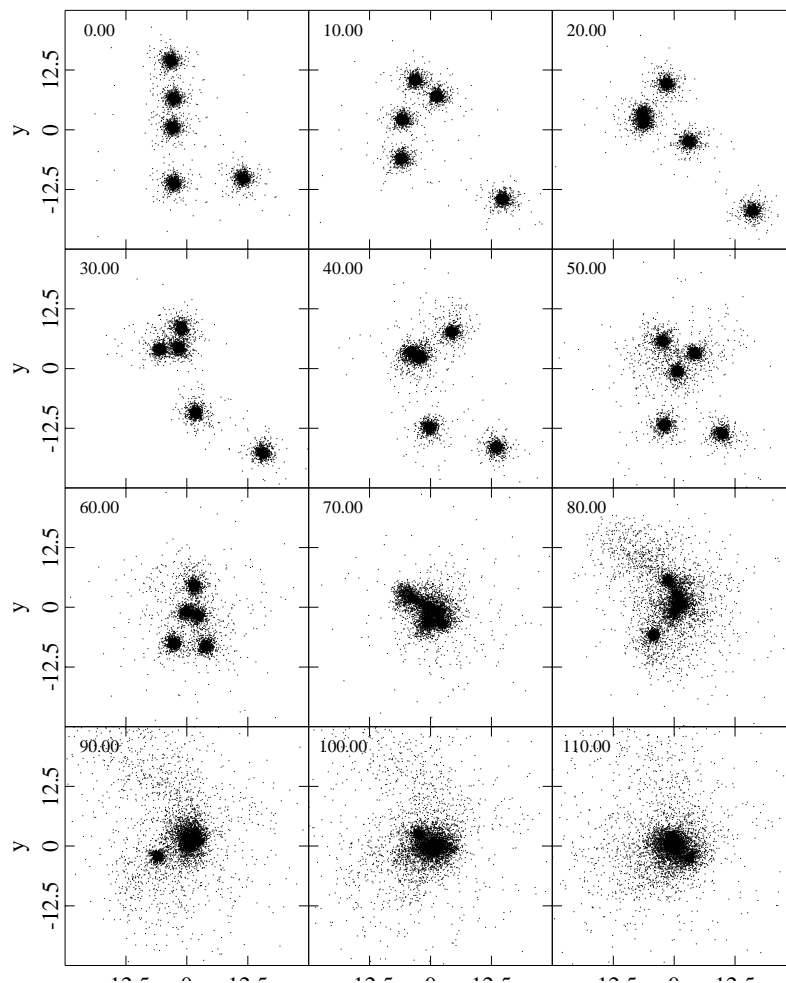


Figura 4.1: Evolución dinámica de un grupo compacto en ABM97. Se muestran 5 galaxias de masas iguales y su evolución hacia un remanente único al final, al tiempo $t = 110$ en unidades de N -cuerpos. En términos astronómicos dicho tiempo corresponde, según los escalamientos de ABM, a $t \approx 3$ Gyr.

comunes; además de que el sistema está *fuera de equilibrio virial* en su condición inicial. Condiciones iniciales fuera del equilibrio también fueron consideradas por Barnes (1985), pero no se logran prolongar los tiempos de fusión de manera significativa.

Cabe señalar que ambas soluciones, representadas en los trabajos de ABM97 y AV02, parten de condiciones iniciales obtenidas por argumentaciones dinámicas. En particular consideran soluciones tanto donde los grupos se encuentran en equilibrio virial como en

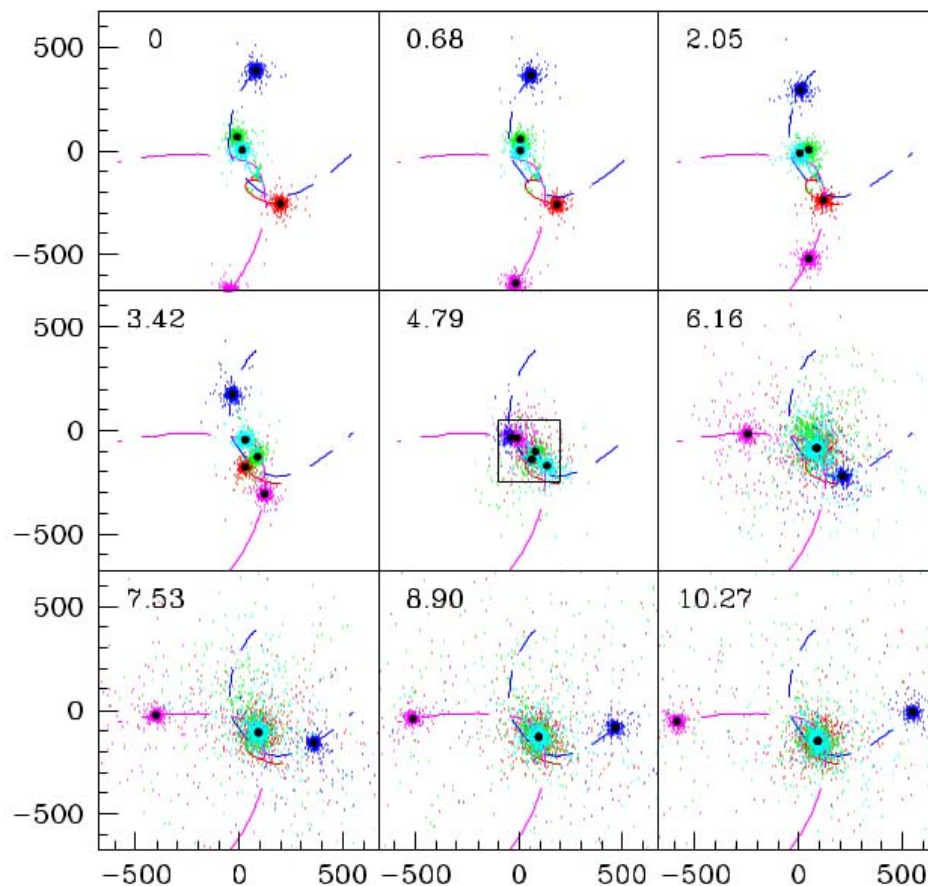


Figura 4.2: Evolución de un GC en AV02 con 5 galaxias en la condición inicial, y la formación de un remanente de 3 galaxias después de 10 Gyr y una galaxia binaria. AV02 no obtienen fusiones completas en tal escala de tiempo para como el 40 % de sus simulaciones.

colapso, y en el caso que se introduce un halo oscuro común (ABM97) se hace también bajo una argumentación dinámica.

En esta tesis se revisa nuevamente el problema de longevidad de los GCs y se trata de discernir entre las opciones sugeridas en trabajos dinámicos o complementarlas. Para este objetivo utilizamos los resultados obtenidos de las simulaciones cosmológicas realizadas para la primer parte de este trabajo, y se investiga la evolución dinámica de los grupos tipo compactos identificados en ellas en la época actual hacia el futuro. Cabe señalar que son el primer tipo de simulaciones cosmológicas en la literatura dentro del escenario

Λ CDM y que se investiga la posterior evolución de grupos compactos identificados en la época actual.

En la siguiente sección se describe el método utilizado y en la siguiente los resultados obtenidos. Al final del capítulo se hace una discusión de los resultados y se presentan las conclusiones del mismo.

4.2. Método

Los sistemas de halos oscuros, con propiedades similares a la esperadas a los que albergan galaxias, y que conforman conjuntos similares a los GCs que se observan ya fueron identificados previamente en las simulaciones y resultados mostrados en el Capítulo 3.

Para estudiar la evolución dinámica se aislaron las asociaciones compactas de las simulaciones anteriores de su contexto cosmológico. Se tomaron regiones de 1.25 Mpc alrededor del centro de masa de cada asociación compacta. Tal dimensión radial, como se indicó en el Capítulo 3, corresponde al radio de retorno (*turnaround radius*, R_{ta}) (Gunn & Gott 1972) en que una masa típica de un GC se desacopla del flujo de Hubble; es decir, esencialmente sigue una evolución dinámica debida a la distribución de masa interior a dicho radio.

Toda la materia dentro del R_{ta} , tanto halos oscuros en virial así como la materia oscura intragrupal, ha sido sacada de las simulaciones cosmológicas y utilizadas como *condiciones iniciales* en las simulaciones dinámicas. En tal proceso se han convertido las coordenadas *comoving* de todas las partículas a coordenadas físicas, y se ha realizado un centrado de todas las partículas dentro de un radio R_{ta} a su centro de masas en posición y velocidades.

Dado que cada halo oscuro, identificado en virial por el programa AMIGA, tiene un número relativamente bajo de partículas en la simulación cosmológica se sustituyó cada uno de ellos por un halo oscuro generado con un perfil tipo Navarro-Frenk-White (1997). El código AMIGA arroja la masa, radio virial del halo identificado, y su concentración, con lo cual se puede construir un modelo numérico.

Para lo anterior se utilizó un perfil NFW con una distribución esférica de densidad

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{\text{sech}(r/r_t)}{(r/r_s)(1 + r/r_s)^2}, \quad (4.1)$$

donde r_t es el radio de truncamiento del halo, que lo tomamos igual al radio virial cosmológico, r_s el radio de escala del halo ($c = r_t/r_s$), y ρ_0 es la constante de normalización de la densidad; tal que la masa total del halo sea M_v . La construcción del modelo de halo se realizó con el algoritmo de McMillan & Dehnen (2007) implementado en la librería NEMO (Teuben 1995).

Se verificó la construcción en equilibrio para cada halo oscuro generado, según los parámetros del mismo por la simulación cosmológica, evolucionando cada uno por $t = 1$ Gyr y observando el cociente virial $2T/|W|$ que se mantuvo dentro del 10 % de su valor unitario. Asimismo, se verificó que una vez sustituido este halo dinámico por las partículas del halo cosmológico no condujera a efectos notorios de colapso o expansión del sistema. En cada grupo se sustituyeron los halos cosmológicos por sus contrapartes dinámicas obtenidas como se mencionó arriba.

En cada halo construido en equilibrio se forzó a la partícula más ligada gravitacionalmente a residir exactamente en el centro del halo, y con velocidad nula. Se identificó esta partícula como la *central* y trazadora del movimiento de bulto del halo, para fines de la identificación de cuando ocurría una fusión. Cuando dos partículas centrales de los halos satisfacían las condiciones

$$d = |\mathbf{r}_{c1} - \mathbf{r}_{c2}| < \min(r_{s1}, r_{s2}) \quad \text{y} \quad V < |\mathbf{v}_{c1} - \mathbf{v}_{c2}| < \min(\sigma_{s1}, \sigma_{s2}), \quad (4.2)$$

donde d es la distancia relativa entre las dos, y V la rapidez relativa; siendo σ la velocidad de dispersión central de los halos en su condición inicial. En otras palabras, que la separación entre las partículas centrales fuera menor que la escala radial del halo más pequeño y que su rapidez menor que la de la menor velocidad de dispersión central. Estos criterios son análogos a los utilizados en estudios para determinar los momentos de fusión entre galaxias (e.g. Binney & Tremaine 2010). Además se verificaron visualmente que las fusiones detectadas por estos criterios efectivamente se fusionaran, situación que en todos los casos se cumplió.

En la Tabla 4.1, al final de este capítulo, se muestran los diversos grupos del sistema de 5 simulaciones cosmológicas utilizadas en este trabajo, y se indican los parámetros de los halos residentes en ellos, así como las coordenadas y velocidades físicas de los mismos con respecto al centro de masa. También se indica el número de partículas de cada halo y las de la materia intragrupal. La masa de cada partícula del medio intragrupal es de $m_{ig} = 1.2 \times 10^8 M_{\odot}$.

Con el fin de minimizar los efectos de relajación por dos-cuerpos, por la diferencia de masa entre una partícula del halo m_h de una *galaxia* con la de la materia intragrupal, m_{ig} , se eligieron suavizamientos ε en el cálculo de la fuerza en el código tales que la fuerza máxima que sintiera una partícula del halo por las otras, y por una de la materia intragrupal, fueran las mismas. Es decir, los suavizamientos utilizados en las simulaciones se determinaron por la relación

$$a_{max} \approx \frac{m_h}{\varepsilon_h^2} \approx \frac{m_{ig}}{\varepsilon_{ig}^2}, \quad (4.3)$$

donde ε_h y ε_{ig} son los suavizamientos para partículas del halo e intragrupal, respectivamente. Se escogió un $\varepsilon_h = 0,5 \text{ kpc}$ para cada partícula oscura y eso determinó el ε_{ig} a utilizar en cada simulación.

Las simulaciones dinámicas fueron realizadas con el código en paralelo GADGET, que ya fue mencionado en el Capítulo 2. Se evolucionaron todos los grupos detectados desde la época actual hasta $t_{max} = 5 \text{ Gyr}$ adicionales de forma dinámica; es decir, de forma aislada del resto del universo. En todos los casos se obtuvieron conservaciones de energía $\lesssim 0,5\%$ durante la evolución de los sistemas galácticos.

4.3. Resultados y Discusión

En esta sección mostramos parte de la evolución cualitativa de varios grupos compactos durante los 5 Gyr posterior al tiempo presente. También se muestra la cantidad de objetos que van quedando como función del tiempo, y que nos indican una idea de la longevidad que pueden tener estos sistemas en el futuro.

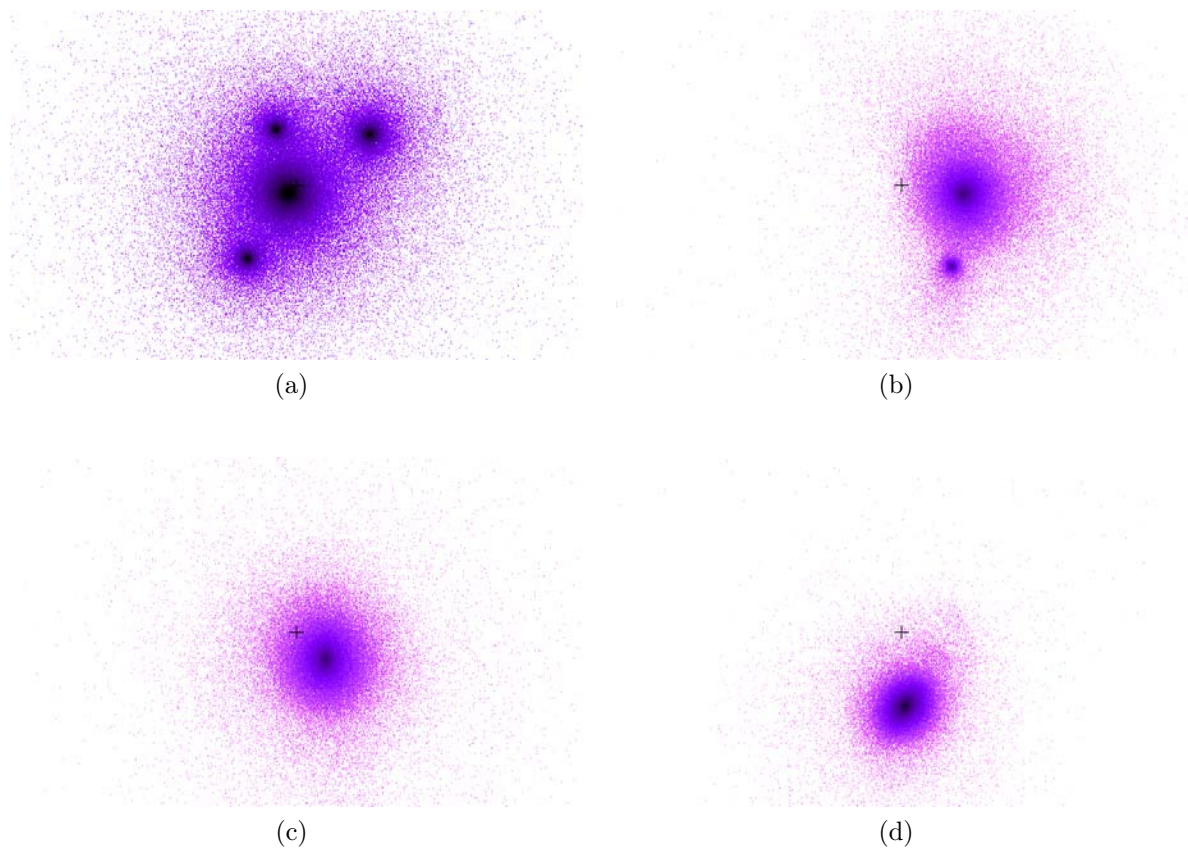


Figura 4.3: Evolución dinámica similar de un GC cuyo resultado final después de 5 Gyr de evolución es un remanente único. a) El sistema en $t = 0$, b) $t = 1.5$ Gyr, c) $t = 3.5$ Gyr, y d) $t = 4.5$ Gyr. Las partículas han sido coloreadas según su densidad local, siendo mayor en las de color negro y menor en las de color magenta. El tamaño de la proyección es de $1 \text{ Mpc} \times 1 \text{ Mpc}$. Las regiones en negro corresponden aproximadamente a los radios de escala r_s del halo correspondiente.

En la Figura 4.3 se muestra la evolución de un GC donde se produce una fusión total de los cuatro halos primigenios en el sistema. Es de hacerse notar que en este sistema, incluyendo la materia intragrupal inicial, sufre un colapso severo que conlleva al remanente final.

En la Figura 4.4 se muestran snapshots de la evolución de un GC donde se producen un par de fusiones y el estado final del sistema es un halo dominante y uno que actúa como satélite, es decir, se genera un sistema galáctico binario.

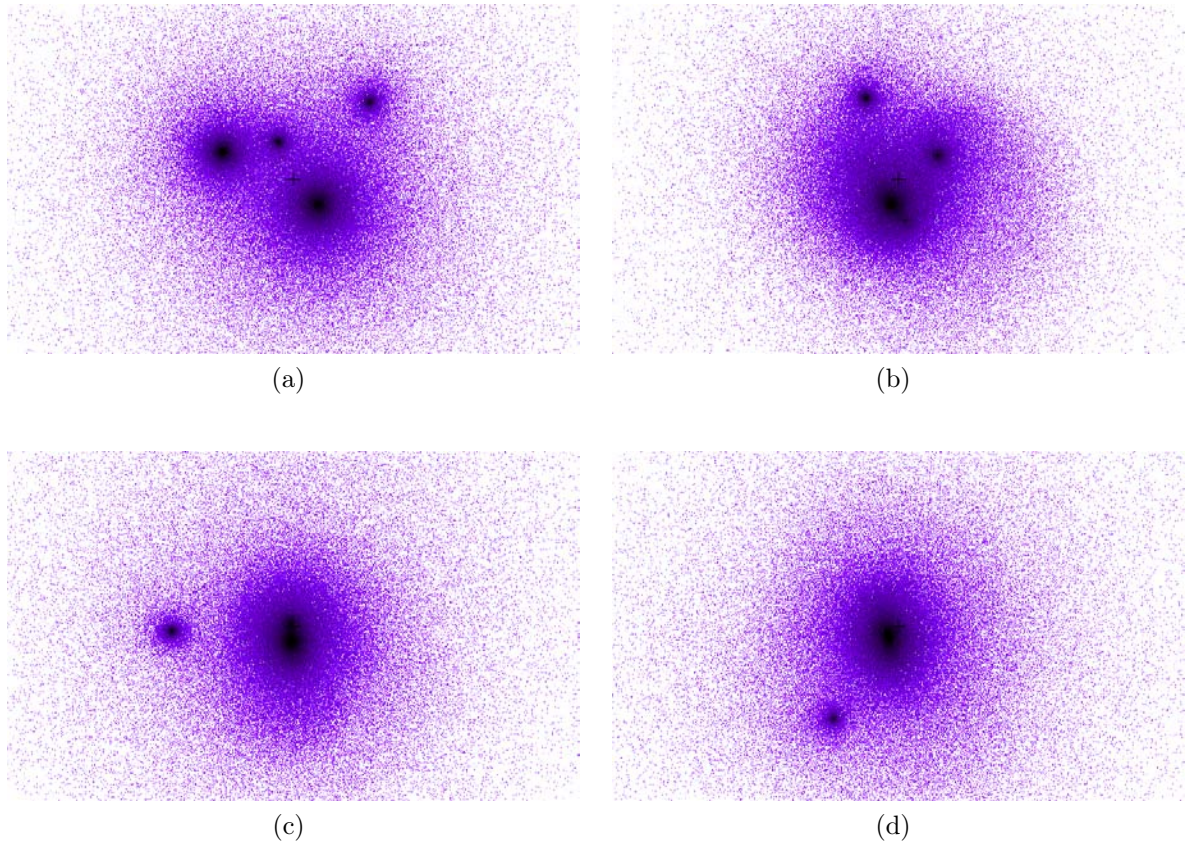


Figura 4.4: Evolución dinámica de un GC donde sólo se han fusionado un par de los halos iniciales. Al final se tienen dos halos, siendo el mayor el resultado de la fusión de 3 halos primigenios. Los paneles son los mismos que los de la figura anterior. Los colores y tamaño de los cuadros son iguales que en la Figura 4.3.

En la Figura 4.5 se muestran diferentes cuadros (*snapshots*) de la evolución de un grupo de 4 galaxias que sólo tiene una fusión en $t \approx 5$ Gyr de evolución, quedando un sistema triple. Los dos halos más pequeños han logrado sobrevivir con su estructura relativamente intacta.

Por último en esta secuencia, en la Figura 4.6 se muestran diferentes snapshots de la evolución de un grupo de 4 galaxias que no tienen ninguna fusión de sus halos en $t \approx 5$ Gyr de evolución.

Las Figuras (4.3-4.6) muestran diferentes escenarios de la evolución de tres grupos

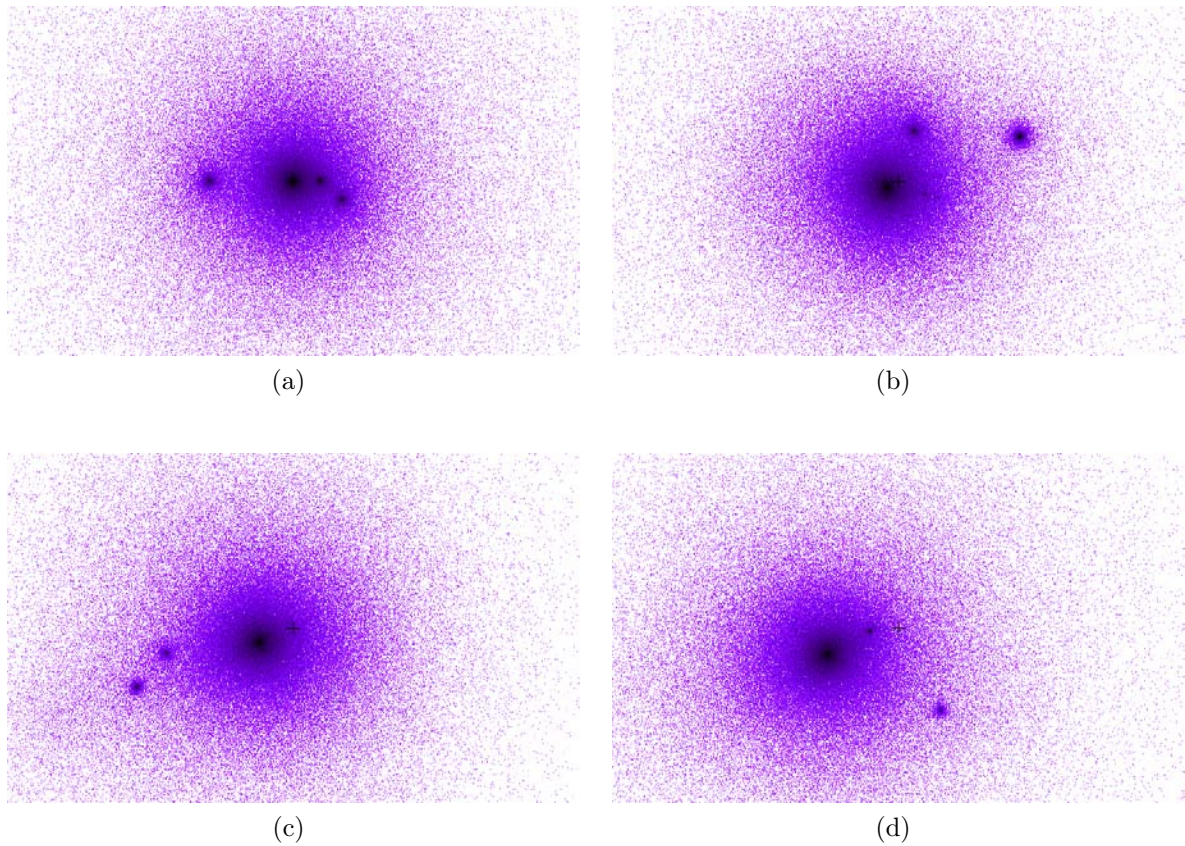


Figura 4.5: Evolución dinámica de una asociación compacta conformada inicialmente por 4 halos de diferente masa, y un fondo de materia oscura intragrupal; parámetros de las imágenes iguales a las de la Figura 4.3. Cuando el sistema ha evolucionado ya durante $3,5\text{Gyr}$ ha tenido dos fusiones y el resultado final es sólo un halo principal con 1 halo satélite.

compactos a partir de condiciones iniciales obtenidas de un contexto cosmológico. En tales figuras se muestran la evolución espacial de los mismos. En la Figura 4.7 se muestra cuantitativamente como va cambiando la multiplicidad de los diferentes grupos compactos (14) de nuestras simulaciones como función del tiempo; contado a partir de la época actual. Se encontró que un grupo permanecía sin fusiones (línea roja, panel intermedio Fig. 4.7) y uno sólo que mostraba una fusión total de sus miembros (línea azul, panel superior Fig. 4.7). Todos los demás grupos sufrieron al menos una fusión entre sus miembros dentro de $t = 5\text{Gys}$.

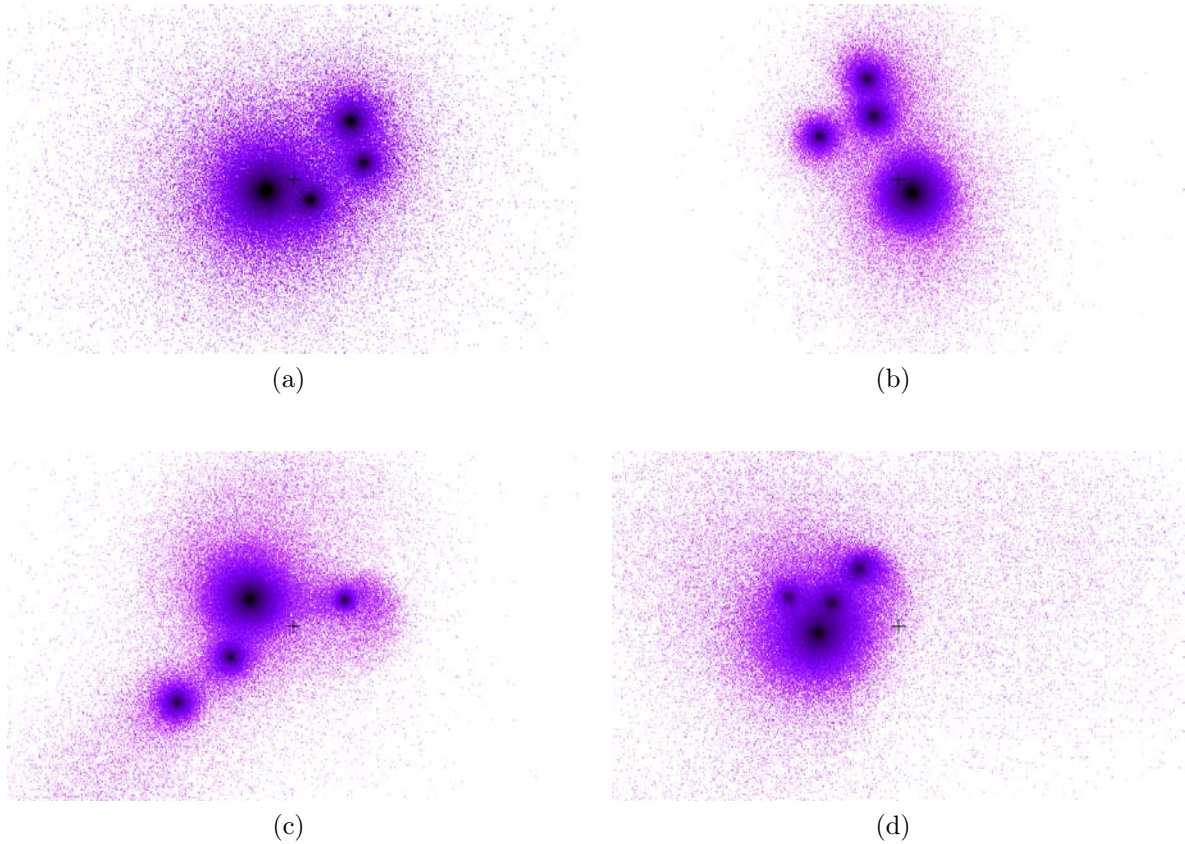


Figura 4.6: Evolución dinámica de una asociación compacta que logra sobrevivir sin fusión alguna por casi 5 Gyrs después de la época actual.

El número de GCs considerados en este trabajo evita que se pueda hacer una estimación estadística del número de sistemas que pudieran resistir a la fusión total, o los que se fusionaran de manera completa, y por lo tanto relacionarlo con las observaciones. No obstante, utilizando los números anteriores se puede estimar que alrededor de un 10% de los grupos compactos que se observan, y que son físicos, pudieran sobrevivir por lo menos unos 5 Gyr más de su condición actual. Así mismo, de la Figura 4.7, se puede hacer la estimación de que la gran mayoría de los GCs en la actualidad pueden sobrevivir sin fusiones entre sus componentes por $t \approx 1$ Gyr.

Los GCs de este estudio, como se mostró en el Capítulo 3, no está *ninguno* en equilibrio virial sino que se encuentran en un proceso de colapso cosmológico como lo muestra la Fig 8 del artículo presentado en dicho capítulo; además la cantidad de materia oscura común en

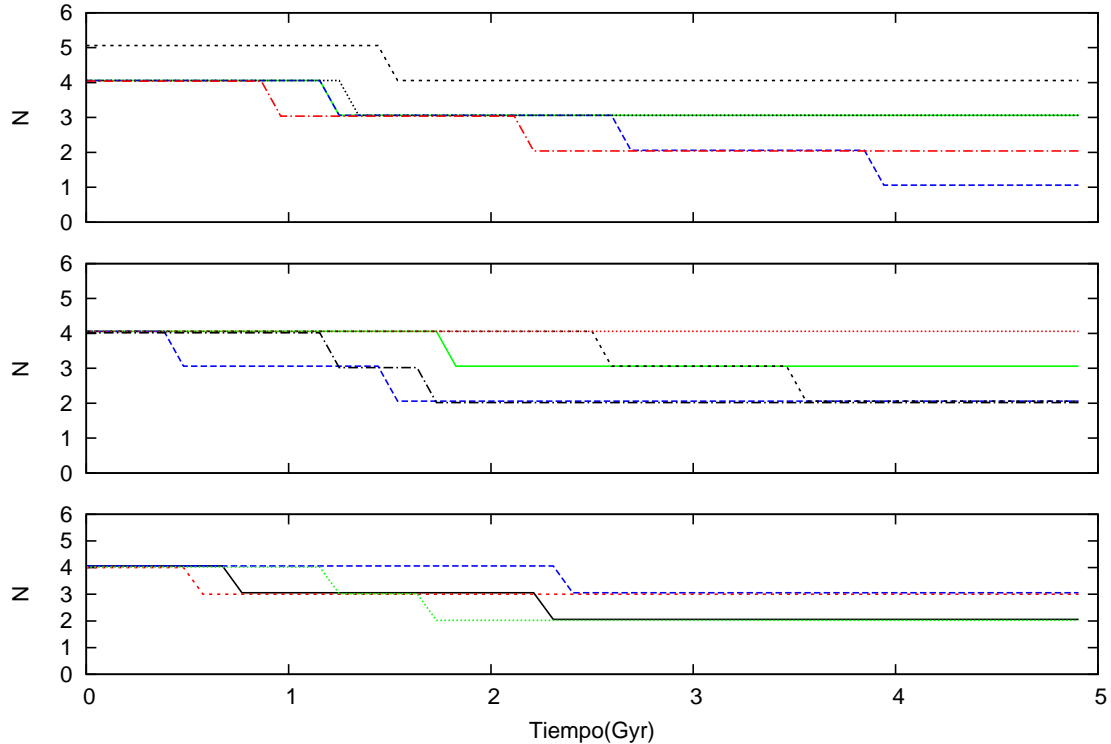


Figura 4.7: Multiplicidad de los 14 grupos compactos como función del tiempo. Se indica el número total de objetos a un tiempo dado en el grupo.

sistemas compactos resultó ser de $\approx 20\%$. Estos resultados se encuentran en contradicción con los estudios de GCs que consideran condiciones iniciales en equilibrio virial, y un halo común masivo ($\gtrsim 90\%$), lo que genera dudas sobre los resultados dinámicos que se encuentran para GCs en base a tal suposición. Por ejemplo en el trabajo de AV02 se encuentra que el 40% de los GCs sobreviven en $t \sim 10$ Gyr sin colapsarse completamente en estado virial, y en el de ABM97 encuentran varios bajo las mismas condiciones que sobreviven por unos 3 a 5 Gyr.

Sin embargo, cabe hacer notar, que AV02 también obtienen que $\approx 10\%$ no sufrirán una fusión dentro de los próximos 5 Gyr partiendo de condiciones iniciales fuera del equilibrio; es decir, en un proceso de colapso gravitacional del grupo. Aunque los números de AV02 y el presente trabajo parecen coincidir, lo cual sugiere que las condiciones iniciales utilizadas por ellos parecen estar más en concordancia con los resultados de este trabajo, es

importante señalar que aquí se han obtenido condiciones iniciales a partir de un contexto cosmológico. Lo anterior permite enmarcar los resultados obtenidos dentro de la evolución y agregamiento jerárquico de estructuras en un universo Λ CDM.

Los resultados obtenidos en este capítulo estrictamente son aplicables a conglomerados de halos de materia oscura. Para hacer una conexión con las observaciones se requeriría asociar materia luminosa a los halos, y también seguir la historia de fusiones de ellos y de sus poblaciones estelares. Esto involucraría la inclusión, al menos, de un modelo semi-analítico complejo para tratar tales cuestiones. Evidentemente, sería casi ideal utilizar simulaciones cosmológicas que incluyeran diversos procesos físicos de los bariones, sin embargo eso no es posible en este trabajo.

No obstante las limitaciones al considerar solo materia oscura, recordamos que se han utilizado halos con masas totales que pueden albergar galaxias espirales como las encontradas en los grupos pequeños de galaxias. Así pues, se puede considerar que los halos identificados en las condiciones iniciales pueden albergar, por ejemplo, galaxias espirales normales y por lo tanto la dinámica que se observa ser representativa de lo que puede ocurrir en grupos compactos que se detectan en los catálogos.

Cabe señalar que para la cuestión de determinar la longevidad, que involucra la identificación de cuándo se fusiona un halo o una galaxia, no se requiere de hacer una división clara entre la materia bariónica y la oscura. Lo anterior debido a que el centro de potencial de la materia bariónica coincide con el de la materia oscura, y el centro de ésta última nos ayuda a seguir la evolución de la concentración del grupo.

4.4. Propiedades dinámicas

Se han determinado las propiedades dinámicas de los grupos de halos a lo largo de tres líneas de visión ortogonales durante 5 Ga. Los valores en una dimensión de la dispersión

de velocidades, el radio armónico, la masa virial y dos variantes de tiempo de cruce adimensionales fueron calculados. Las cantidades proyectadas se calcularon para una mejor comparación con las observaciones.

El radio armónico fue calculado de la misma forma que en Aceves & Velázquez (2002), utilizando la fórmula,

$$R_H^{-1} = 4 \sum_i \sum_{i < j} \frac{R_{ij}^{-1}}{\pi N_g (N_g - 1)}, \quad (4.4)$$

donde N_g es en número de miembros en el grupo, R_{ij} es la separación proyectada entre dos galaxias. Las dos variantes del tiempo de cruce se estimaron de la forma,

$$\tau_c = \frac{2R_H}{\sqrt{3}\sigma}, \quad t_c = \frac{4R}{\pi\sqrt{3}\sigma} \quad (4.5)$$

donde R es la separación media proyectada. La masa virial fue calculada siguiendo a Heisler, Tremaine, & Bahcall (1985) y Aceves & Perea (1999):

$$M_{vir} = \frac{3\pi N_g}{2G} \frac{\sum_i V_i^2}{\sum_{i < j} 1/R_{ij}}, \quad (4.6)$$

donde V_i es la velocidad a lo largo de la línea de visión con respecto al centroide de velocidades.

En la Figura (4.8) mostramos los parámetros dinámicos en función del tiempo para nuestro conjunto de asociaciones compactas. Un decremento en el tamaño y una reducción en el tiempo de cruce son indicadores de una tendencia de colapso gravitacional. Aunque el tamaño del grupo depende del método adoptado para su medición, el radio armónico es siempre menor a la separación media y por lo tanto $\tau_c < t_c$. Esta figura también revela, en todos los casos, que el estimador de la masa virial subestima la masa del grupo, en general la masa con este estimador para nuestras asociaciones compactas es un $\approx 50\%$ la masa total del sistema. El resultado anterior sugiere que los grupos compactos detectados

en diversos muestreos tienen el doble de la materia estimada con la ecuación (4.6).

También es importante destacar que las escalas de tiempo τ_c y t_c son en general pequeños. De lo anterior se pudiera pensar que los sistemas están ya en equilibrio dinámico, situación que no es la que muestran los resultados; los cuales sugieren un colapso. Así pues, estas escalas de tiempo no pueden ser utilizadas para determinar el estado dinámico del sistema.

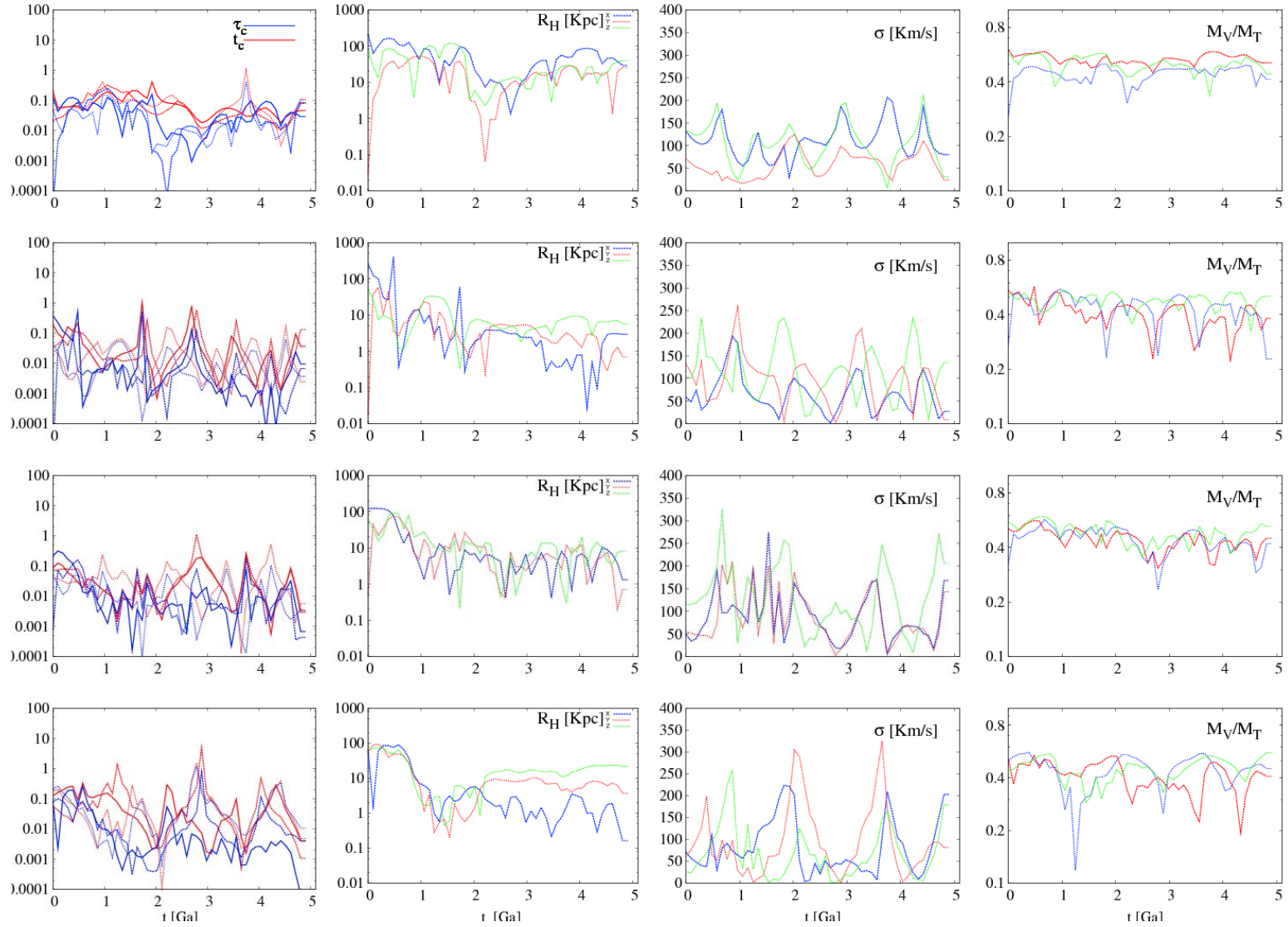


Figura 4.8: Parámetros cinemáticos en función del tiempo para nuestras 14 asociaciones compactas simuladas. Se utilizaron unidades astronómicas. Los colores de las líneas representan las líneas de visión usadas para calcular las cantidades: (azul) a lo largo del eje X, (rojo) a lo largo del eje Y, y (verde) a lo largo del eje Z. Para los tiempos de cruce se utilizó líneas azules para $H_0\tau_c$ y rojas para H_0t_c . Línea continua para el eje X, línea a rayas para el eje Y, y línea a puntos para el eje Z

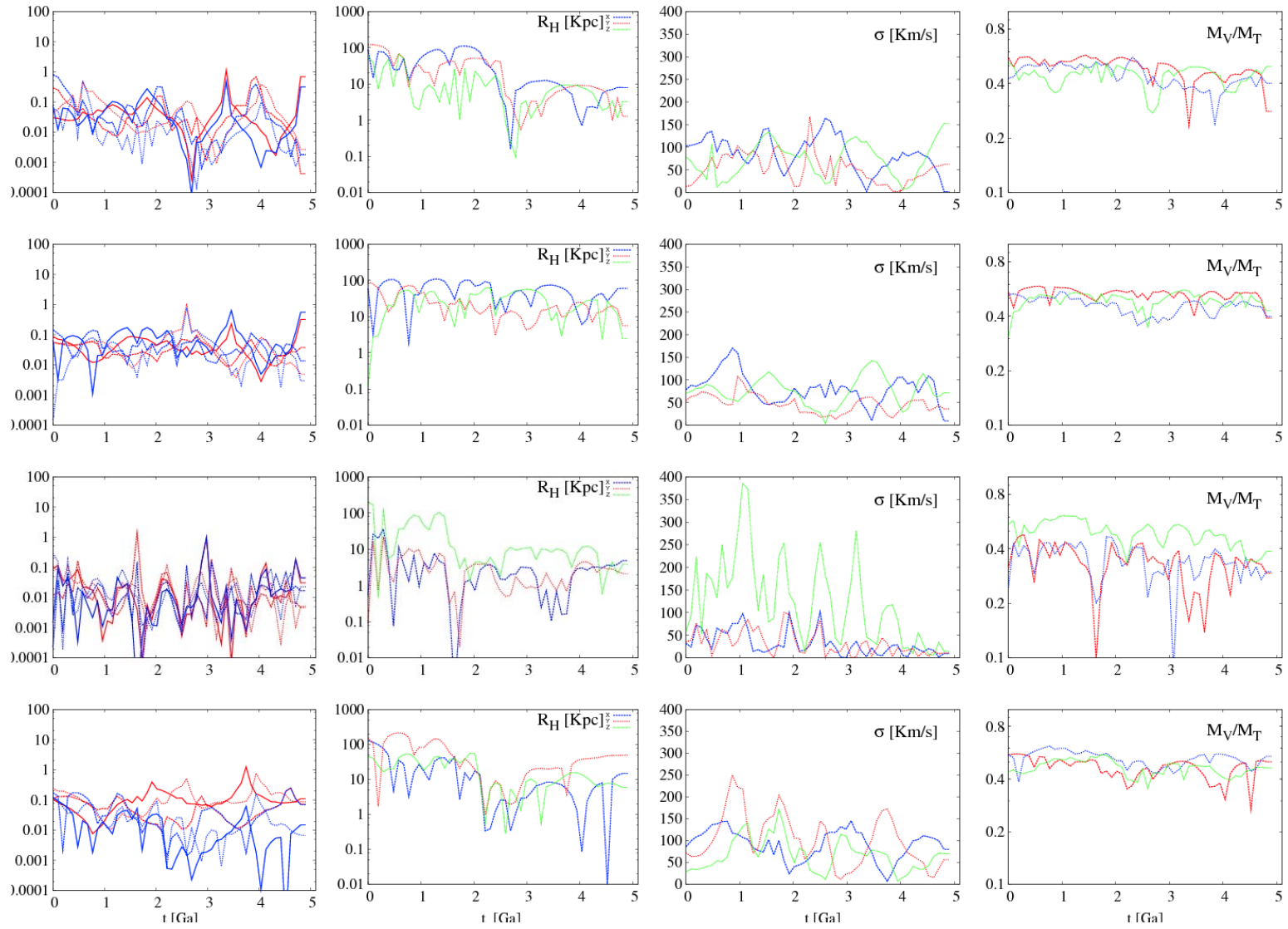


Figura 4.9: Continuación de la figura (4.8)

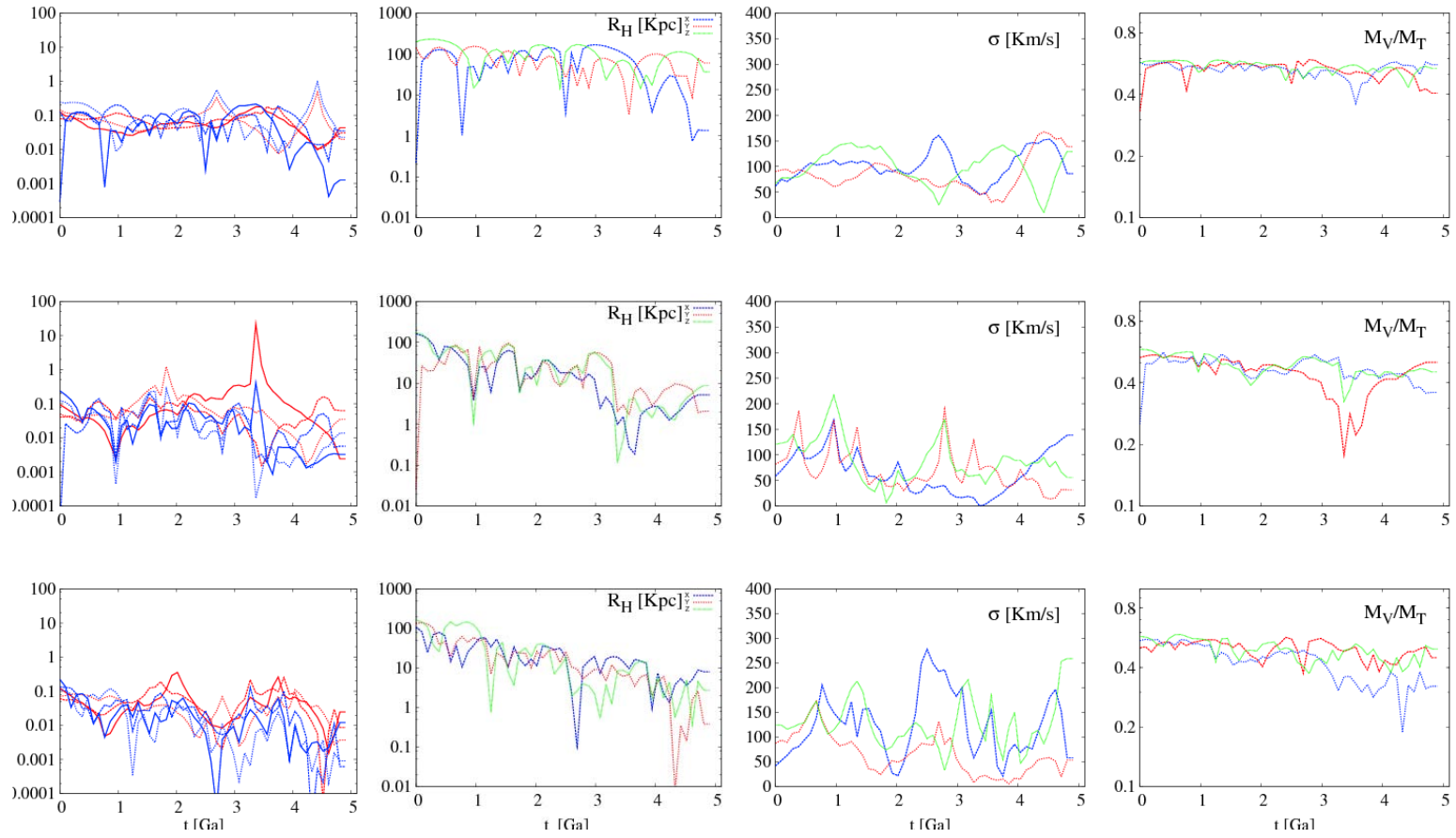


Figura 4.10: Continuación de la figura (4.8)

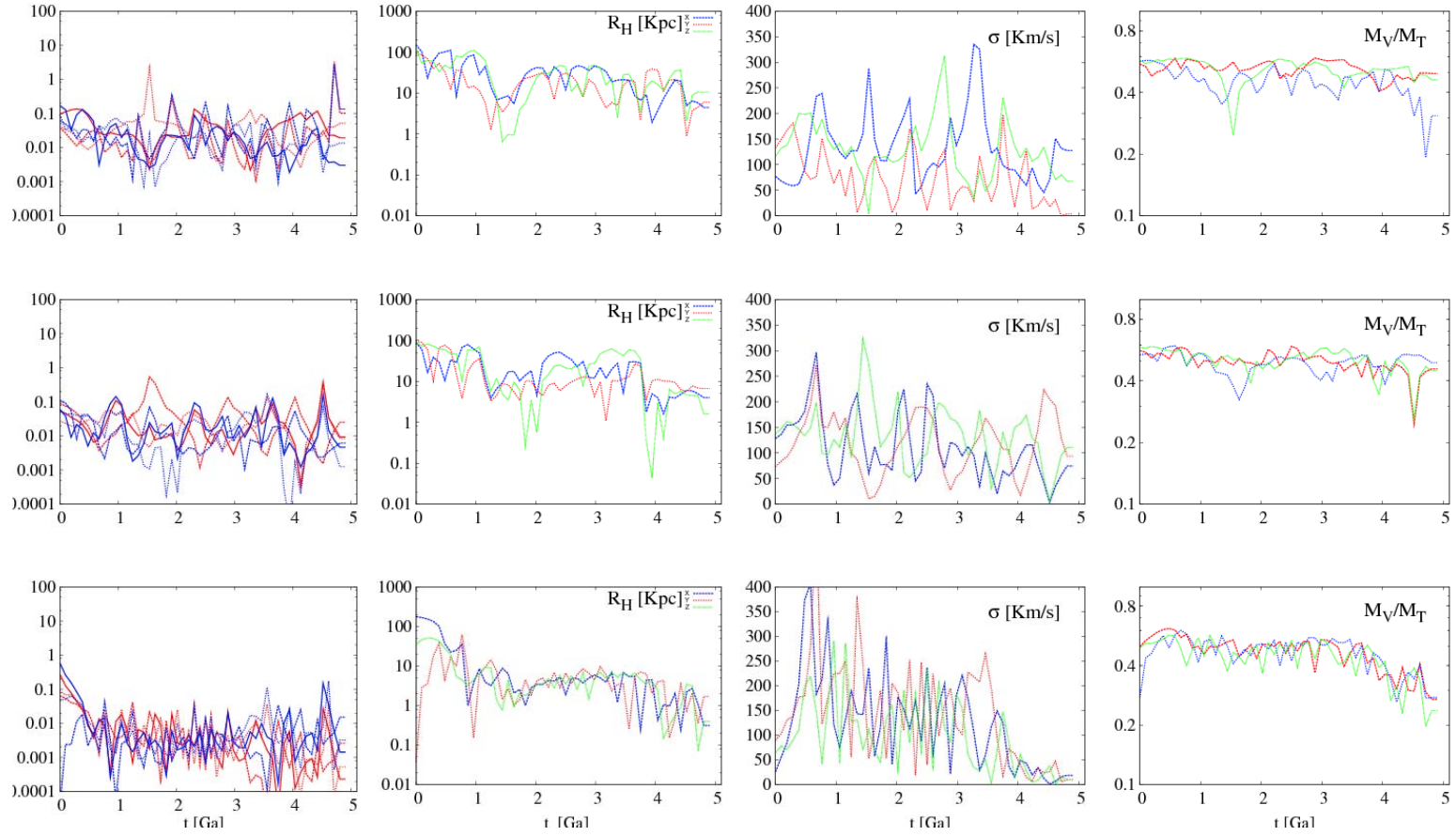


Figura 4.11: Continuación de la figura (4.8)

4.5. Comentarios Finales

En este capítulo se ha estudiado la evolución dinámica subsecuente de asociaciones compactas de galaxias, modeladas como halos oscuros, identificados en la época actual dentro de una cosmología Λ CDM.

En tales simulaciones dinámicas se han utilizado tanto la distribución como cantidad de materia oscura intragrupal, o común a todo el sistema, que arrojan las simulaciones cosmológicas utilizadas. No se ha hecho suposición alguna sobre la distribución y cantidad de la materia oscura común. No obstante, se sabe que los grupos estaban en un proceso de colapso gravitacional; incluyendo las galaxias y la materia común. Este es el primer trabajo en que se aborda la longevidad de los GCs partiendo de condiciones iniciales obtenidas del agregamiento jerárquico en una cosmología Λ CDM con parámetros consistentes con las observaciones de radiación cósmica de fondo WMAP7.

Se ha encontrado en este trabajo que los grupos compactos de halos oscuros en la actualidad pueden presentar un tiempo de vida bastante grande a partir del presente, incluso con condiciones iniciales en colapso y sin la presencia de halos que dominen ($\gtrsim 90\%$) el sistema. De los resultados del Capítulo 3 se encontró que los halos comunes en tal cosmología tienen una masa $M \lesssim 20\%M_{\text{total}}$ del grupo. De un total de 14 grupos compactos identificados, se obtuvo que uno sólo ($\approx 10\%$) presentaba una fusión total dentro de los 5 Gyr subsecuentes.

Una de la repercusiones de los resultados obtenidos aquí para los diferentes grupos compactos observados, consiste en que *no* se encuentra sustento para esperar fusiones totales rápidas dentro del próximo giga-año. Según los resultados de este trabajo, se tendría que esperar aproximadamente la mitad de un tiempo de Hubble para ver fusionados completamente los grupos compactos que se observan en el presente.

En un aspecto de más mayor-escala, dentro de la cosmología Λ CDM y la formación de estructura que se dá en ella, no parece haber problema con esperar un exceso de grupos fósiles en el futuro. La presencia actual de diversos candidatos observacionales de ser grupos fósiles no ha sido investigada en esta tesis, pero es considerada como un probable trabajo a futuro.

Grupo	M_{vir} M_{\odot}	R_{vir} kpc	c	x kpc	y kpc	z kpc	v_x km/s	v_y km/s	v_z km/s	N_h	N_{ig}
1a	3.52×10^{12}	247.59	8.97	0.00	0.00	-10.00	-8.70	-8.13	-14.60	500000	6605
1b	1.20×10^{11}	41.98	11.56	40.00	0.00	60.00	294.27	131.66	267.22	17045	
1c	1.28×10^{11}	74.42	11.52	80.00	-30.00	120.00	-16.61	-22.81	-50.74	18181	
1d	1.30×10^{11}	79.31	11.49	-130.00	0.00	90.00	-19.82	120.94	198.47	18465	
2a	3.44×10^{12}	245.57	8.98	30.00	-10.00	90.00	-22.27	-2.05	-22.71	500000	5345
2b	2.74×10^{11}	31.68	10.88	30.00	10.00	30.00	22.52	-32.31	92.91	39825	
2c	1.92×10^{11}	51.31	11.17	-30.00	-10.00	-110.00	60.94	-52.65	137.19	27906	
2d	1.48×10^{12}	153.56	9.56	-80.00	10.00	-200.00	39.69	17.59	17.78	215116	
3a	2.25×10^{12}	213.13	9.27	-20.00	-20.00	20.00	13.42	-36.05	-8.12	500000	5042
3b	2.62×10^{11}	80.28	10.90	-50.00	140.00	10.00	52.35	16.83	-25.12	58222	
3c	2.78×10^{11}	95.28	10.85	-120.00	-180.00	-10.00	103.30	4.10	48.43	61777	
3d	5.10×10^{11}	130.05	10.37	160.00	110.00	-120.00	-142.38	148.18	22.33	113333	
4a	1.90×10^{12}	201.28	9.39	-70.00	-30.00	-50.00	45.78	-62.20	50.02	500000	8167
4b	2.71×10^{11}	105.28	10.87	170.00	40.00	-100.00	-131.86	47.76	-145.09	71315	
4c	3.30×10^{11}	112.40	10.71	60.00	-70.00	230.00	-93.93	205.38	-113.68	86842	
4d	4.37×10^{11}	123.53	10.49	170.00	170.00	80.00	-46.31	85.72	-41.66	115000	
5a	1.34×10^{12}	179.45	9.64	50.00	70.00	0.00	5.24	-4.14	-3.26	500000	4399
5b	1.52×10^{11}	33.64	11.35	-10.00	30.00	-10.00	-24.20	-10.52	37.80	56716	
5c	3.20×10^{11}	80.59	10.73	-80.00	-60.00	-90.00	182.47	9.09	-132.94	119402	
5d	6.25×10^{11}	106.66	10.21	-50.00	-110.00	60.00	-98.76	6.77	65.85	233208	

Cuadro 4.1: Propiedades globales de halos en Asociaciones Compactas.

Grupo	M_{vir} M_{\odot}	R_{vir} kpc	c	x kpc	y kpc	z kpc	v_x km/s	v_y km/s	v_z km/s	N_h	N_{ig}
6a	5.20×10^{11}	109.49	10.35	-120.00	10.00	40.00	78.60	6.60	-40.92	500000	3173
6b	2.79×10^{11}	106.25	10.85	70.00	-20.00	40.00	-50.48	76.29	-31.76	268269	
6c	2.55×10^{11}	65.74	10.92	120.00	60.00	-50.00	-29.64	-85.69	130.66	245192	
6d	1.27×10^{11}	78.50	11.51	80.00	-80.00	-110.00	-151.42	-22.57	-25.00	122115	
7a	2.78×10^{12}	228.78	9.13	0.00	-60.00	-10.00	11.18	29.31	-38.95	500000	7031
7b	7.56×10^{11}	94.51	10.06	20.00	120.00	60.00	-19.99	-59.99	6.27	135971	
7c	2.12×10^{11}	59.34	11.07	60.00	180.00	-30.00	-220.17	3.44	302.64	38129	
7d	2.26×10^{11}	99.21	11.02	-190.00	150.00	-110.00	135.92	-163.01	174.3	40647	
8a	1.06×10^{12}	150.88	9.81	20.00	-110.00	80.00	-21.15	60.99	-70.02	500000	3398
8b	1.26×10^{11}	81.59	11.51	180.00	-110.00	70.00	19.43	67.54	-82.47	59433	
8c	1.22×10^{11}	81.38	11.54	-120.00	40.00	90.00	56.63	-159.07	17.19	57547	
8d	9.64×10^{11}	160.85	9.88	-30.00	120.00	-100.00	13.54	-55.77	85.60	454717	
9a	3.28×10^{12}	241.66	9.01	-10.00	0.00	-10.00	0.25	4.63	-7.41	500000	5752
9b	2.68×10^{11}	28.12	10.88	30.00	0.00	30.00	32.51	58.29	124.35	40853	
9c	1.77×10^{11}	60.30	11.22	-60.00	-60.00	90.00	-107.13	-263.13	-149.67	26981	
9d	2.39×10^{11}	89.53	10.97	130.00	120.00	-20.00	39.40	65.98	73.05	36432	
10a	4.01×10^{12}	258.37	8.88	10.00	-10.00	-60.00	-9.35	-19.36	-10.94	500000	7389
10b	1.24×10^{12}	103.31	9.70	-50.00	40.00	130.00	-37.93	-13.60	11.61	154613	
10c	5.40×10^{11}	61.17	10.32	-60.00	-80.00	140.00	68.60	91.95	17.29	67331	
10d	3.25×10^{11}	111.886	10.72	240.00	50.00	-10.00	146.01	138.01	62.02	40523	

Cuadro 4.2: Continuación Tabla 4.1

Grupo	M_{vir} M_{\odot}	R_{vir} kpc	c	x kpc	y kpc	z kpc	v_x km/s	v_y km/s	v_z km/s	N_h	N_{ig}
11a	2.89×10^{12}	231.55	9.10	30.00	10.00	-20.00	1.57	1.52	-19.64	500000	3912
11b	4.84×10^{11}	70.70	10.41	-110.00	-10.00	-30.00	-58.68	-70.90	37.14	83737	
11c	4.12×10^{11}	93.59	10.53	-50.00	-10.00	150.00	69.43	83.17	-5.48	71280	
1da	1.52×10^{11}	76.38	11.34	-150.00	-120.00	60.00	-30.85	-28.20	266.42	26643	
12a	2.18×10^{12}	210.92	9.30	30.00	-30.00	-70.00	-26.79	31.54	28.21	500000	5224
12b	1.46×10^{11}	56.01	11.39	-20.00	50.00	-10.00	39.94	-57.99	-99.71	33486	
12c	1.58×10^{11}	88.04	11.32	120.00	120.00	70.00	-70.23	112.17	192.37	36238	
12d	7.25×10^{11}	146.08	10.10	-130.00	50.00	180.00	87.82	-107.60	-106.66	166284	
13a	3.47×10^{12}	246.17	8.98	-20.00	-10.00	20.00	30.16	-15.39	-6.94	500000	10134
13b	5.71×10^{11}	102.98	10.28	0.00	100.00	-150.00	-58.98	-51.73	86.26	82276	
13c	4.34×10^{11}	108.94	10.49	120.00	30.00	190.00	-70.00	66.82	101.26	62536	
13d	1.58×10^{11}	88.84	11.32	190.00	-100.00	-30.00	-83.01	194.93	-247.21	22766	
13e	2.25×10^{11}	70.66	11.02	-66.00	36.00	-15.00	-158.61	-123.33	45.56	32420	
14a	2.85×10^{12}	230.55	9.11	20.00	20.00	-40.00	-11.23	7.13	27.32	500000	9003
14b	7.64×10^{11}	85.03	10.06	-110.00	-40.00	50.00	-43.44	-76.70	29.96	134035	
14c	3.53×10^{11}	115.04	10.66	150.00	40.00	160.00	135.55	-18.35	-264.04	61929	
14d	1.63×10^{11}	65.88	11.29	-140.00	-150.00	130.00	106.44	274.65	-46.34	28596	

Cuadro 4.3: Continuación Tabla 4.1

Capítulo 5

Conclusiones y Trabajo Futuro

Usando un conjunto de simulaciones cosmológicas en el modelo Λ CDM, con parámetros cosmológicos que están en acuerdo con las observaciones de *WMAP7*, se estudiaron grupos pequeños de halos oscuros de tamaño galáctico con los siguientes objetivos:

1. Determinar y cuantificar la distribución de materia oscura ligada en el medio intragrupal (no ligada a los halos individuales).
2. Determinar el tiempo de vida o longevidad de asociaciones compactas usando simulaciones dinámicas tomando como condiciones iniciales las posiciones y velocidades de cada halo oscuro encontradas en las simulaciones cosmológicas; al igual que la materia intragrupal.

Se identificaron grupos pequeños de halos ($M \lesssim 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$) utilizando un algoritmo de búsqueda puramente físico a $z = 0$. Los halos debían estar fundamentalmente con una energía cinética T menor que la potencial del sistema U , y encontrarse dentro de $1Mpch^{-1}$ de radio; el cual corresponde al radio turn-around para una masa $M \approx 10^{13}h^{-1}M_{\odot}$ y por lo tanto poderse considerar desacoplada del flujo de Hubble.

Los halos que conforman tales asociaciones tienen masas entre $M_{min} = 10^{11}$ y $M_{max} = 5 \times 10^{12}$ correspondiente a lo que se consideran galaxias normales.

Este algoritmo nos permitió obtener estructuras de halos bien definidas físicamente y las cuales asemejan a los grupos pequeños de galaxias observados. Las asociaciones intermedias y difusas de halos, con rango de tamaño radial $r \in [250, 500]h^{-1}$ kpc y $r \in [500, 1000]h^{-1}$ kpc respectivamente, tienen en promedio menos del 40 % de la masa total del sistema en un medio intragrupal y el resto de la masa está ligada a halos oscuros. Para las asociaciones compactas ($r < 250h^{-1}$ kpc) la fracción de materia oscura en el medio intragrupal se reduce sustancialmente a un 20 % de la masa total del sistema dentro del radio del grupo R_g , y con un perfil promedio constante dentro del mismo. En ningún caso se obtuvieron perfiles de halos comunes tipo *cuspy*.

Se estudió la longevidad de los grupos compactos de halos oscuros, usando los resultados obtenidos de nuestras simulaciones cosmológicas en $z = 0$. Se encontró que los grupos compactos actuales en un escenario Λ CDM muy probablemente puedan sobrevivir sin fusionarse completamente por otros ≈ 5 Gyr. En particular se estima que solo $\approx 10\%$ de los grupos compactos actuales pueden fusionarse completamente en tal escala de tiempo, aunque sí presenten fusiones binarias o triples en tal escala de tiempo. Por lo tanto, no parecen requerirse condiciones iniciales peculiares para asegurar una existencia como sistema de galaxias de la gran mayoría de grupos compactos actuales.

Todos los resultados en esta tesis indican que tanto la existencia a la época actual de los grupos compactos, así como su posterior evolución encuentra plena consistencia con la cosmología λ CDM y no existe el problema de la sobre-fusión de estos grupos.

En relación a lo anterior, los grupos compactos actuales muy probablemente habitan en halos comunes no masivos ($\lesssim 20\%$ de su masa total), en estado de colapso gravitacional, y por lo tanto no apoyan nuestros resultados los trabajos donde se supone un halo masivo común ($\approx 90\%$ de su masa total) y en estado virial se la solución al problema de sobre-fusión de los mismos.

En este trabajo de tesis se intentó estudiar en profundidad los sistemas de halos oscuros tanto en simulaciones cosmológicas como en simulaciones dinámicas, sobre la base de que el conocimiento de estos sistemas puede guiar a un mejor entendimiento de las teorías

de formación y evolución de estructuras en el universo. El estudio de las propiedades dinámicas de estos sistemas puede servir como base para estudios dinámicos, tales como el vínculo de sistemas binarios y tripletes de galaxias con asociaciones compactas así como diferentes fases evolutivas de un mismo tipo de sistema.

5.1. Trabajo Futuro

Posibles líneas de investigación a futuro son:

1. Realizar simulaciones cosmológicas con técnicas de *re-zooming* para identificar de manera más clara los componentes de grupos pequeños de galaxias.
2. Estudiar la historia de formación de los grupos pequeños en cuanto, por ejemplo, su historia de fusiones.
3. Incluir dentro de los halos de materia oscura materia que represente la parte visible, como bulbo y disco.
4. Acoplar modelos semi-analíticos, que consideren aspectos como luminosidades y evolución de poblaciones estelares, con los resultados dinámicos.
5. Eventualmente, se deben incluir de la manera más completa posible la simulación de procesos bariónicos físicos.

Bibliografía

- [1] Aarseth, S. J. 1963, *MNRAS*, 126, 223
- [2] Aceves, H., & Velázquez, H. 2002, *RMxAA*, 38, 199
- [3] Aguerri, J. A. L., Castro-Rodríguez, N., Napolitano, N., Arnaboldi, M., & Gerhard, O. 2006, *A&Ap*, 457, 771
- [4] Allam, S. S., & Tucker, D. L. 2000, *Astr Nach.*, 321, 101
- [5] Athanassoula, E., Makino, J., & Bosma, A. 1997, *MNRAS*, 286, 825
- [6] Athanassoula, E., Garijo, A., & García Gómez, C. 2001, *MNRAS*, 321, 353
- [7] Bardeen, J. M. 1986, *Inner Space/Outer Space: The Interface between Cosmology and Particle Physics*, University of Chicago Press, 212
- [8] Barnes, J. 1985, *MNRAS*, 215, 517
- [9] Barnes, J., & Hut, P. 1986, *Nature*, 324, 446
- [10] Barnes, J. E. 1989, *Nature*, 338, 123
- [11] Bartelmann, M. 2010, *Classical and Quantum Gravity*, 27, 233001
- [12] Barton, E., Geller, M., Ramella, M., Marzke, R. O., & da Costa, L.N. 1996, *AJ*, 112, 871
- [13] Berlind, A. A., Frieman, J., Weinberg, D. H., et al. 2006, *ApJS*, 167, 1

-
- [14] Bertschinger, E., & Gelb, J. M. 1991, Cosmological N-body simulations, *Computers in Physics*, 5, 164
- [15] Bode, P. W., Cohn, H.N., & Lugger, P. M. 1993, *ApJ*, 416, 17
- [16] Brough, S., Forbes, D. A., Kilborn, V. A., & Couch, W. 2006, *MNRAS*, 370, 1223
- [17] Calvi, R., Poggianti, B. M., & Vulcani, B. 2011, *MNRAS*, 416, 727
- [18] Carlberg, R. G., Yee, H. K. C., Morris, S. L., et al. 2001, *ApJ*, 552, 427
- [19] Carollo, C. M., Cibinel, A., Lilly, S. J., et al. 2013, *ApJ*, 776, 71
- [20] de Carvalho, R. R., Gonçalves, T. S., Iovino, A., et al. 2005, *AJ*, 130, 425
- [21] Casagrande, L., & Diaferio, A. 2006, *MNRAS*, 373, 179
- [22] Chernin, A. D., & Mikkola, S. 1991, *MNRAS*, 253, 153
- [23] Crocce, M., Pueblas, S., & Scoccimarro, R. 2006, *MNRAS*, 373, 369
- [24] Da Rocha, C., & Mendes de Oliveira, C. 2005, *MNRAS*, 364, 1069
- [25] Diaferio, A., Geller, M. J., & Ramella, M. 1994, *AJ*, 107, 868
- [26] Díaz-Giménez, E., & Mamon, G. A. 2010, *MNRAS*, 409, 1227
- [27] Díaz-Giménez, E., Mamon, G. A., Pacheco, M., Mendes de Oliveira, C., & Alonso, M. V. 2012, *MNRAS*, 426, 296
- [28] Domínguez Romero, M. J. d. L., García Lambas, D., & Muriel, H. 2012, *MNRAS*, 427, L6
- [29] Eke, V. R., Baugh, C. M., Cole, S., et al. 2004, *MNRAS*, 348, 866
- [30] Evrard, A. E. 1990, *ApJ*, 363, 349
- [31] Focardi, P., & Kelm, B. 2002, *A&Ap*, 391, 35
- [32] Gelb, J. M., & Bertschinger, E. 1994, *ApJ*, 436, 467

-
- [33] Geller, M. J., & Huchra, J. P. 1983, *ApJS*, 52, 61
- [34] Gill, S. P. D., Knebe, A., & Gibson, B. K. 2004, *MNRAS*, 351, 399
- [35] Gómez-Flechoso, M. A., & Domínguez-Tenreiro, R. 2001, *ApJ*, 549, L187
- [36] Gonzalez, A. H., Zabludo , A. I., Zaritsky, D., & Dalcanton, J. J. 2000, *ApJ*, 536, 561
- [37] Governato, F., Bhatia, R., & Chincarini, G. 1991, *ApJ*, 371, L15
- [38] Governato, F., Tozzi, P., & Cavaliere, A. 1996, *ApJ*, 458, 18
- [39] Guth, A. H. 1981, , 23, 347,
- [40] Harrison, E. R. 1970, *MNRAS*, 148, 119
- [41] Hernquist, L., Katz, N., & Weinberg, D. H. 1995, *ApJ*, 442, 57
- [42] Hernquist, L., Katz, N., Weinberg, D. H., & Miralda-Escudé, J. 1996, *ApJ*, 457, L51
- [43] Hickson, P. 1982, *ApJ*, 255, 382
- [44] Hickson, P. 1997, *ARA&A*, 35, 357
- [45] Hockney, R. W., & Eastwood, J. W. 1988, Bristol: Hilger, 1988,
- [46] Hoekstra, H., Franx, M., Kuijken, K., et al. 2001, *ApJ*, 548, L5
- [47] Holmberg, E. 1941, *ApJ*, 94, 385
- [48] Huchra, J. P., & Geller, M. J. 1982, *ApJ*, 257, 423
- [49] Iovino, A. 2002, *AJ*, 124, 2471
- [50] Iovino, A., de Carvalho, R. R., Gal, R. R., et al. 2003, *AJ*, 125, 1660
- [51] Jenkins, A., Frenk, C. S., Pearce, F. R., et al. 1998, *ApJ*, 499, 20
- [52] Jenkins, A., Frenk, C. S., White, S. D. M., et al. 2001, *MNRAS*, 321, 372
- [53] Karachentsev, I. D. 2005, *AJ*, 129, 178

-
- [54] Klypin, A., & Holtzman, J. 1997, arXiv:astro-ph/9712217
- [55] Klypin, A., Gottlöber, S., Kravtsov, A. V., & Khokhlov, A. M. 1999, *ApJ*, 516, 530
- [56] Knebe, A., Green, A., & Binney, J. 2001, *MNRAS*, 325, 845
- [57] Knebe, A., Wagner, C., Knollmann, S., Diekersho , T., & Krause, F. 2009, *ApJ*, 698, 266
- [58] Knollmann, S. R., & Knebe, A. 2009, *ApJS*, 182, 608
- [59] Kolb, E. W., & Turner, M. S. 1990, *Front. Phys.*, Vol. 69
- [60] Lacey, C., & Cole, S. 1994, *MNRAS*, 271, 676
- [61] Larson, D., Dunkley, J., Hinshaw, G., et al. 2011, *ApJS*, 192, 16
- [62] Lee, B. C., Allam, S. S., Tucker, D. L., et al. 2004, *AJ*, 127, 1811
- [63] Lewis, A., Challinor, A., & Lasenby, A. 2000, *ApJ*, 538, 473
- [64] Limousin, M., Cabanac, R., Gavazzi, R., et al. 2009, *A&Ap*, 502, 445
- [65] MacFarland, T., Couchman, H. M. P., Pearce, F. R., & Pichlmeier, J. 1998, *New Astronomy*, 3, 687
- [66] Mamon, G. A. 1986, *ApJ*, 307, 426
- [67] Mamon, G. A. 1987, *ApJ*, 321, 622
- [68] Mamon, G. A. 1992, *Distribution of Matter in the Universe*, 51
- [69] Mamon, G. A. 2000, *Dynamics of Galaxies: from the Early Universe to the Present*, 197, 377
- [70] Mamon, G. A. 2008, *A&Ap*, 486, 113
- [71] McConnachie, A. W., Ellison, S. L., & Patton, D. R. 2008, *MNRAS*, 387, 1281
- [72] McKean, J. P., Auger, M. W., Koopmans, L. V. E., et al. 2010, *MNRAS*, 404, 749

-
- [73] Mendes de Oliveira, C., Coelho, P., González, J. J., & Barbuy, B. 2005, *AJ*, 130, 55
- [74] Mo, H., van den Bosch, F. C., & White, S. 2010, *Galaxy Formation and Evolution*, by Houjun Mo , Frank van den Bosch , Simon White, Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2010,
- [75] Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1996, *ApJ*, 462, 563
- [76] Newman, A. B., Treu, T., Ellis, R. S., & Sand, D. J. 2013, *ApJ*, 765, 25
- [77] Niemi, S.-M., Nurmi, P., Heinämäki, P., & Valtonen, M. 2007, *MNRAS*, 382, 1864
- [78] Nolthenius, R., & White, S. D. M. 1987, *MNRAS*, 225, 505
- [79] Parker, L. C., Hudson, M. J., Carlberg, R. G., & Hoekstra, H. 2005, *ApJ*, 634, 806
- [80] Peebles, P. J. E. 1993, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 25, 896
- [81] Perlmutter, S., Turner, M. S., & White, M. 1999, *Physical Review Letters*, 83, 670
- [82] Ponman, T. J., Bourner, P. D. J., & Ebeling, H. 1996, *Roentgenstrahlung from the Universe*, 357
- [83] Prandoni, I., Iovino, A., & MacGillivray, H. T. 1994, *AJ*, 107, 1235
- [84] Press, W. H., & Schechter, P. 1974, *ApJ*, 187, 425
- [85] Proctor, R.N., Forbes, D. A., Hau, G. K. T., et al. 2004, *MNRAS*, 349, 1381
- [86] Ramella, M., Diaferio, A., Geller, M. J., & Huchra, J. P. 1994, *AJ*, 107, 1623
- [87] Rose, J. A. 1979, *ApJ*, 231, 10
- [88] Sommer-Larsen, J. 2006, *MNRAS*, 369, 958
- [89] Sugiyama, N. 1995, *ApJS*, 100, 281
- [90] Sulentic, J. W. 1987, *ApJ*, 322, 605
- [91] Sulentic, J. W. 1997, *ApJ*, 482, 640

-
- [92] Spergel, D.N., Verde, L., Peiris, H. V., et al. 2003, *ApJS*, 148, 175
- [93] Springel, V. 2005, *MNRAS*, 364, 1105
- [94] Tago, E., Einasto, J., Saar, E., et al. 2008, *A&Ap*, 479, 927
- [95] Tago, E., Saar, E., Tempel, E., et al. 2010, *A&Ap*, 514, A102
- [96] Tatekawa, T., & Mizuno, S. 2007, *JCAP*, 12, 14
- [97] Tempel, E., Tamm, A., Gramann, M., et al. 2014, *A&Ap*, 566, A1
- [98] Thanjavur, K., Crampton, D., & Willis, J. 2010, *ApJ*, 714, 1355
- [99] Tormen, G., Bouchet, F. R., & White, S. D. M. 1997, *MNRAS*, 286, 865
- [100] Tovmassian, H. M., Martinez, O., & Tiersch, H. 1999, *A&Ap*, 348, 693
- [101] Tovmassian, H. M., Yam, O., & Tiersch, H. 2001, *RMxAA*, 37, 173
- [102] Tully, R. B. 1987, *ApJ*, 321, 280
- [103] Tully, R. B. 1980, *ApJ*, 237, 390
- [104] von Hoerner, S. 1960, , 50, 184
- [105] Walke, D. G., & Mamon, G. A. 1989, *A&Ap*, 225, 291
- [106] Warren, M. S., Quinn, P. J., Salmon, J. K., & Zurek, W. H. 1992, *ApJ*, 399, 405
- [107] Weinberg, S. 1972, *Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity*, by Steven Weinberg, pp. 688. ISBN 0-471-92567-5. Wiley-VCH , July 1972.,
- [108] Williams, R. J., Kelson, D. D., Mulchaey, J. S., et al. 2012, *ApJ*, 749, L12
- [109] White, S. D. M. 1990, *Dynamics and Interactions of Galaxies*, 380
- [110] Yang, X., Mo, H. J., van den Bosch, F. C., et al. 2007, *ApJ*, 671, 153
- [111] Zeldovich, Y. B. 1972, *MNRAS*, 160, 1P
- [112] Zwicky, F. 1951, *PASP*, 63, 61