



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales Departamento de Física

Formación de galaxias: modelo de materia oscura y la física bariónica

Tesis presentada para optar al título de Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias Físicas

Lic. Pedro Anselmo Cataldi

Directora: Dra. Susana Pedrosa

Directora Adjunta: Dra. Susana Landau

Consejero de estudios: Dr. Cesar Bertucci

Lugar de trabajo: Instituto de Astronomía y Física del Espacio

Buenos Aires, 29 de junio del 2023

Resumen

En el modelo cosmológico más aceptado en la actualidad, $\sim 5/6$ de la masa del Universo está constituida por materia oscura. La materia oscura constituye el esqueleto sobre el que se forman, evolucionan y fusionan las galaxias. En el contexto de este modelo, bien establecido a partir de una amplia gama de observaciones, las fluctuaciones en la distribución de la materia se crearon en la primera fracción de segundo seguidos por un período inflacionario. La inestabilidad gravitatoria hizo crecer estas fluctuaciones con el tiempo. El gas y la materia oscura estaban inicialmente bien mezclados; a medida que el Universo evolucionó, el gas a través de la disipación de energía cayó a los centros de los halos de materia oscura. En halos lo suficientemente grandes, el gas pudo enfriarse, formar estrellas, surgiendo una protogalaxia. El espectro de potencia de la materia indica que los objetos pequeños deberían formarse primero, y los halos deberían luego crecer y fusionarse con el tiempo, en un crecimiento jerárquico. Las simulaciones numéricas cosmológicas constituyen una herramienta fundamental para esta clase de estudios ya que proveen el marco teórico para interpretar las observaciones, siendo éstas, a la vez, imprescindibles para contrastar y mejorar los modelos desarrollados.

En la presente Tesis se aborda el estudio de halos de materia oscura usando simulaciones numéricas cosmológicas. Se analizan las propiedades estructurales y dinámicas de los halos, poniendo especial énfasis en las configuraciones morfológicas que adoptan los halos de materia oscura para distintos corrimientos al rojo y su conexión con las propiedades de las galaxias que hospedan. Se analiza el proceso de ensamblaje de los mismos junto a las galaxias a través de las historias de acreción y fusión y se contrastan los resultados con observaciones del Universo Local.

Por otra parte, la expansión acelerada del Universo actual es uno de los problemas más intrigantes de la cosmología moderna. Aún las explicaciones menos exóticas requieren la existencia de una nueva componente en el Universo, la energía oscura, con propiedades físicas inusuales que lleven a una gravedad repulsiva a grandes distancias. Entre los modelos cosmológicos alternativos, aquí se enfoca en el estudio de las teorías de gravedad

$f(R)$ las cuales modifica la acción gravitatoria con una función de la curvatura. Se estudian los efectos en la estructura de la materia debido a las denominadas quintas fuerzas (propias de estas teorías) y las respectivas zonas de apantallamiento, donde se recupera la Relatividad General.

Palabras claves: galaxias: formación — galaxias: evolución — galaxias: halos - cosmología: teoría - materia oscura - métodos: numéricos

Galaxy formation: dark matter model and baryonic physics

Abstract

In the currently most accepted cosmological model, $\sim 5/6$ of the mass of the Universe is made up of dark matter. Dark matter constitutes the skeleton on which galaxies form, evolve and merge. In the context of this model, well established from a wide range of observations, fluctuations in the distribution of matter were created in the first fraction of a second followed by an inflationary period. Gravitational instability caused these fluctuations to grow with time. Gas and dark matter were initially well mixed; as the Universe evolved, gas through energy dissipation fell to the centers of dark matter halos. In sufficiently large haloes, the gas was able to cool, forming stars, giving rise to a protogalaxy. The matter power spectrum indicates that small objects should form first, and haloes should then grow and merge over time, in a hierarchical growth. Cosmological numerical simulations are a fundamental tool for this kind of studies since they provide the theoretical framework to interpret the observations, which are, at the same time, essential to contrast and improve the developed models.

This thesis deals with the study of dark matter haloes using cosmological numerical simulations. The structural and dynamical properties of the haloes are analyzed, with special emphasis on the morphological configurations adopted by dark matter haloes at different redshifts and their connection with the properties of the host galaxies. The process of their assembly together with the galaxies through accretion and merger histories is analyzed and the results are contrasted with observations of the Local Universe.

On the other hand, the accelerated expansion of the present Universe is one of the most intriguing problems of modern cosmology. Even the least exotic explanations require the existence of a new component in the Universe, dark energy, with unusual physical properties leading to repulsive gravity at large distances. Among the alternative cosmological

models, the focus here is on the study of gravity theories $f(\mathbf{R})$ which modify the gravitational action with a function of curvature. The effects on the structure of matter due to the so-called fifth forces (characteristic of these theories) and the respective screening regions are studied, where General Relativity is recovered.

Key words: galaxies: formation — galaxies: evolution — galaxies: haloes - cosmology: theory - dark matter - methods: numerical

Índice general

1	Introducción	1
2	Bariones moldeando la forma de los halos de materia oscura a $z=0$	15
2.1	Resumen	15
2.2	Simulaciones numéricas	16
2.2.1	Simulaciones EAGLE	17
2.2.2	Simulaciones Fenix	18
2.3	Propiedades de los halos de materia oscura	20
2.3.1	Distribución bariónica en las zonas centrales	21
2.3.2	Bariones moldeando los halos de materia oscura	25
2.4	Dependencia de las formas de los halos con las formas de las galaxias	32
2.4.1	La estructura de velocidades de la materia oscura	37
2.5	Conclusiones	41
3	Respuesta de la materia oscura a la historia del ensamblaje de las galaxias	43
3.1	Resumen	43
3.2	Simulaciones	45
3.3	Resultados	51
3.3.1	Perfiles de densidad de la materia oscura a $z=0$	51
3.3.2	Evolución temporal de los perfiles de densidad de la materia oscura	55
3.3.3	La evolución de distribución de masas	60
3.3.4	Formas de los halos de materia oscura	65
3.3.5	Momento angular de la materia oscura	67
3.3.6	El papel de los flujos de entrada y salida de gas	71

3.4	Resumen y conclusiones	76
4	Respuesta de la materia oscura a las formas de acreción	80
4.1	Resumen	80
4.2	Simulaciones	81
4.2.1	Selección de halos	83
4.3	Resultados	85
4.3.1	La evolución del perfil de densidad de masa	85
4.3.2	Evolución de la morfología de los halos	88
4.3.3	Efectos de la masa acretada	95
4.4	Conclusiones	102
5	Influencia del modelo cosmológico: estructura de los halos de materia oscura en MOG.	104
5.1	Resumen	104
5.2	Modelos teóricos	105
5.2.1	Gravedad $f(R)$	105
5.2.2	El modelo Hu & Sawicki	107
5.2.3	La quinta fuerza	108
5.2.4	Perfil Navarro-Frenk-White y radio de apantallamiento	110
5.2.5	Motivación	111
5.3	Ecuaciones hidrodinámicas en códigos de gravedad modificada	113
5.3.1	Simulaciones ECOSMOG	113
5.3.2	Hydro ECOSMOG y efectos en $P(k)$	114
5.4	Efectos de las zonas de apantallamiento	116
5.4.1	Simulaciones numéricas	116
5.5	Selección de galaxias	117
5.5.1	<i>Voids</i> en $f(R)$	117
5.5.2	Selección de los halos	118
5.5.3	Reconstrucción del campo gravitatorio de los halos seleccionados	119
5.6	Resultados	120

5.6.1	Propiedades de las galaxias y relaciones de escala	120
5.6.2	Masa efectiva	124
5.6.3	Curvas rotacionales	126
5.6.4	Concentración del halo	131
5.6.5	Morfología	134
5.7	Conclusiones	139
6	Conclusiones	141
	Apéndice	146
1	El código P-GADGET-3 y el modelo químico-dinámico	146
A	Análisis ampliado de la forma del halo	153
B	Contracción adiabática	156
C	Análisis ampliado de la evolución de los halos	158
D	Construcción del catálogo mediante el teselado de Voronoi	161
E	Propiedades y relaciones de escala	161
F	Parámetros elipsoidales y correlación morfológica	162
	Publicaciones a las que dio origen esta Tesis	165
	Publicaciones a las que dio origen esta Tesis	166
	Bibliografía	168

Capítulo 1

Introducción

Estructura interna de los halos de materia oscura

Dentro del modelo cosmológico estándar Λ -CDM, la materia oscura (MO) junto con la energía oscura son los ingredientes principales que conducen a la formación y evolución de las estructuras cósmicas. En este escenario, las galaxias se ensamblan y evolucionan dentro de halos de MO formados mediante crecimiento jerárquico (White et al., 1978). La determinación precisa de sus propiedades en presencia de bariones ha sido una tarea crucial en los estudios de formación de galaxias (Knebe et al., 2004; Moore et al., 2004; Faltenbacher et al., 2005; Avila-Reese et al., 2005; Bailin et al., 2005; Patiri et al., 2006; Vera-Ciro et al., 2011a). En este escenario, los halos de MO crecen de forma jerárquica y continua mediante fusiones sucesivas a lo largo de estructuras filamentosas en la red cósmica (Zel'dovich, 1970), a partir de la acreción de halos de menor masa (ver por ejemplo, White et al., 1978; Peebles, 1980; Ghigna et al., 1998; Springel et al., 2008).

Las simulaciones cosmológicas han sido una herramienta esencial para poder investigar la formación de galaxias y estructuras del Universo en profundidad. Las simulaciones con únicamente MO (DMo, 'Dark Matter Only'), que sólo tienen en cuenta la dinámica de esta última, resultan de gran utilidad ya que si bien están limitadas por la ausencia de bariones son menos costosas computacionalmente. Los resultados muestran que los halos de MO siguen un perfil de densidad radial universal (NFW, Navarro et al., 1997; Diemand et al., 2005), y tienden a tener forma triaxial, mientras que en las regiones interiores resultan más prolatas (Frenk et al., 1988; Jing et al., 2002; Allgood, 2005; Stadel et al., 2009). Si bien, durante la última década, varios estudios han brindado información sólida sobre

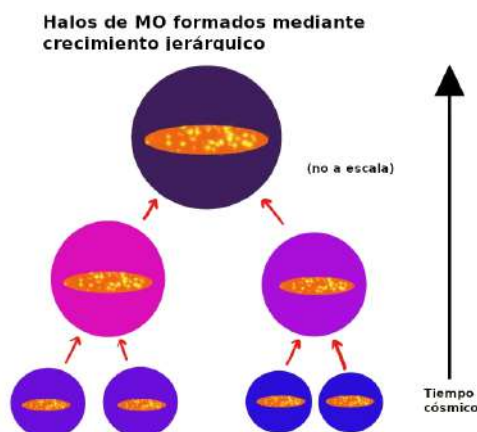


Figura 1.1: Representación esquemática del crecimiento jerárquico de los halos de MO y galaxias, mediante acreciones y fusiones a lo largo del tiempo cósmico.

las características de los halos de MO, aún quedan muchos problemas por comprender íntegramente: como el problema *cuspy-core* (Moore et al., 2004; Walker et al., 2011; Oh et al., 2015) o el *missing satellite problem* (Diemand et al., 2007; Guo et al., 2010a; Bullock et al., 2017).

Sin embargo como mencionamos, estas simulaciones no tienen en cuenta los efectos de la formación de galaxias y la presencia de bariones en la evolución de los halos. Los resultados observacionales basados en curvas de rotación de galaxias espirales muestran que los halos de MO podrían tener un núcleo de densidad central (por ejemplo, Salucci et al., 2000; Oh et al., 2008; Donato et al., 2009), contrariamente a los perfiles universales *cuspy* obtenidos a partir de simulaciones DMO. Está bien establecido que en los modelos de formación de galaxias hay muchos procesos físicos que pueden modificar las propiedades de los halos. La condensación de bariones en la galaxia central generalmente contrae la masa de MO hacia las regiones interiores. Este efecto se ha modelizado a menudo asumiendo modelos de contracción adiabática (Blumenthal et al., 1986; Gnedin et al., 2004), basados en que el potencial gravitatorio del sistema es esféricamente simétrico y cambia lentamente. Sin embargo, este modelo simplificado no reproduce los resultados obtenidos en diferentes simulaciones hidrodinámicas cosmológicas y se han considerado otros modelos empíricos (por ejemplo, Abadi et al., 2010; Pedrosa et al., 2010; Chan et al., 2015). Además, los

flujos de salida producidos por la retroalimentación estelar pueden evitar el enfriamiento del gas, extrayéndolo de las regiones centrales y a su vez expandiendo los halos (Read et al., 2005; Macciò et al., 2012; Governato et al., 2012; Brook et al., 2015; El-Zant et al., 2016).

Otros procesos también podrían modificar los halos, como la presencia de discos y/o barras galácticas (Debattista et al., 1998; Errani et al., 2017), la fricción dinámica de cúmulos en caída (El-Zant et al., 2001), y fusiones de subestructuras dentro o cerca del halo (Dekel et al., 2003). En algunos casos los halos de MO responden expandiéndose al ensamblaje de bariones en las regiones internas, como lo muestran los estudios comparativos de los perfiles de MO en simulaciones hidrodinámicas y de sus contrapartes de DMO (Pedrosa et al., 2010; Tissera et al., 2010; Duffy et al., 2010; Dutton et al., 2016; Chua et al., 2019).

Numerosos trabajos se han enfocado en el intercambio de momento angular entre la galaxia y las partes interiores y exteriores del halo de MO (Pedrosa et al., 2010; Zavala et al., 2016; Teklu et al., 2017). Zavala et al. (2016) encontró una correlación entre la evolución del momento angular estelar específico de la galaxia y la del halo interno de MO. Teklu et al. (2017) reportó que las galaxias de disco están alojadas preferentemente en halos que tienen un momento angular central alineado con el momento angular total del halo. Por otra parte, Zhu et al., 2017 descubrió que cuando se incluyen los bariones, las órbitas de las partículas de MO se transforman principalmente del tipo caja (“box”) al tipo tubo (“tube”). Estos autores también propusieron un vínculo entre el momento angular de los discos bariónicos y los halos de MO, de modo que para que los cambios en las órbitas sean irreversibles, se requiere un intercambio de momento angular entre los bariones y la MO (ver, Pedrosa et al., 2010).

Se ha establecido ampliamente que los bariones también producen un impacto en las formas de halo de MO. Los halos de las simulaciones hidrodinámicas parecen ser menos triaxiales que su contraparte DMO (Tissera et al., 1998; Dubinski et al., 1991; Chabrier, 2003; Debattista et al., 2008; Kazantzidis et al., 2010; Tissera et al., 2010; Bryan et al., 2012; Zemp et al., 2012; Bryan et al., 2013; Ceverino et al., 2015; Zhu et al., 2017). Las

formas de los halos de MO están relacionadas con la estructura orbital de las partículas de MO que los forman (Barnes et al., 1996). La esferización detectada en presencia de bariones está relacionada con la modificación de dichas órbitas. Usando simulaciones hidrodinámicas, Debattista et al. (2008) y Valluri et al. (2010) encontraron que las órbitas del tipo ‘box’ presentes en los halos triaxiales se vuelven más circulares debido a la presencia de bariones, lo que hace que la forma cambie. Sparre et al. (2012) también estudió la relación entre la forma del halo de MO y la anisotropía de la velocidad para una amplia gama de simulaciones de DMO, encontrando una correlación entre ambas.

Vera-Ciro et al. (2014) analizó los halos de simulación de Aquarius con velocidades circulares máximas en el rango de $8 \text{ km/s} < V_{\text{max}} < 200 \text{ km/s}$, encontrando una relación entre la triaxialidad y la masa del halo: los halos más pequeños son entre un 40 y un 50 por ciento más redondos que los del tipo de la Vía Láctea, en el radio donde la velocidad circular alcanza su punto máximo. Además, Butsky et al., 2016, usando las simulaciones de zoom-in de NIHAO, encontró una fuerte dependencia con la masa de la forma del halo interno entre las simulaciones de DMO e Hydro.

Utilizando las simulaciones Illustris e Illustris-Dark, Chua et al. (2019) reportó que la física bariónica tiene un impacto significativo en la forma del halo, con efectos más fuertes en la región interna, esferizando los halos. Para estudiar esta dependencia con la morfología de las galaxias, Kazantzidis et al. (2010) investigó el efecto del crecimiento de una galaxia espiral central en el interior de un halo de MO triaxial en una simulación de DMO, reportando una clara esfericidad de los halos de MO inducidos por los discos estelares de las galaxias. Curiosamente, se han encontrado vínculos entre varios indicadores cinemáticos de la morfología bariónica y la formas de los halos, indicando que podría haber una correlación intrínseca entre la planitud de las galaxias alojadas y los halos Thob et al. (2019).

Estas sólidas predicciones numéricas para las formas tridimensionales de los halos de MO (y en particular el halo de MO de la Vía Láctea) están poco acotadas por los datos observacionales actuales (Bovy et al., 2016). La determinación observacional de las formas de los halos de MO es todo un reto. Los estudios observacionales indican que los halos de

MO del tamaño de un cluster no son esféricos en absoluto, como por ejemplo estudiando los datos de rayos X (Fabricant et al., 1984; Buote et al., 1996; Kawahara, 2010; Lau et al., 2013), el efecto de Sunyaev Zel'dovich (Sayers et al., 2011) y métodos de lentes gravitacionales fuertes y débiles (Soucail et al., 1987; Evans et al., 2009; Oguri et al., 2010, 2012). Pocos estudios han intentado inferir la forma y orientación del halo galáctico de MO. Es preferible utilizar trazadores dinámicos a grandes radios, en los que muchos casos, por definición, son difíciles de obtener. Se han impuesto restricciones sobre la morfología utilizando la cinemática y morfología de la capa HI (Becquaert et al., 1997; Swaters et al., 1997), el perfil de temperatura de los isótopos de rayos X (Buote et al., 1998, 2002), lentes gravitacionales (Hoekstra et al., 2004) y la distribución espacial de galaxias dentro de grupos (Robotham et al., 2008). La tendencia general de todos estos estudios es que los halos tienden a ser aproximadamente oblatos, con el eje más pequeño apuntando perpendicularmente al plano de simetría definido por la componente estelar.

Recientemente, Law et al. (2010), Bovy et al. (2016) y Malhan et al. (2019) establecieron restricciones observacionales más fuertes de la forma del halo de la Vía Láctea dentro del intervalo radial galactocéntrico ($20\text{kpc} < r < 60\text{kpc}$), utilizando el efecto de la cola de marea de Sagitario y el análisis observado por el espacio de fases de Pal 5 y GD-1, se obtuvo el potencial gravitatorio en dichas regiones y se reportó cotas observacionales para las aceleraciones radiales y verticales por separado.

Aunque hay pruebas sólidas de que los bariones influyen en los halos de MO, aún se debate cómo evolucionan las propiedades del halo con la historia de ensamblaje de las galaxias. La mayoría de los trabajos realizados se centran únicamente en las propiedades a $z = 0$. Por lo tanto, la investigación conjunta de la evolución del ensamblaje de los halos de MO junto con la formación de galaxias puede ayudar a comprender mejor la estructura interna de los halos.

Existen trabajos previos que discuten este aspecto. Chan et al. (2015) estudió los perfiles de MO en el rango de masas de $\sim 10^9 - 10^{11} M_{\odot}$ a partir de las simulaciones hidrodinámicas FIRE entre $0 < z < 2$. Sus resultados sugieren que las regiones interiores de los halos de MO están gobernadas por la masa estelar y la MO, y los núcleos se forman típicamen-

te cerca de $z \sim 0$. Zemp et al. (2012), investigó las propiedades de los halos con masas superiores a $10^{10} M_{\odot}$ a $z \geq 2$, reportando que los halos de MO se contraen en respuesta a la concentración de bariones, produciendo aproximadamente perfiles isotérmicos en el 10 por ciento del radio virial. Además, reportan que el momento angular específico de la MO se conserva en el tiempo en la región dominada por los bariones, ya que el contenido estelar estabiliza el potencial gravitatorio. Tollet et al. (2016) utilizando una muestra de halos de MO en el rango de $10^{10} - 10^{12} M_{\odot}$, encontró que la pendiente del perfil de densidad de la MO interna depende de la relación entre la masa estelar y la del halo en todos los desplazamientos al rojo analizados. Este resultado concuerda con Di Cintio et al. (2014b) que investigó esta dependencia a $z = 0$.

Inspeccionando la historia de acreción de masa (MAH) de los halos de MO, Artale et al. (2019) muestra que los halos hidrodinámicos se ensamblan antes que sus contrapartes de DMO. Este cambio en la historia de formación se explica porque los bariones hacen que los halos sean más concentrados y, a su vez, más masivos, lo que indica una estrecha relación entre el MAH, la cantidad de bariones y la evolución de los perfiles de densidad de la MO.

En el caso de la evolución morfológica de los halos y en desacuerdo con el modelo de colapso esférico y campos aleatorios gaussianos de formación de halos (Press et al., 1974), la acreción de masa en los halos se produce a lo largo de una dirección preferente (principalmente a lo largo de los filamentos, Zel'dovich, 1970) y tiende a ser grumosa, es decir, los halos masivos se forman fusionándose con halos más pequeños. Dada esta dirección preferencial en la acreción a lo largo de filamentos, los halos de MO muestran en su mayoría simetría no esférica, especialmente si sus tiempos de relajación son menores que el tiempo entre fusiones o eventos de acreción.

Despali et al. (2017) mostró que los halos de baja masa parecen más esféricos que los de alta masa, esencialmente porque los halos de alta masa se formaron más tarde. Este aumento de la triaxialidad aumenta tanto con la masa como con el corrimiento al rojo porque los halos se ven afectados por la dirección de la última gran fusión a lo largo de los filamentos que los rodean (Jing et al., 2002; Allgood, 2005; Vega-Ferrero et al., 2017).

La distribución de la forma de los halos puede aproximarse mediante una función “beta” $\nu(M, z)$, que depende sólo de la altura del pico ν , con una fuerte dependencia de la masa, y que incorpora también la dependencia del corrimiento al rojo y la cosmología (Bonamigo et al., 2015). Vega-Ferrero et al. (2017) siguiendo el mismo enfoque, encontró que la relación entre el eje menor y el eje mayor puede expresarse mediante la misma función $\nu(M, z)$.

Dado que la acreción está impulsada por la estructura circundante a gran escala, esperamos una correlación significativa entre las formas del halo y su entorno (ver referencias en Vera-Ciro et al., 2011b). Governato et al. (2012) encontró que los halos tienden a apuntar sus ejes menores perpendiculares a la dirección de la caída (filamento). Por otro lado, en épocas posteriores, la sección transversal de los filamentos se hace mayor que el tamaño típico de los halos del tipo Vía Láctea y, como resultado, la acreción se vuelve más isotropa y los objetos evolucionan hacia una configuración más oblata. Curiosamente, los halos conservan la “memoria” de su estructura en épocas anteriores (Vera-Ciro et al., 2011b). Esto se refleja en su dependencia actual de la forma con respecto al radio, que pasa de ser típicamente prolata en las regiones interiores (colapsadas previamente) a triaxial en las periferias (correspondiente a las últimas capas que han colapsado y que ahora se encuentran en el radio virial).

En galaxias similares a la Vía Láctea, Shao et al. (2021) investigó cómo el disco de las galaxias satélites puede utilizarse para inferir la orientación y algunos aspectos de la historia de formación del halo galáctico de MO, utilizando la simulación EAGLE. Estos autores descubrieron que la normal al plano orbital común de los satélites, así como el disco estelar central, están alineados con el eje menor del halo anfitrión de MO. Shao et al. (2021) encontró que el halo de MO de cada uno en su catálogo del halos tipo Vía Láctea está “torcido” de tal manera que la orientación del halo exterior es perpendicular a la del halo interior. Esto ocurre porque el halo interior está alineado con el disco central, mientras que el halo exterior es casi perpendicular al disco estelar.

Halos de MO en modelos de gravedad modificada

En la Tesis presente también se analizaron otros modelos cosmológicos alternativos a Λ -CDM. El descubrimiento de la expansión acelerada del Universo dio lugar a un problema desafiante para la física teórica, a saber, la explicación del mecanismo físico que desencadena este fenómeno. La solución ofrecida por el modelo cosmológico estándar, es decir, la adición de una constante cosmológica en las ecuaciones de Einstein, presenta algunos problemas teóricos, siendo el más importante la dificultad para explicar su valor observado. Como consecuencia, se empezaron a considerar modelos cosmológicos alternativos, entre ellos, muchos incorporan teorías alternativas a la Relatividad General (RG) para describir la interacción gravitatoria (véase por ejemplo la revisión de Clifton et al., 2012), llamados modelos de gravedad modificada (MOG, MODified Gravity). Otra motivación para considerar teorías de gravedad alternativas a los modelos cosmológicos es la tensión de Hubble, es decir, la discrepancia en el valor de la constante de Hubble obtenido con observaciones de supernovas independientes del modelo (Riess et al., 2021) con el inferido a partir de los datos del fondo cósmico de microondas (CMB) asumiendo un modelo cosmológico estándar (Planck Collaboration et al., 2020).

Una clase particular de teorías alternativas es la gravedad $f(R)$ en la que el escalar de Ricci R en la acción de Einstein-Hilbert se sustituye por una función escalar de R (De Felice et al., 2010). Estas teorías pueden reformularse en términos de teorías escalares-tensoriales con un acoplamiento del campo escalar dinámico a la materia que potencia la fuerza gravitatoria. La materia no relativista, como el polvo, las estrellas y el gas, sentirá esta fuerza adicional, que en general conduce a mayores masas dinámicas inferidas. Esta discrepancia puede ser de hasta un factor de 1/3. Por lo tanto, varias de estas teorías gravitatorias pueden descartarse mediante pruebas de gravedad local, como los experimentos de quinta fuerza o las pruebas del sistema solar, entre otras (De Felice et al.,

2010). Sin embargo, ciertas variantes de este modelo, conocidas en la literatura como teorías camaleónicas $f(\mathbf{R})$, pueden superar esta limitación debido al llamado apantallamiento camaleónico (Brax et al., 2004), que puede suprimir la quinta fuerza en entornos de alta densidad como estrellas y galaxias (Brax et al., 2008).

En cuanto a las estrellas, muchos autores han discutido diversas consecuencias observacionales. Por ejemplo, Davis et al. (2012) estudiaron los efectos de los modelos camaleón sobre la estructura de las secuencias principales, señalando que las estrellas no apantalladas pueden ser significativamente más luminosas. También analizaron el efecto del MOG sobre la luminosidad galáctica en galaxias enanas. Los objetos estelares de baja masa, como las estrellas enanas rojas y marrones, son excelentes indicadores de este tipo de teorías. Como ha afirmado Sakstein (2015), el radio de una enana marrón, teóricamente, puede diferir significativamente de la predicción de la RG y los próximos sondeos podrían establecer nuevas restricciones.

Entre las galaxias, los estudios sugieren que los efectos de la quinta fuerza deben estar apantallados dentro de la Vía Láctea (por ejemplo, Burrage et al., 2018; Sakstein, 2020) de modo que cualquier modelo $f(\mathbf{R})$ viable no tenga una huella detectable en nuestro sistema solar.

Por otro lado, las galaxias enanas en entornos de baja densidad pueden mostrar manifestaciones de gravedad aumentada en su dinámica interna y condensación de gas y estrellas. Por tanto, este tipo de galaxias son escenarios ideales para probar el efecto de las teorías MOG, en particular, las teorías $f(\mathbf{R})$.

Los efectos de la MOG pueden ser difíciles de separar de los de otros procesos astrofísicos. Para abordar esta cuestión, la mayoría de los estudios anteriores (por ejemplo, Vikram et al., 2018a,b) crean una muestra de control de galaxias apantalladas de las que no se espera que muestren ninguno de los efectos MOG esperados. La división de las galaxias observadas en catálogos apantallados y no apantallados se realiza a partir de una estimación del valor local del potencial gravitatorio externo e interno, utilizando la metodología propuesta por Cabré et al. (2012).

Jain et al. (2011) señaló que para la gravedad $f(R)$ en las galaxias, la quinta fuerza afecta al disco de MO y gas HI, pero no al disco estelar debido al apantallamiento de las estrellas, ya que al ser objetos compactos tienen carga escalar cero. Esto significa que su movimiento en teorías MOG es idéntico al predicho por la RG. Por el contrario, el gas difuso no está apantallado y siente toda la quinta fuerza presente debido a las modificaciones. Esto significa que a radio fijo, el componente gaseoso de una galaxia no apantallada debería girar con una velocidad mayor que el componente estelar. Esto puede conducir a una separación del disco estelar del centro de masa de la MO y del disco HI y dar lugar a distorsiones observables de la morfología y la dinámica del disco estelar (por ejemplo, Vikram et al., 2018a).

Vikram et al. (2018b) se centró en las galaxias enanas de tipo tardío y afirmó que estas son las que tienen más probabilidades de no estar apantalladas. Además, Vikram et al. (2018a) y Naik et al. (2019) compararon las diferencias teóricas entre los componentes gaseosos y estelares de las curvas rotacionales de galaxias enanas aisladas con los valores observacionales obtenidos de las muestras VLT-FORS2 y SPARC. De este modo, suponiendo halos de MO con perfiles del tipo NFW, pudieron descartar valores de $|f_{R0}| > 10^{-6,0}$ y $|f_{R0}| > 10^{-6,5}$, respectivamente, donde $f_{R0} = \frac{df}{dR}|_{R=R_0}$ y R_0 es el valor actual del escalar de Ricci.

Otro efecto observacional importante de MOG es la deformación del disco estelar. A medida que el halo anfitrión de MO de la galaxia se desplaza a lo largo de una fuerza externa, tira de la componente estelar rezagada. Este gradiente de potencial externo, al alinearse con el eje de rotación del disco estelar, deformará el disco estelar en forma de “U”. Se espera que esta deformación se alinee con el gradiente de potencial. Jain et al. (2011) estimó que el alabeo es del orden de 0,1 kpc.

Con respecto a estas dos importantes características (desplazamientos entre estrellas y gas, y deformación del disco estelar), Desmond et al. (2020) utilizó indicadores morfológicos en galaxias para restringir la fuerza y el alcance de la quinta fuerza. Analizaron el modelo $f(R)$ de Hu & Sawicki (Hu et al., 2007) con $n = 1$, superponiendo expresiones analíticas mediante catálogos simulados basados en la RG, descubrieron que para un valor de campo escalar de fondo $|f_{R0}| < 1,4 \times 10^{-8,0}$, todos los objetos astrofísicos quedan apantallados.

Los modelos semianalíticos de formación de galaxias, combinados con la gravedad $f(R)$, han demostrado que los efectos de MOG en propiedades básicas como las funciones de masa estelar de las galaxias y las densidades de la tasa de formación estelar cósmica son bastante pequeños y comparables a las incertidumbres de los modelos semianalíticos (véanse, por ejemplo, las revisiones de Llinares (2018) y Vogelsberger et al. (2020)).

Utilizando un modelo semianalítico, Naik et al. (2020) simuló satélites con un rango de masas y órbitas, junto con una variedad de fuerzas de la quinta fuerza, proporcionando una prueba directa y una restricción de la gravedad camaleónica al nivel de $|f_{R0}| = 10^{-7,0}$, al analizar la cola de marea de Sagitario como indicador del campo gravitatorio de nuestra galaxia.

Los estudios de simulación totalmente auto-consistentes de la formación de galaxias en tales modelos MOG apantallados han comenzado muy recientemente (por ejemplo, Arnold et al., 2019a). Hasta ahora, las simulaciones no han implementado explícitamente los efectos que el MOG tiene sobre las propiedades estelares y la difícil tarea de discriminar los efectos de apantallamiento entre partículas estelares, de MO y de gas. Arnold et al. (2019a), utilizando la suite de simulación hidrodinámica SHIBONE (Simulating Hydrodynamics Beyond Einstein), descubrió que la mejora de la función de masa del halo debida a la gravedad $f(R)$ y su supresión debida a los efectos de retroalimentación pueden estimarse a partir de simulaciones independientes de RG hidrodinámicas y de MO $f(R)$ únicamente. No obstante, es más probable que los halos de baja masa estén poblados por galaxias en gravedad $f(R)$.

Simulaciones cosmológicas

En las últimas décadas, las simulaciones cosmológicas han sido fundamentales para avanzar en nuestra comprensión de la estructura y la formación de galaxias en el Universo. Estas simulaciones siguen la evolución no lineal de las galaxias modelando una variedad de procesos físicos a lo largo de una enorme gama de escalas. Una mejor comprensión de la física que interviene en la formación de las galaxias, la mejora de los métodos numéricos y el aumento de la potencia de cálculo han dado lugar a simulaciones capaces de reproducir un gran número de propiedades observadas en las galaxias. Las simulaciones modernas modelizan la materia oscura, la energía oscura y la materia ordinaria en un espacio-tiempo en expansión a partir de unas condiciones iniciales bien definidas. También han resultado útiles para estudiar modelos cosmológicos alternativos y su impacto en la población de galaxias.

	Código	L_{caja} [Mpc]	N partículas	Tipo de simulación	Resol DM [M_{\odot}]	Resol Bar [M_{\odot}]	Cosmo	Se analizan en:
EAGLE	Gadget-3	100	1504 ³	Caja cosmológica hidrodinámica	$9,7 \times 10^6$	$1,8 \times 10^6$	Λ -CDM	Capítulo 2
FENIX	Gadget-3	14	290 ³	Caja cosmológica hidrodinámica	$4,3 \times 10^6$	$4,3 \times 10^6$	Λ -CDM	Capítulo 2
Aquarius	Gadget-3	137	900 ³	Caja cosmológica hidrodinámica	$3,0 \times 10^6$	$5,0 \times 10^5$	Λ -CDM	Capítulo 3
ILLUSTRIS TNG-50	AREPO	50	2160 ³	Caja cosmológica hidrodinámica	$5,8 \times 10^6$	$3,0 \times 10^5$	Λ -CDM	Capítulo 4
CIELO	Gadget-3	100	900 ³	zoom-in	$1,2 \times 10^6$	$2,0 \times 10^5$	Λ -CDM	Capítulo 4
SHIBONE	AREPO modificada	35	645 ³	Caja cosmológica hidrodinámica	$3,5 \times 10^6$	$1,2 \times 10^7$	Λ -CDM, F5 y F6	Capítulo 5

Tabla 1.1: Simulaciones cosmológicas analizadas en esta Tesis.

Se suelen emplear dos tipos de condiciones iniciales: grandes volúmenes periódicos uniformemente muestreados o condiciones iniciales de *zoom-in*, en las que una realización de fondo de baja resolución de los campos de densidad rodea una región de interés de alta resolución. El coste computacional de estas simulaciones *zoom-in* aumenta con la masa del objeto que se estudia para una resolución de masa dada. Por tanto, las simulaciones *zoom-in* de galaxias enanas son menos costosas computacionalmente que las simulaciones *zoom-in* de grandes cúmulos de galaxias, dado el mayor número de elementos de resolución.

Para poder estudiar el ensamblaje conjunto de los halos estudiados junto con las galaxias que hospedan, en esta Tesis utilizamos simulaciones numéricas cosmológicas. En la Tabla 1.1 se muestra un resumen de las características de las simulaciones utilizadas a lo largo de los capítulos.

En la sección 6 del Anexo repasamos los fundamentos detrás del código Gadget-3 y el método SPH, así como la implementación de procesos de retroalimentación como las supernovas, formación estelar, enriquecimiento químico, entre otros. Por otra parte, al comienzo de cada capítulo haremos una introducción más detallada de las características principales de cada simulación analizada.

Resumen de esta Tesis

En la presente Tesis estudiaremos la estructura interna de los halos de MO. La Figura 1.2 ofrece una visión general de esta Tesis. La mayoría de los capítulos se centrarán en diferentes partes de este diagrama de flujo.

En el Capítulo 2 y Capítulo 5 analizaremos la estructura de los halos a $z = 0$, en el marco de cosmologías Λ -CDM y $f(R)$, respectivamente. Estudiaremos cómo cambian las formas por la presencia de los bariones, los comportamientos intrínsecos en los halos y qué consecuencias observacionales se derivan de ello. En particular, para el Capítulo 5 estudiaremos cómo se deforman las regiones de apantallamiento, donde se recupera la RG y las consecuencias en las relaciones de escala.

En los Capítulo 3 y 4 nos enfocaremos en la evolución temporal de los cambios del halo. Primero, estudiando conjuntamente el ensamblaje del halo y la galaxia que hospeda, cómo cambia la morfología del halo, cómo evoluciona el momento angular y analizaremos los distintos modelos teóricos de contracción.

Finalmente, en el Capítulo 4 veremos las distintas formas en las que el halo acreta masa de su entorno, cómo estas configuraciones evolucionan y qué conexión existe con las formas del halo.

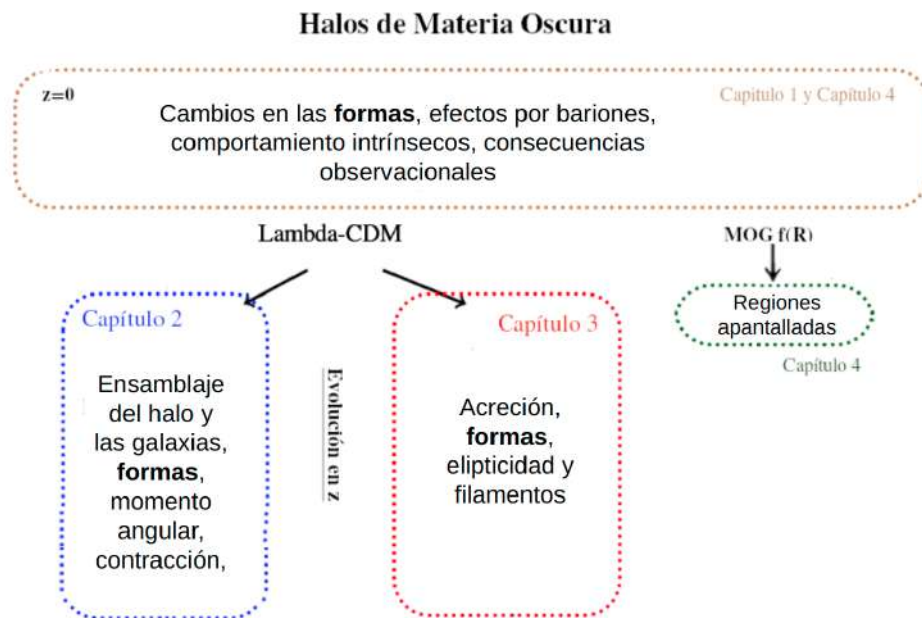


Figura 1.2: Diagrama de flujo que describe el esquema general de esta Tesis en el estudio de halos de materia oscura.

Bariones moldeando la forma de los halos de materia oscura a $z = 0$

2.1. Resumen

En este capítulo estudiamos los efectos de los bariones en la estructura de los halos de materia oscura (MO), centrándonos en la correlación entre la presencia e importancia de los discos estelares y las formas de los halos. Estudiamos las propiedades de una submuestra de halos de MO en el rango de masa $[10,9 - 992,3] \times 10^{10} M_{\odot}$ a $z = 0$, pertenecientes a las simulaciones cosmológicas Fenix y EAGLE. Comparamos distintas propiedades estructurales de los halos en corridas hidrodinámicas y su contrapartes de DMO, enfocándonos en las regiones centrales de estos. Nuestros resultados indican que los bariones tienen un impacto significativo en moldear el halo interno, principalmente dentro del 20 por ciento del radio virial. Encontramos que los halos son más esféricos cuando albergan bariones. Si bien el impacto de los bariones depende de la masa de los halos, también encontramos una correlación con la morfología, sugiriendo que la forma en que se ensamblan los bariones también es relevante, en acuerdo con trabajos anteriores. Nuestros hallazgos también indican que las galaxias del disco se forman preferentemente en halos cuyas contrapartes DMO eran originalmente más esféricas y con una anisotropía de velocidad más fuerte. La presencia de bariones altera la estructura orbital de las partículas de MO de los halos, que muestran una disminución en su anisotropía de velocidad, hacia órbitas más tangenciales.

Esta disminución es más débil en el caso de las galaxias dominadas por discos. Nuestros resultados apuntan a una conexión cosmológica entre la morfología final de las galaxias y las propiedades intrínsecas de los halos de MO, que se refuerza con el crecimiento de los discos.

En este capítulo, ampliamos el análisis realizado en trabajos anteriores, estudiando en detalle la conexión entre la morfología de las galaxias, cuantificada por la relevancia del componente del disco, y las propiedades de las regiones internas de los halos de MO. También investigamos cómo cambia esta relación entre del radio de medición y la masa estelar de la galaxia. Exploramos la posible relación preexistente entre la morfología de las galaxias y sus correspondientes halos de simulaciones con sólo materia oscura (DMo). Esta correlación podría implementarse como un “predictor” en modelos semianalíticos de formación de galaxias. Usamos la fracción de masa estelar total del disco, D/T , para cuantificar la morfología de las galaxias con este propósito. El análisis se basa en una comparación uno a uno entre las propiedades de los halos de MO en las simulaciones completamente hidrodinámicas EAGLE y Fenix, con sus contrapartes de DMo. Las diferentes recetas de física de subgrilla implementadas en ambas simulaciones permite evaluar que las tendencias encontradas no dependen de la implementación de un método particular de retroalimentación.

Este capítulo está organizado de la siguiente manera. La Sección 2.2 resume las principales propiedades de las simulaciones utilizadas. La Sección 2.3 presenta los resultados de la distribución de MO y bariones en las regiones internas. La dependencia de la forma de MO en la morfología de las galaxias se investiga en la Sección 2.4. Finalmente, presentamos las conclusiones de este capítulo en la Sección 2.5.

2.2. Simulaciones numéricas

Para este estudio analizamos dos simulaciones corridas con diferentes versiones del código GADGET (Springel et al., 2003; Springel et al., 2005) y diferentes volúmenes e implementaciones de retroalimentación. En esta sección describimos sus principales características y diferencias entre ellas.

2.2.1. Simulaciones EAGLE

Analizamos galaxias seleccionadas en la caja de 100 Mpc del Proyecto EAGLE. EAGLE es una suite de simulaciones hidrodinámicas que sigue la formación de la estructura de galaxias en un volumen cosmológico representativo. Todas las simulaciones son consistentes con la actual cosmología Λ -CDM (Crain et al., 2015; Schaye et al., 2015). Estas simulaciones incluyen: calentamiento y enfriamiento radiativo (Wiersma et al., 2009), formación estelar estocástica (Schaye et al., 2008), retroalimentación estelar estocástica (Dalla Vecchia et al., 2012) y retroalimentación AGN (Rosas-Guevara et al., 2015). La retroalimentación de AGN es particularmente importante para la evolución de la actividad de formación estelar en galaxias masivas de tipo temprano. Se utiliza una función de masa inicial de Chabrier (2003). Se puede ver una descripción más detallada del código y la simulación en Crain et al. (2015) y Schaye et al. (2015).

Los parámetros cosmológicos adoptados son $\Omega_m = 0,307$, $\Omega_\Lambda = 0,693$, $\Omega_b = 0,04825$, $H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, con $h = 0,6777$ (Planck Collaboration et al., 2014). La simulación está representada por 1504^3 partículas de materia oscura y el mismo número inicial de partículas de gas, con una masa inicial de $9,70 \times 10^6 M_\odot$ y $1,81 \times 10^6 M_\odot$, respectivamente. Se adopta un suavizado (softening) gravitacional máximo de 0,7 kpc.

La energía inyectada en el gas corresponde a 10^{51} erg. por evento de supernova, multiplicado por un factor adimensional, f_E , que depende de la metalicidad y densidad del gas local. Para halos con más de 1500 partículas MO (aproximadamente $M > 10^{10} h^{-1} M_\odot$), se colocan en el centro de los halos partículas que representan agujeros negros. La retroalimentación debida a la actividad AGN se implementa de manera similar a la retroalimentación de la formación estelar. Para halos en $z = 0$ con masas superiores a $10^{13} M_\odot$, la retroalimentación estelar se vuelve menos efectiva pero la retroalimentación AGN aún puede expulsar bariones (Schaller et al., 2015a).

El catálogo de halos ¹ se construyó usando el algoritmo de Friends-of-Friends, mientras que las subestructuras se identificaron utilizando el algoritmo SUBFIND (Springel et al., 2001). Las simulaciones EAGLE y DMO parten de idénticas fluctuaciones de densidad gaussianas. Incluso a $z = 0$ es posible, en la mayoría de los casos, identificar coincidencias entre los halos de las dos simulaciones. Estos halos coincidentes se componen de materia que se origina en las mismas mismas coordenadas a alto corrimiento al rojo en las dos simulaciones. En la práctica, estas identificaciones se realizan comparando los ID en las dos simulaciones, ya que los valores de las ID codifican las coordenadas lagrangianas de las partículas de la misma manera en ambas simulaciones, método sugerido en Schaller et al. (2015b).

2.2.2. Simulaciones Fenix

Utilizamos la simulación cosmológica S230D de la suite del Proyecto Fenix. Se han estudiado en profundidad diversas propiedades de las galaxias en esta simulación, como las propiedades morfológicas (Pedrosa et al., 2014), la relación tamaño-masa y la evolución del momento angular (Pedrosa et al., 2015), los gradientes de metalicidad estelar y gaseosa de los componentes del disco (Tissera et al., 2016a,b, 2017), la abundancia química del medio circumgaláctico (Machado et al., 2018) y las propiedades fundamentales de las galaxias elípticas, como las relaciones Faber-Jackson y el Plano Fundamental (Rosito et al., 2018).

Esta simulación es consistente con un universo Λ -CDM con $\Omega_m = 0,3$, $\Omega_\Lambda = 0,7$ y $\Omega_b = 0,04$, $H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ con $h = 0,7$, y una normalización del espectro de potencia de $\sigma_8 = 0,9$. La caja simulada tiene 14 Mpc de lado. Las condiciones iniciales tienen 2×230^3 partículas totales y una resolución de masa de $4,3 \times 10^6 M_\odot$ y $6,4 \times 10^5 M_\odot$ para la partícula MO y la partícula de gas inicial, respectivamente. El suavizado gravitatorio máximo es de 0,35kpc. La condición inicial se ha elegido para que corresponda a una región típica del Universo sin presencia de grupos masivos (los mayores halos tienen masas viriales menores que $\sim 10^{13} M_\odot$). Reconocemos el hecho de que las condiciones

1. Usamos los datos disponibles públicamente por McAlpine et al. (2016) <http://icc.dur.ac.uk/Eagle/database.php>

iniciales (CI) representan un pequeño volumen del Universo. No obstante, De Rossi et al. (2013) demostró que el crecimiento de los halos simulados está bien descrito en estas simulaciones confrontándolas con las de la Simulación del Millenium (Fakhouri et al., 2010).

Estas simulaciones se realizaron utilizando Gadget-3, una versión actualizada de Gadget-2 (Springel et al., 2003; Springel et al., 2005), optimizada para simulaciones masivas en paralelo de sistemas altamente inhomogéneos. Incluye tratamientos para el enfriamiento radiativo dependiente de metales, formación estelar estocástica, retroalimentación química y energética de supernovas (SN) (Scannapieco et al., 2005, 2006). Este modelo de retroalimentación es capaz de reproducir los vientos galácticos cargados de masa sin introducir ningún parámetro de escala dependiente de la masa. También incluye un modelo multifásico para el medio interestelar (ISM) que permite la coexistencia de la fase caliente y difusa y la fase fría y densa del gas (Scannapieco et al., 2006, 2008), donde tiene lugar la formación estelar. Parte de las estrellas terminan su vida como Supernovas de Tipo II y Tipo Ia, inyectando energía y elementos químicos en la ISM. Cada evento SN libera 7×10^{50} erg, que se distribuyen por igual entre las fases fría y caliente que rodean al progenitor estelar. El código adoptado utiliza el modelo de evolución química desarrollado por Mosconi et al. (2001) y adaptado a Gadget-3 por Scannapieco et al. (2005). Este modelo considera el enriquecimiento por SNII y SNIa adoptando las prescripciones de rendimiento de Woosley et al. (1995) y Iwamoto et al. (1999), respectivamente y la Función de Masa Inicial (FMI) de Salpeter (1955). Los elementos químicos sintetizados se distribuyen entre la fase fría y caliente (80% y 20%, respectivamente). Los tiempos de vida de las SNIa se seleccionan aleatoriamente dentro del intervalo $[0, 1]$ Gyr. Aunque simple, este modelo reproduce bien los patrones químicos medios obtenidos adoptando el modelo único degenerado (Jiménez et al., 2015). Esta combinación de parámetros de formación estelar y retroalimentación produjo sistemas que pueden reproducir el momento angular y la relación masa-tamaño de los discos y bulbos de las galaxias en acuerdo con las tendencias observacionales (Pedrosa et al., 2015).

El catálogo del halo se construyó utilizando un algoritmo Friends-of-Friends, mientras que las subestructuras se identificaron utilizando el algoritmo SUBFIND (Springel et al., 2001). Como resultado se identificaron 317 galaxias, resueltas con más de 2000 de partículas MO. Las masas viriales de los halos (M_{200}) se definieron como la masa dentro de una esfera de radio (R_{200}) que contiene ~ 200 veces la densidad de materia crítica cósmica en el corrimiento al rojo correspondiente. La simulación hidrodinámica tiene una contrapartida de DMO. Nos referiremos a ellas como “Hydro” y “DMo”, respectivamente. Las simulaciones Hydro y DMO parten de CI idénticos. Se aplica el método de “shrinking sphere” propuesto por Power et al. (2003) para hallar las coordenadas del centro de masa de los halos en cada simulación. Los halos se emparejan entre las simulaciones Hydro y DMO de uno en uno, como se hizo para el conjunto de simulaciones EAGLE.

2.3. Propiedades de los halos de materia oscura

Para minimizar los errores numéricos, seleccionamos objetos resueltos con más de 10000 partículas bariónicas dentro del radio óptico (R_{opt}^2). Este umbral arroja una submuestra de 38 objetos para la simulación del Proyecto Fénix, con masas en el rango $[10, 9 - 254, 6] \times 10^{10} M_{\odot}$. Mientras que para la simulación EAGLE, la submuestra comprende 1696 objetos de la muestra original seleccionada por Tissera et al. (2019), con masas en el rango $[15, 1 - 992, 3] \times 10^{10} M_{\odot}$. Los halos de MO se reescalaron para tener en cuenta la fracción bariónica $1 - f_{\text{bar}}$, donde $f_{\text{bar}} = \Omega_{\text{b}}/\Omega_{\text{m}}$, al comparar las corridas Hydro y DMO.

Los halos Fénix tienen perfiles de densidad radial que están bien descritos por los perfiles Einasto (1965) y de Navarro-Frenk-White (NFW, Navarro et al., 1996; Navarro et al., 1997) para las corridas Hydro y DMO respectivamente. En el caso de la muestra EAGLE, Schaye et al. (2015) encuentran que están bien ajustados por una suma de un perfil NFW en las regiones exteriores y un perfil similar a NFW pero con una curvatura más pronunciada, que tiene en cuenta el efecto de la acumulación de estrellas en las regiones interiores.

2. El radio óptico, R_{opt} , se define como el radio que encierra el 80 por ciento de la masa bariónica (gas y estrellas) de la galaxia.

2.3.1. Distribución bariónica en las zonas centrales

La modificación del pozo de potencial debido a la contracción de bariones en las regiones internas, induce cambios en la distribución de masas de los halos de MO. Varios estudios han abordado esta cuestión adoptando diferentes radios para evaluar los efectos (Butsky et al., 2016; Zavala et al., 2016; Thob et al., 2019; Chua et al., 2019). Para estimar el radio que maximiza la señal, inspeccionamos tres posibles selecciones definidas por los radios que encierran el 5, 10 y 20 por ciento de M_{200} (en adelante, serán los radios analizados).

Esta redistribución puede apreciarse en la Fig. 2.1 donde mostramos la relación entre las masas de MO de las corridas Hydro y DMO, $f_{200}^{i\%} = M^{\text{Hydro}}/M^{\text{DMo}}(i\%R_{200})$, medidas para tres radios en función de la relación de masas entre estrellas y halo $\log(M_{\text{star}}/M_{200})$. La etiqueta i denota los radios del 5, 10 y 20 por ciento de M_{200} .

Los resultados en la Fig. 2.1 muestran que para las regiones interiores los halos en EAGLE pueden contraerse o expandirse (es decir, mayores o menores masas de MO en la corrida Hydro en comparación con la DMO). Este tipo de comportamiento también ha sido detectado por Dutton et al. (2016) utilizando 100 halos simulados de alta resolución zoom-in del Proyecto NIHAO. Mientras que la contracción es la respuesta al aumento del pozo potencial debido a la acumulación de bariones, la expansión es el resultado de la retroalimentación estelar.

Una fracción importante de los halos EAGLE se expanden cuando se comparan las corridas Hydro y DMO, mientras que los halos Fenix se contraen en casi todos los casos y para todos los radios estudiados. La expansión de los halos EAGLE en las regiones centrales ha sido analizada en profundidad por Schaller et al. (2015a) y es el resultado de una retroalimentación estelar más efectiva y una mayor pérdida de bariones (Sawala et al., 2013). También puede observarse en la Fig. 2.1 que para masas mayores, la contracción es más importante como resultado de una retroalimentación menos eficaz. Como se puede ver, en el caso de la simulación Fenix, la submuestra de halos estudiada siempre se contrae cuando hay bariones presentes.

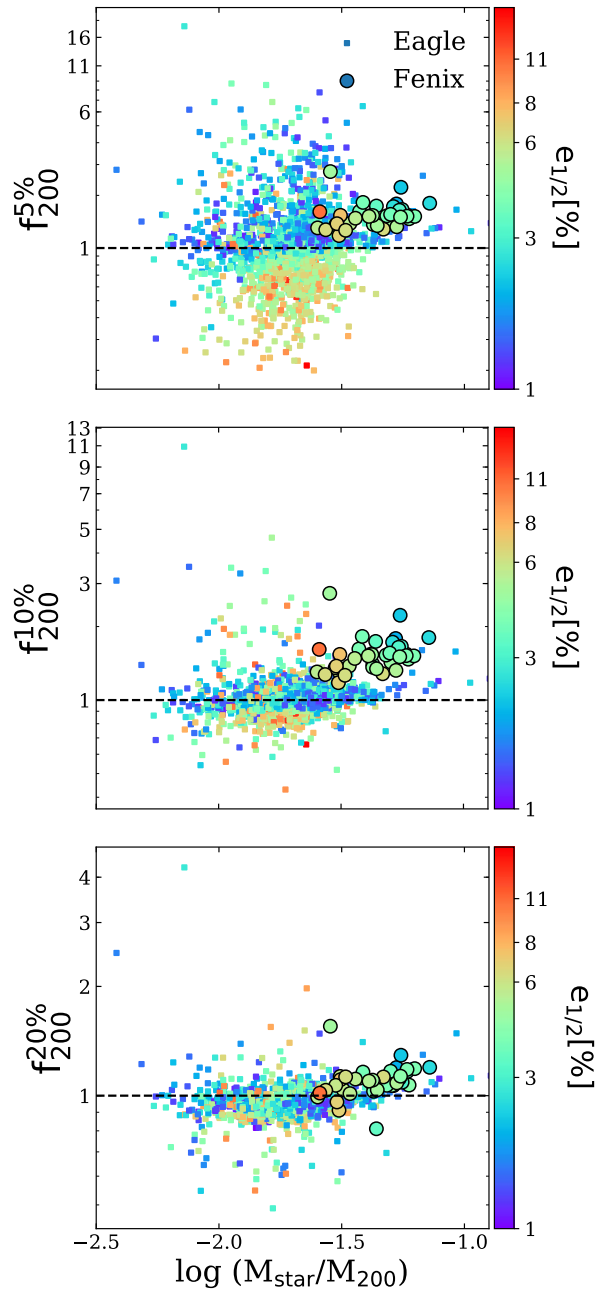


Figura 2.1: Relación de masa de MO del halo ($f_{200}^{i\%} = M^{\text{Hydro}}/M^{\text{DMo}}(i\%R_{200})$) en función de la relación masa estelar-halo, $\log(M_{\text{star}}/M_{200})$. Los puntos están codificados por colores según el porcentaje de compacticidad de la galaxia $e_{1/2}$ [%] al 5, 10 y 20 por ciento de R_{200} (panel superior, medio e inferior, respectivamente). Encontramos una tendencia a que las galaxias menos extendidas estén más contraídas en su radio interior.

También estimamos el factor de compacticidad de la galaxia, $e_{1/2}[\%]$ (Dutton et al., 2016), definido como la relación entre el radio de media masa galáctica³, $r_{1/2}$, y el radio virial, $(100 * r_{1/2})/R_{200}$. Por comodidad se expresa en porcentaje. Los colores de la Fig. 2.1 representan el $e_{1/2}[\%]$. En las regiones más internas, dentro del 5% de R_{200} , los halos que albergan galaxias más compactas tienden a estar más concentrados, como puede verse en el panel superior de la Fig. 2.1. Cuando estas proporciones se miden en $0,10R_{200}$ ($f_{200}^{10\%}$) y $0,20R_{200}$ ($f_{200}^{20\%}$), esta tendencia desaparece gradualmente. Esto es de esperar, ya que los mayores efectos sobre la concentración de bariones en la distribución de densidad se producirán en la región más central. La concentración de las regiones más internas de los halos no depende sólo de la masa bariónica global reunida en el centro mismo de los halos, sino también de su grado de compacticidad (e.g. Pedrosa et al., 2010; Tissera et al., 2010; Dutton et al., 2016).

El cambio de la concentración de MO en las regiones interiores también puede cuantificarse mediante el parámetro de contracción/expansión, $\Delta_{v/2}$, definido como la relación entre la densidad media de MO y la densidad crítica ρ_{crit} , medida dentro del radio en el que el MO alcanza la mitad de su velocidad de rotación circular máxima, $R_{V/2}$.

Este parámetro fue implementado previamente en Pedrosa et al. (2010) en el estudio de la evolución temporal de la contracción del halo e introducido originalmente por Alam et al. (2002). Al utilizar el radio “a mitad de camino”, $R_{V/2}$, la parte ascendente de la curva de rotación, Alam et al. (2002) se centran en la región donde los conflictos entre las densidades predichas y observadas del halo de MO son mayores (y donde las observaciones siguen siendo típicamente robustas frente a las incertidumbres de resolución).

En la Fig. 2.2 comparamos los parámetros de concentración de las simulaciones Hydro y DMO en función de $R_{V/2}$ y la relación masa estelar/masa viral. Los halos con mayor contracción (es decir, $\Delta_{v/2}^{Hydro}/\Delta_{v/2}^{DMo} \gg 1$) están poblados por galaxias más compactas (es decir, menor $e_{1/2}[\%]$). La compacticidad de las galaxias aparece como un parámetro clave para trazar el grado de concentración de los halos de materia oscura. Cuando los halos se expanden (es decir, $\Delta_{v/2}^{Hydro}/\Delta_{v/2}^{DMo} \ll 1$), tienden a albergar galaxias más extendidas. En el

3. El radio de media masa, $r_{1/2}$, se define como aquel que encierra el 50 por ciento de los bariones.

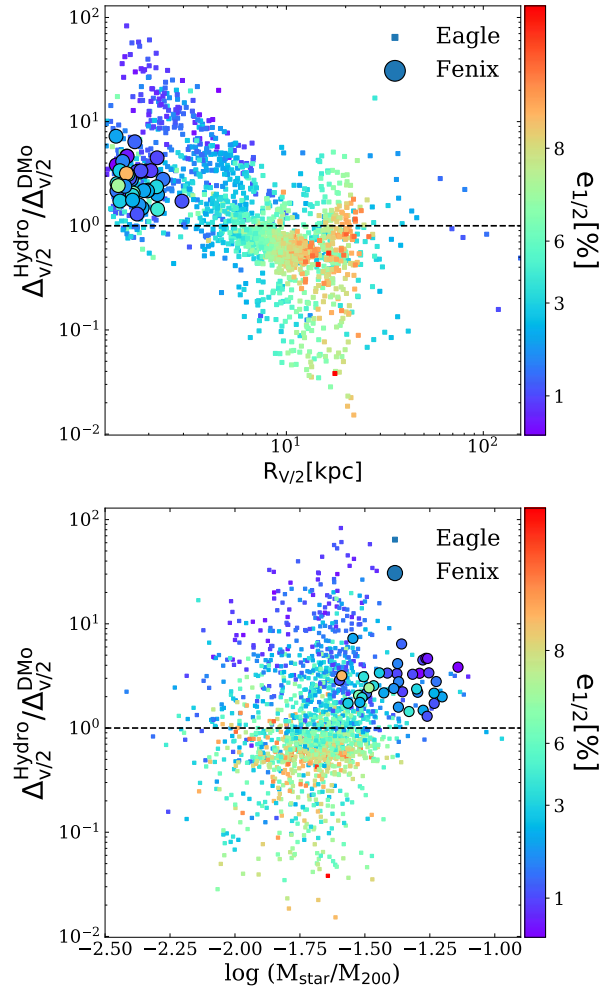


Figura 2.2: Contracción/expansión de la masa del halo, $\Delta_{V/2}^{\text{Hydro}} / \Delta_{V/2}^{\text{DMo}}$, en función de los radios $R_{V/2}$ (panel superior) y de la relación estelar/masa del halo, $\log(M_{\text{star}}/M_{200})$ (panel inferior). Los colores representan el porcentaje de compactidad de la galaxia $e_{1/2}$ [%] .

panel superior puede verse que las galaxias compactas están alojadas en halos con $R_{V/2}$ menores, lo que indica que la velocidad de rotación máxima de MO, V_{\max} , se desplaza hacia la parte interior del halo con respecto a sus homólogos DMO. El panel inferior muestra que ambos catálogos presentan una ligera correlación (coeficiente de rango de Spearman $\rho = 0,15$) con $\log(M_{\text{star}}/M_{200})$, en el sentido de que las galaxias más masivas con respecto a la masa del halo tienden a reunir también mayores masas de MO en las regiones más internas cuando hay bariones presentes.

Estos resultados confirman los hallazgos discutidos anteriormente, mostrando que las galaxias menos concentradas están localizadas en halos con regiones centrales expandidas con respecto a sus homólogas DMO. Esto es evidente para la muestra de halos EAGLE, que a su vez abarca un amplio rango de proporciones entre estrellas y materia oscura.

2.3.2. Bariones moldeando los halos de materia oscura

Nuestro principal interés en este capítulo es profundizar el conocimiento entre la interdependencia de la forma del halo y la morfología de las galaxias para así buscar correlaciones cuantitativas.

Describimos las formas de los halos utilizando los semiejes de los elipsoides triaxiales, $a > b > c$, donde a , b y c son los ejes mayor, intermedio y menor respectivamente del tensor de forma S_{ij} (e.g. Bailin et al., 2005; Zemp et al., 2011). Definimos los parámetros de forma $q \equiv b/a$ y $s \equiv c/a$. Se utiliza un método iterativo, comenzando con partículas seleccionadas en una cáscara esférica (es decir, $q = s = 1$ Dubinski et al., 1991; Curir et al., 1993).

Para obtener los parámetros diagonalizamos el tensor de inercia reducido para calcular los autovectores y los autovalores, como se describe en Tissera et al. (1998). Tradicionalmente se ha utilizado el parámetro de forma s como medida de la esfericidad del halo (e.g. Allgood, 2005; Vera-Ciro et al., 2014; Chua et al., 2019).

Adoptamos el parámetro de triaxialidad, definido como $T \equiv (1 - q^2)/(1 - s^2)$, que cuantifica el grado de prolaticidad u oblasticidad: $T = 1$ describe un halo completamente prolato ($a > b \approx c$) mientras que $T = 0$ describe un halo completamente oblato ($a \approx b > c$). Los halos con $T > 0,67$ se consideran prolotos y los halos con $T < 0,33$ oblatos, mientras que los que tienen $0,33 < T < 0,67$ se consideran triaxiales (Allgood, 2005; Artale et al., 2019).

En las siguientes secciones inspeccionamos los parámetros de forma de los halos en relación con el radio de medida de la región interior, la fracción D/T y la masa estelar de la galaxia alojada.

Dependencia de los halos con el radio

Para caracterizar la morfología de las galaxias utilizamos la relación D/T , calculada para las galaxias EAGLE en Rosito et al. (2018). Estos autores adoptaron el mismo criterio de Tissera et al. (2012). En dicha implementación se utilizó el parámetro de circularidad definido como $\varepsilon = J_z/J_{z,\max}(E)$, que es la relación entre el momento angular de cada partícula estelar J_z y $J_{z,\max}(E)$, el máximo posible sobre todas las partículas a una energía de enlace dada, E . Una estrella en una órbita circular en el plano del disco tiene $\varepsilon \simeq 1$. La componente del disco se asocia con aquellas partículas con $\varepsilon > 0,5$, mientras que el resto pertenecen a la componente esferoidal. El mismo procedimiento se aplica a las galaxias Fénix. Esta implementación nos permite caracterizar la morfología de una galaxia utilizando la relación disco estelar/masa total, D/T .

La Fig. 2.3 muestra los valores medios de los parámetros de forma q , s y T en función del radio normalizado por el virial, r/R_{200} , para las simulaciones Hydro (verde claro) y DMO (negro). Se evalúan tres intervalos D/T para las simulaciones Fenix y EAGLE, $D/T < 0,3$, $0,3 \leq D/T < 0,7$ y $0,7 \leq D/T$. Las zonas sombreadas encierran los cuartiles centrales 25th y 75th. Se puede observar que cerca del radio virial, la presencia de bariones disminuye, recuperando la triaxialidad típica de las regiones exteriores, en acuerdo con los estudios previos de Allgood (2005) y Butsky et al. (2016). En los subpaneles inferiores, se cuantifica el cambio relativo de la forma del halo con respecto a su homólogo DMO definiendo $(\text{Hydro}^2 - \text{DMo}^2)/\text{DMo}^2$ (en el caso del parámetro de forma s , significa

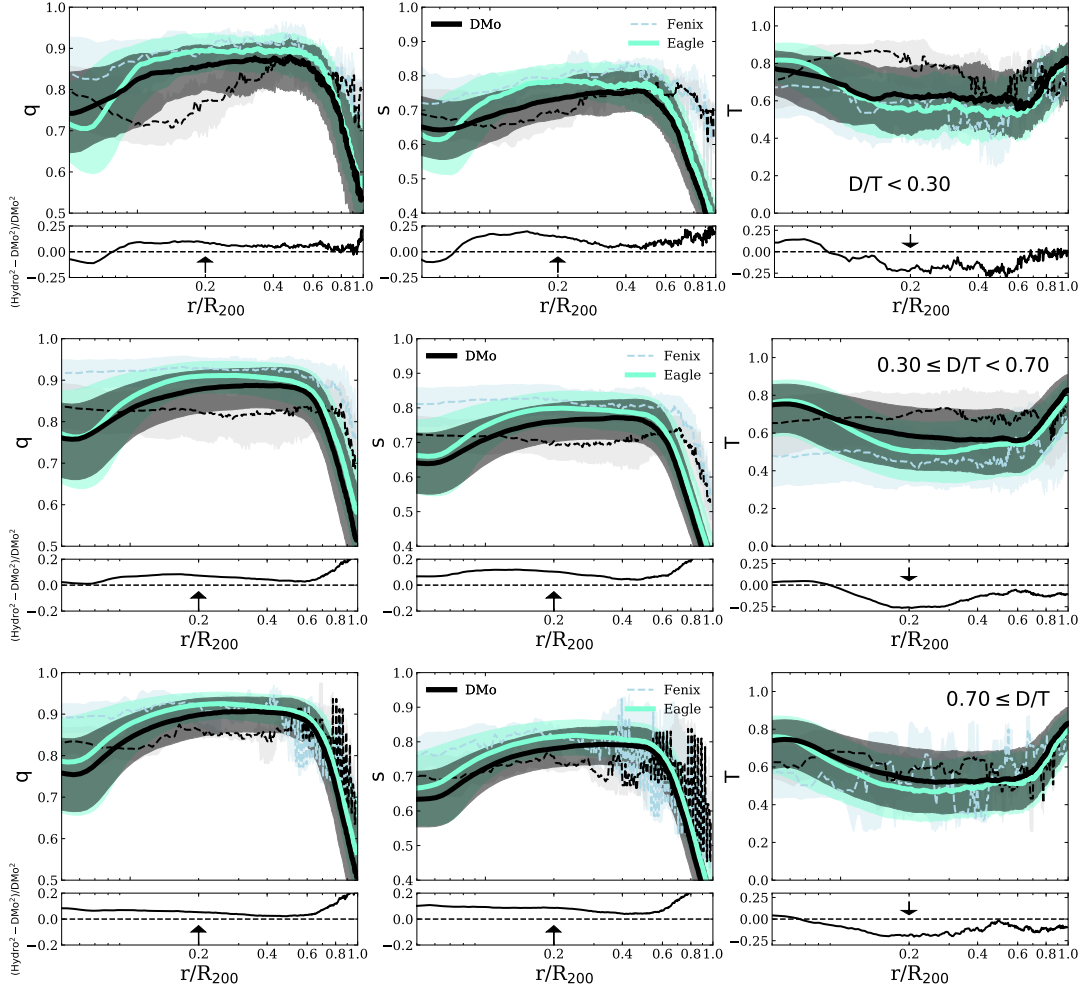


Figura 2.3: Valores medios de los parámetros de forma q , s y T frente a r/R_{200} para los halos EAGLE (líneas continuas) y Fenix (líneas discontinuas), y para las simulaciones Hydro (verde claro) y su homólogo DMO (negro). Las zonas sombreadas encierran los cuartiles 25th y 75th. Los halos se han dividido en tres submuestras según la morfología de las galaxias alojadas: $D/T < 0,3$, $0,3 \leq D/T < 0,7$ y $0,70 \leq D/T$. Cada panel incluye el cambio relativo entre los parámetros de forma de las corridas Hydro con sus homólogos DMO para la submuestra EAGLE. Las flechas indican los radios que corresponden al 20% del radio virial.

$(s_{\text{Hydro}}^2 - s_{\text{DMo}}^2)/s_{\text{DMo}}^2$), para los halos EAGLE. La señal parece maximizarse alrededor de $0,20R_{200}$ independientemente del predominio del disco estelar. Para la submuestra de halos Fénix no detectamos un refuerzo claro de la señal para un radio específico. El cambio relativo de los valores medios de los parámetros de forma en los halos Fénix es mayor que en los halos EAGLE.

Se ha demostrado que los cambios de forma están relacionados con la modificación de la estructura orbital de las partículas de MO (Zhu et al., 2017). Por tanto, la región que maximiza los efectos de los cambios de forma podría estar situada fuera de la galaxia principal, desplazada con respecto a la región más interna donde los cambios de concentración de los halos son más fuertes.

En un estudio previo usando las simulaciones de alta resolución zoom-in NIHAO, Butsky et al. (2016) eligió $0,12R_{200}$ como el radio característico, basándose en los hallazgos de Ibata et al. (2001) de la ubicación de la cola de marea estelar de Sagitario a $20 - 60$ kpc del centro de la Vía Láctea. Thob et al. (2019), utilizando una submuestra similar de halos EAGLE, utilizan una apertura fija a un radio de 30kpc para toda la muestra. Como se desprende de la Fig. 2.3, la fuerza de los efectos de los bariones en los halos de MO es sensible a las regiones donde se mide. Nuestros resultados indican que los efectos sobre la forma son más fuertes en el rango de $20 - 40$ por ciento del radio virial.

Otra forma de visualizar las modificaciones de la forma para los diferentes radios se puede apreciar en la Fig. 2.4 donde mostramos histogramas 2D que comparan los parámetros de forma de los halos Hydro y DMo de la simulación EAGLE en los cuatro radios seleccionados: $0,05R_{200}$, $0,10R_{200}$, $0,20R_{200}$ y el radio virial R_{200} ⁴ en el Apéndice de la Sección 6. En las regiones exteriores, los parámetros s , q y T son casi idénticos para ambas corridas, ya que los cambios en la forma del halo son menos significativos cerca del radio virial. La dispersión de s y q es mayor en estos radios. En las regiones interiores, la mayor desvia-

4. para los halos Fénix ver Fig. 6.1

ción de la igualdad se detecta en $0,20R_{200}$ y es consistente con halos más triaxiales en la corrida DMO. Estas tendencias están en buen acuerdo con los resultados encontrados por Chua et al. (2019) analizando los halos Illustris. Nuestros resultados indican que el impacto en las formas es mayor cerca de $\sim 0,20R_{200}$.

Dependencia de las formas con las masas

También exploramos la dependencia de los parámetros de forma al $0,20R_{200}$ con la masa. Inspeccionamos la dependencia respecto tanto a la fracción de masa estelar M_{star}/M_{200} , como a M_{200} . La Fig. 2.5 muestra los parámetros de forma en función de la masa virial M_{200} y la relación M_{star}/M_{200} . Tanto para las corridas Hydro como DMO, los halos más masivos tienden a ser más triaxiales. Por otro lado, cuando se considera la dependencia con M_{star}/M_{200} , la triaxialidad es menor para masas estelares mayores, como era de esperar (Butsky et al., 2016; Chua et al., 2019).

Para visualizar mejor estas tendencias, la Fig. 2.6 muestra, para los halos EAGLE, las relaciones axiales b/a en función de c/b dentro de $0,20R_{200}$ para diferentes intervalos de M_{star} . En este plano, los halos cercanos a la esquina superior derecha son más esféricos ($a \sim 1$, $b \sim 1$, $c \sim 1$), como se describe en Trayford et al. (2019).

Existe una tendencia débil, desde el punto de vista estadístico, a encontrar formas de halo más prolatas en objetos estelares más masivos. Butsky et al. (2016) encontraron una fuerte dependencia de la masa para las simulaciones NIHAO: los halos de baja masa tienden a conservar su triaxialidad original, mientras que para los halos de mayor masa, las regiones internas se vuelven más esféricas.

La Fig. 2.6 también muestra restricciones observacionales para la forma del halo de MO de la Vía Láctea a diferentes radios, que abarcan entre el $\sim 20 - 40$ kpc. Nuestros resultados muestran una buena concordancia con los resultados de Bovy et al. (2016) y Malhan et al. (2019). El valor reportado por Law et al. (2010) para los parámetros de forma de la Vía Láctea es mayor que el encontrado por nosotros, además de ser significativamente diferentes entre sí. El modelo de Law et al. (2010) reporta un halo oblato, con relaciones de ejes $\langle c/a \rangle = 0,72$ y $\langle b/a \rangle = 0,99$.

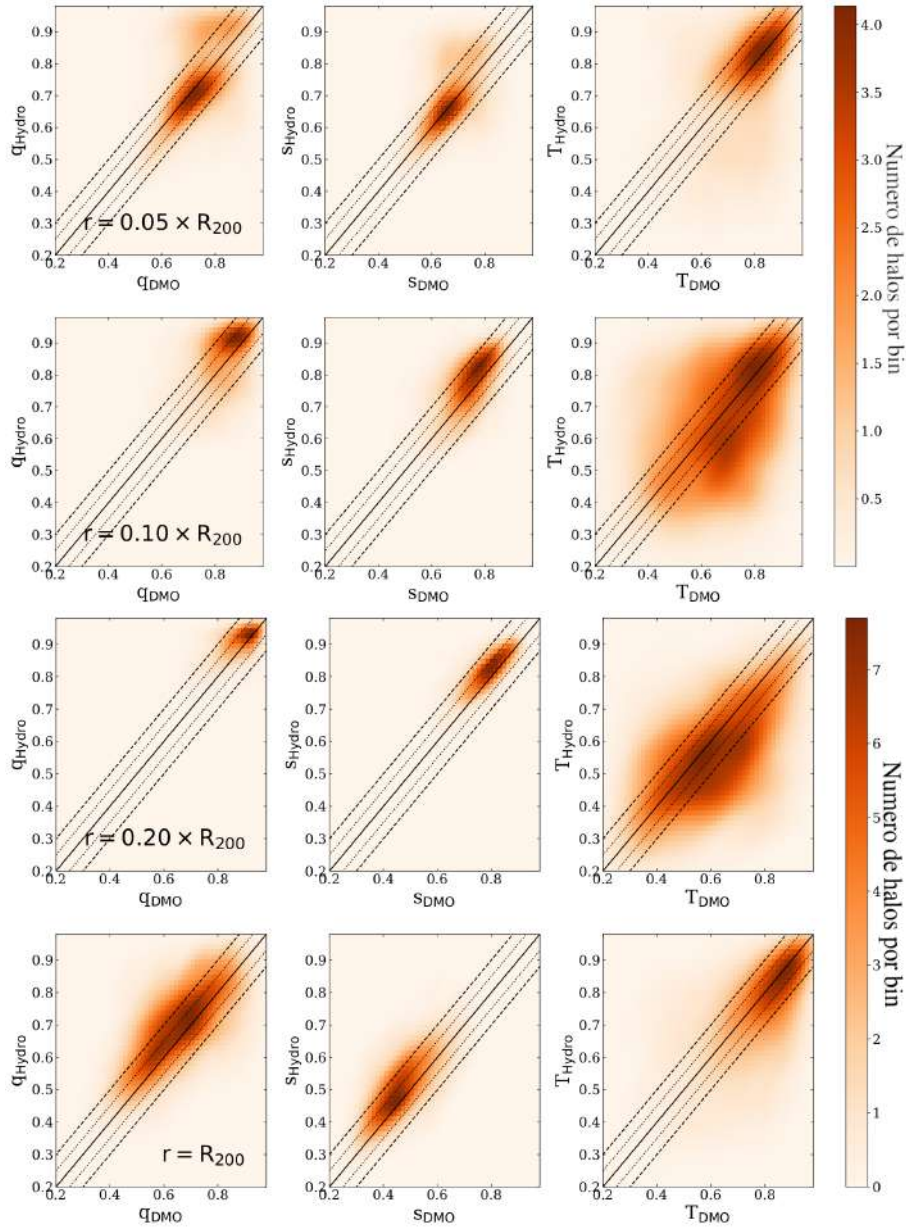


Figura 2.4: Histograma 2D de los parámetros de forma del halo de MO para las simulaciones Hydro frente a las simulaciones DMO medidas a $0,05R_{200}$ (arriba a la izquierda), $0,10R_{200}$ (abajo a la izquierda), $0,20R_{200}$ (arriba a la derecha) y R_{200} (abajo a la derecha) para los halos EAGLE. Se muestran las relaciones 1:1 (líneas continuas) junto con las desviaciones del 5 y el 10 por ciento (líneas de puntos) para las halos Hydro y DMO. Los halos Hydro en las zonas interiores son más esféricos y achatados que los halos DMO. En el radio virial, el efecto debido a los bariones es menor, mientras que las desviaciones máximas también se encuentran para $0,20R_{200}$.

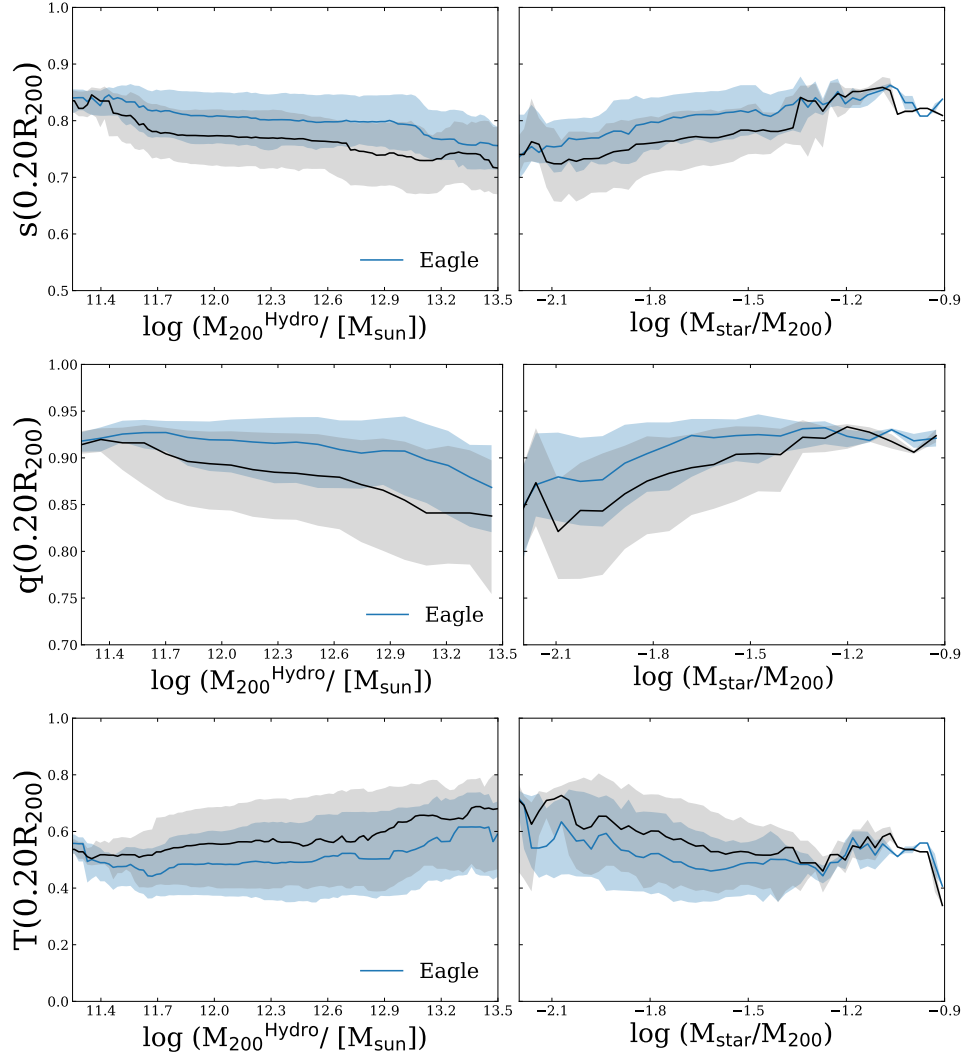


Figura 2.5: Parámetros de forma del halo de MO s , q y T , para la simulación EAGLE, medidos al 20 por ciento de R_{200} en función de M_{200}^{Hydro} (paneles de la izquierda) y la relación masa estelar/masa del halo, M_{star}/M_{200} (paneles de la derecha). Las líneas continuas indican la mediana de las distribuciones para los halos Hydro (azul claro) y DMo (negro), mientras que las áreas sombreadas encierran los cuartiles centrales 25th y 75th. Para masas mayores M_{200}^{Hydro} hay una tendencia a que los halos sean menos esféricos. Los halos con M_{star}/M_{200} más elevados son más esféricos.

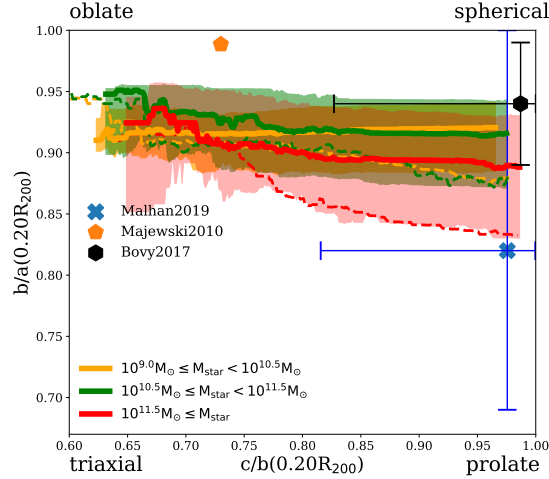


Figura 2.6: La distribución de los halos EAGLE en función de sus relaciones axiales internas medidas al 20 por ciento del radio virial para diferentes $M_{\text{star}}(0,20R_{200})$. En la esquina superior derecha, cuando $b/a \sim 1,0$ y $c/b \sim 1,0$, los halos son más esféricos. Las zonas sombreadas indican los cuartiles 25th y 75th. Las líneas de guiones indican la mediana de la distribución para la correspondiente contrapartida DMO. En símbolos azules, naranjas y negros los limites observacionales para la forma del halo de MO en la Vía Láctea por Law et al. (2010), y Bovy et al. (2016), Malhan et al. (2019).

Fenix y EAGLE cubren diferentes rangos de masas estelares debido principalmente al tamaño limitado de la caja de simulación de Fenix. A pesar de la diferente implementación de la retroalimentación, ambas tendencias presentan un acuerdo general, dentro del mismo rango de masas. Por otro lado, los halos de la simulación EAGLE tienen un rango más amplio de masas estelares y morfologías debido a una caja simulada de mayor volumen que incluye una rica variedad de entornos: campo, grupos y cúmulos (Fenix representa una región de campo).

2.4. Dependencia de las formas de los halos con las formas de las galaxias

Estudios numéricos previos encuentran que los halos se hacen más esféricos cuando albergan bariones en sus centros, mientras que estudios más recientes sugieren que podría existir una correlación con la forma de la galaxia (véase Tissera et al. 1998, para un análisis previo en este aspecto).

Recientemente, Thob et al. (2019) han encontrado que la morfología de las galaxias EAGLE presenta una ligera correlación con la morfología de su halo anfitrión. Además, sugieren que esta correlación podría tener un origen intrínseco y no inducido. Para comprobarlo, en la Fig. 2.7 mostramos las relaciones semieje en función de la relación D/T , para los halos Hydro (panel izquierdo) y sus homólogos DMO (panel derecho) a $0,20R_{200}$ (para el mismo gráfico estimado al 5 y al 10 por ciento de R_{200} véanse Fig. 6.2 en el Apéndice, Sección 6).

Existe una tendencia a que los halos en $0,20R_{200}$ sean globalmente más oblatos para relaciones D/T más altas tanto en las simulaciones EAGLE como en Fenix (aunque en esta última sólo se pudieron definir dos intervalos D/T debido a la muestra más pequeña), en concordancia con los resultados de Kazantzidis et al. (2010). Se aprecia además una clara tendencia intrínseca en las formas de DMO con la fracción D/T .

La presencia de bariones altera los halos de MO haciéndolos menos triaxiales. Algunos autores sugieren que este efecto se potencia cuando los bariones se organizan en estructuras de discos (Kazantzidis et al., 2010). Sin embargo, la tendencia que puede observarse en la Fig. 2.7 para los recorridos de DMO, donde también sugiere que las galaxias de disco extendidas se forman preferentemente en halos que son intrínsecamente más esféricos (es decir, las contrapartes de DMO son más esféricas).

La conexión entre el halo interno de MO y las características de la galaxia que puede albergar fue mencionada previamente por Zavala et al. (2016) al estudiar la evolución del momento angular de las galaxias en relación con sus halos de MO y por Thob et al. (2019), que analiza el aplanamiento de las galaxias en comparación con el aplanamiento en los halos de MO. Ambos trabajos utilizaron la simulación EAGLE. En este capítulo dimos un paso adelante, calculando la tendencia del halo a volverse esférico para diferentes morfologías, cuantificando con la fracción D/T y se correlacionaron con las formas de DMO.

Nuestros resultados muestran que la combinación de las masas del halo de DMO, utilizadas como entrada en los modelos semianalíticos, y las formas podría utilizarse para predecir la probabilidad de que un halo albergue una galaxia con una morfología específica.

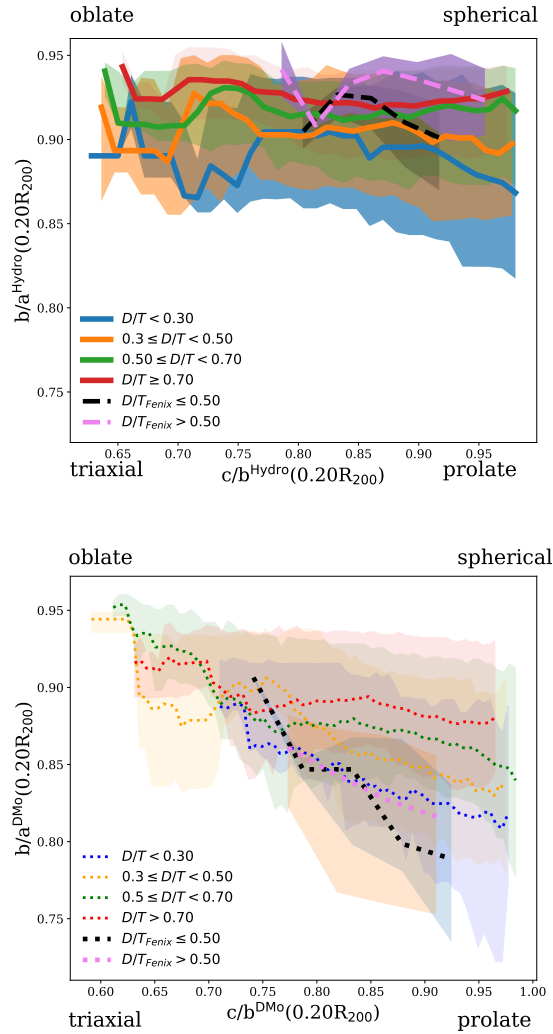


Figura 2.7: La distribución de EAGLE y Fenix para los halos Hydro seleccionados (panel izquierdo) y sus homólogos DMO (panel derecho) en función de sus relaciones de semiejes internos del halo medidos al 20 por ciento del radio virial. Las relaciones se dan para galaxias con diferentes morfologías cuantificadas por las relaciones D/T . En el panel izquierdo, las líneas continuas (de trazos) indican la mediana de la distribución para los intervalos D/T adoptados para las galaxias EAGLE (Fenix). El panel derecho muestra lo mismo para las homólogas DMO. Las áreas sombreadas indican los cuartiles 25th y 75th.

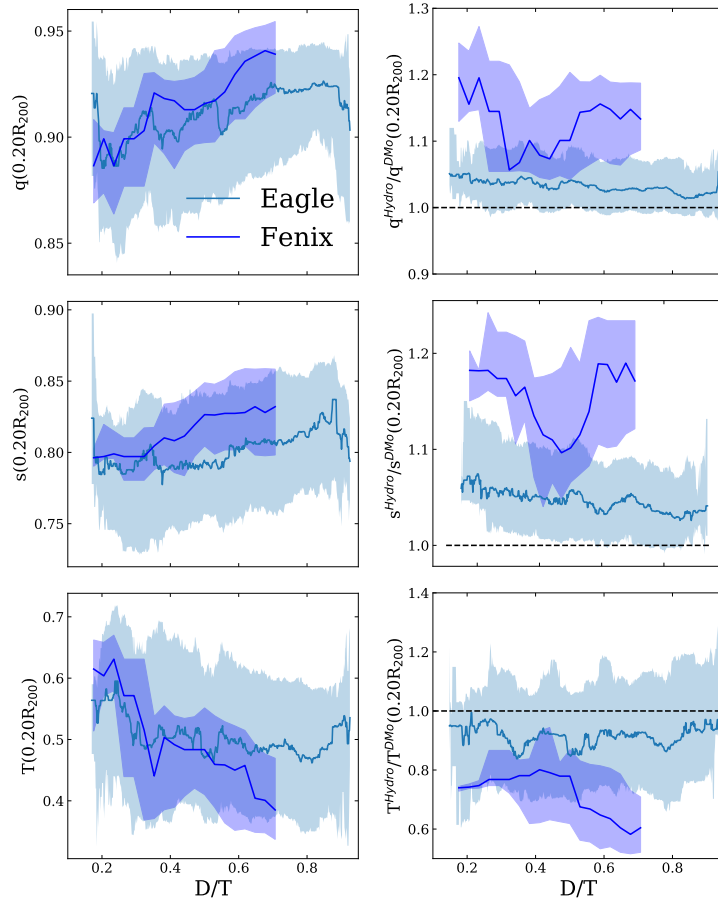


Figura 2.8: Parámetros de forma del halo MO, q , s y T , medidos en el 20 por ciento del radio virial en las corridas Hydro en función de D/T (columna izquierda). El panel derecho muestra los parámetros de forma de Hydro, normalizados por los de su homólogo de DMo. Las líneas continuas indican la mediana de la distribución para los halos EA-GLE (azul claro) y Fénix (violeta), respectivamente. Las zonas sombreadas encierran los cuartiles 25th y 75th. Observamos que los halos tienden a ser más redondeados y menos triaxiales para D/T mayores. La correlación se hace más débil cuando se normaliza por las contrapartes DMo.

Tabla 2.1: El coeficiente de correlación de Spearman, ρ , y Pearson, r , (con sus correspondientes valores p), para los parámetros de forma medidos dentro del $0,20R_{200}$ en función de las relaciones D/T . La correlación se debilita cuando los parámetros se normalizan por sus correspondientes homólogos DMo .

Spearman ρ (valor p)	q^{Hydro}	s^{Hydro}	T^{Hydro}
D/T_{Fenix}	0,43 ($7x10^{-3}$)	0,23 (0,16)	-0,33 (0,04)
D/T_{EAGLE}	0,14 ($1x10^{-8}$)	0,13 ($4x10^{-8}$)	-0,08 ($8x10^{-4}$)
Pearson r (valor p)	q^{Hydro}	s^{Hydro}	T^{Hydro}
D/T_{Fenix}	0,39 (0,01)	0,21 (0,22)	-0,34 (0,04)
D/T_{EAGLE}	0,15 ($5x10^{-10}$)	0,13 ($9x10^{-8}$)	-0,09 ($2x10^{-4}$)
Spearman ρ (valor p)	$q^{\text{Hydro}}/q^{\text{DMo}}$	$s^{\text{Hydro}}/s^{\text{DMo}}$	$T^{\text{Hydro}}/T^{\text{DMo}}$
D/T_{Fenix}	-0,04 (0,79)	0,04 (0,81)	-0,24 (0,15)
D/T_{EAGLE}	-0,07 ($3x10^{-3}$)	-0,09 ($1x10^{-5}$)	0,08 (0,65)
Pearson r (valor- p)	$q^{\text{Hydro}}/q^{\text{DMo}}$	$s^{\text{Hydro}}/s^{\text{DMo}}$	$T^{\text{Hydro}}/T^{\text{DMo}}$
D/T_{Fenix}	-0,14 (0,38)	-0,03 (0,86)	-0,14 (0,42)
D/T_{EAGLE}	-0,09 ($4x10^{-4}$)	-0,10 ($6x10^{-5}$)	0,02 (0,34)

Para mostrar mejor esta tendencia, en la Fig. 9 mostramos los parámetros de forma del halo de MO , q , s y T , medidos en el 20 por ciento del radio virial, en función de D/T . Para los halos Fénix las relaciones D/T cubren un rango más corto ($D/T_{\text{Fenix}} \in [0,16,0,73]$), como se ha mencionado anteriormente, mientras que para los halos EAGLE se encuentran relaciones D/T mayores ($D/T_{\text{EAGLE}} \in [0,15,0,95]$).

En los paneles izquierdos de la Fig 2.8, se aprecia claramente que los halos son más esféricos y menos triaxiales para D/T mayores. Sin embargo, cuando esta relación se normaliza por su correspondiente contrapartida DMo , las correlaciones se debilitan fuertemente como se muestra en el panel derecho. Estimamos los coeficientes de correlación de Spearman y Pearson en la Tabla 2.1. Los valores de p de la muestra Fenix muestran una mayor desviación de 0 lo que impacta negativamente en la fiabilidad para la fuerza de la correlación. Esto es de esperar ya que el pequeño tamaño de la muestra tiene un impacto en los valores p .

Esto implicaría un origen cosmológico para el vínculo entre los halos de MO y la morfología de sus galaxias centrales, que también puede verse afectada por otros procesos durante su historia de ensamblaje, produciendo una gran dispersión en la relación.

Recordemos que existe una dependencia de los parámetros de forma con M_{star} y M_{star}/M_{200} . Las relaciones mostradas en esta figura consideran todos los halos independientemente de su contenido estelar. Observamos que los halos Fénix cubren un rango inferior de masas estelares que en el caso EAGLE y, por tanto, tienden a ser más esféricos en comparación con los valores medios globales.

2.4.1. La estructura de velocidades de la materia oscura

La anisotropía de velocidad de los halos individuales presenta una variedad de comportamientos dependiendo de su historia de formación particular (véase por ejemplo, Tissera et al., 2010). En esta sección analizamos el cambio en la anisotropía de velocidad de los halos de MO en función del radio y de la morfología de la galaxia anfitriona. La estructura de velocidades de las partículas de MO está estrechamente relacionada con las formas resultantes de los halos. Además, tiene importantes implicaciones para las tasas de dispersión predichas en experimentos de detección directa (Kuhlen et al., 2010).

Inspeccionamos el parámetro de anisotropía de velocidad, definido como:

$$\beta(r) = 1 - \frac{\sigma_t}{2\sigma_r}, \quad (2.1)$$

donde σ_r y σ_t son las dispersiones de velocidad radial y tangencial promediadas sobre cáscaras esféricas concéntricas. Este parámetro de anisotropía proporciona información sobre la distribución de la velocidad de los halos. Las distribuciones isotrópicas tienden a $\beta \sim 0$, mientras que las que están más sesgadas radialmente tienden a $\beta > 0$.

En la Fig. 2.9 mostramos las medianas de $\beta(r)$ en función del radio normalizado por el virial, r/R_{200} , para galaxias agrupadas según su morfología: $D/T < 0,30$, $0,30 \leq D/T < 0,50$, $0,50 \leq D/T < 0,70$, $0,70 \leq D/T < 0,90$, y $0,90 \leq D/T$, para los halos Fenix (panel izquierdo) y EAGLE (panel derecho). Tanto las simulaciones EAGLE como Fenix muestran una

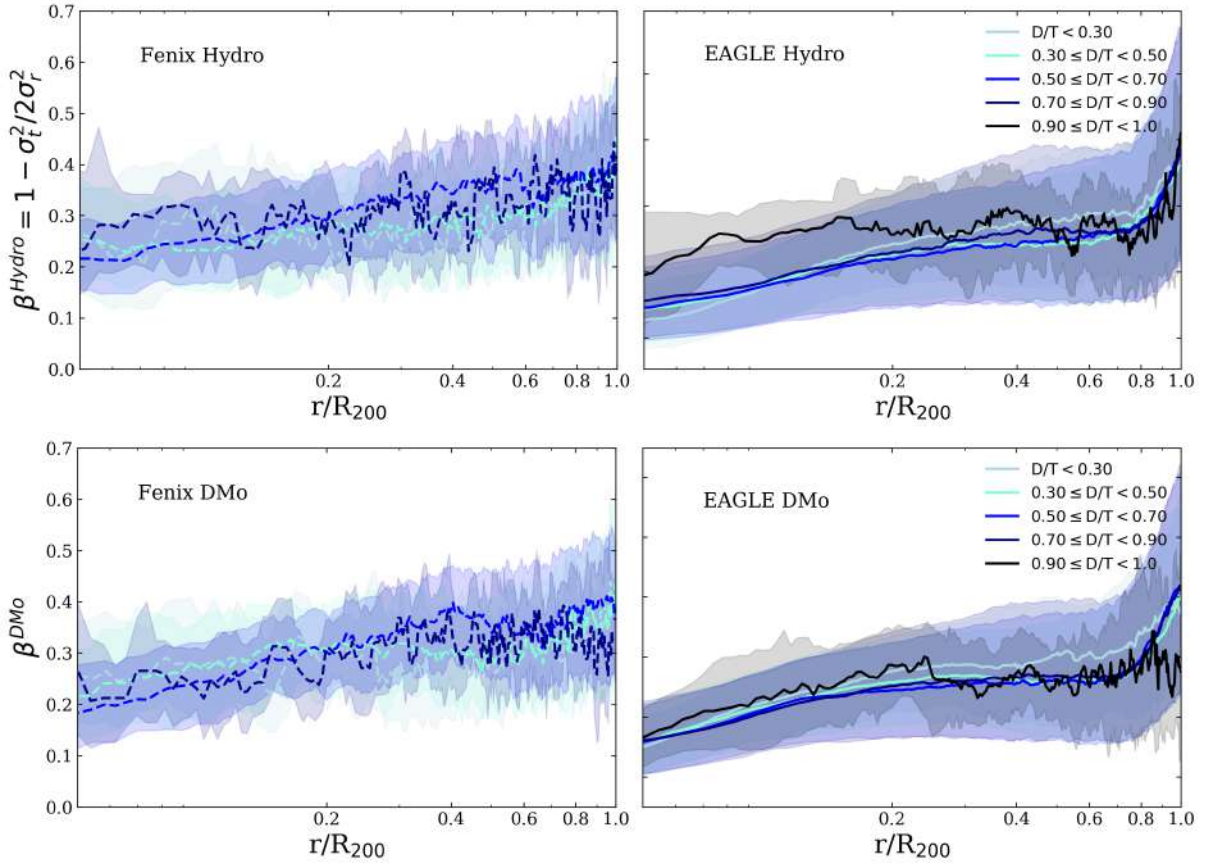


Figura 2.9: β en función de r/R_{200} . Las líneas punteadas indican la mediana de la distribución en el caso de los halos Fénix (panel izquierdo) y las líneas continuas en el caso de los halos EAGLE (panel derecho). La función β se divide con intervalos de fracción de disco $D/T < 0,30$, $0,30 \leq D/T < 0,50$ y $0,50 \leq D/T < 0,70$. $0,70 \leq D/T < 0,90$ y $0,90 \leq D/T$.

tendencia notable para radios menores de aproximadamente $0,20R_{200}$: los halos que albergan galaxias casi sin bulbo presentan valores más altos de β . La estructura de velocidades en las regiones centrales de los halos de MO que albergan la mayor fracción D/T se aleja de la isotropía. Para radios superiores a $\sim 0,20R_{200}$ esta tendencia desaparece. Cuando se inspecciona el DMo (paneles inferiores), $\beta^{\text{DMo}}(r)$ muestra una ligera tendencia en el mismo sentido aunque más débil.

Como en el caso de las formas, existe un comportamiento intrínseco que indica que los halos que albergan importantes estructuras de discos estelares tienden a tener un patrón de velocidad de MO distinto, ligeramente menos isótropo. Para cuantificar mejor este comportamiento, calculamos $(\beta - \bar{\beta})/\bar{\beta}$ en función de r/R_{200} para las corridas Hydro y DMo.

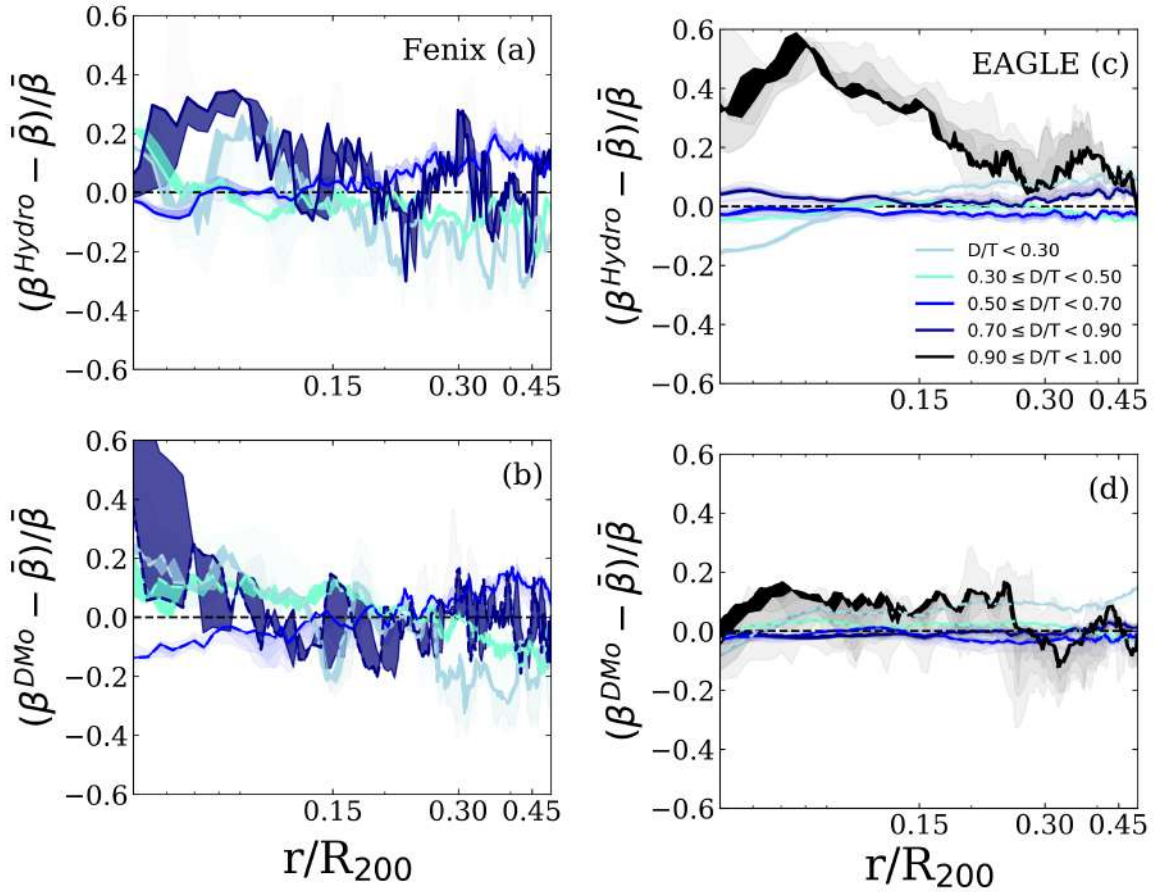


Figura 2.10: $(\beta - \bar{\beta})/\bar{\beta}$ en función de r/R_{200} para los halos Fenix Hydro y DMo (paneles a,b) y los halos EAGLE Hydro y DMo (paneles c,d). Los errores se calcularon utilizando un método bootstrap y cada área sombreada indica el número de muestras bootstrap calculadas. Los halos con mayor D/T presentan una desviación de la distribución isotrópica en las regiones interiores. Los halos DMo presentan la misma tendencia.

La Fig. 2.10 muestra el cambio relativo de $\beta(r)$ con respecto a las medianas (es decir $(\beta - \bar{\beta})/\bar{\beta}$) para los halos Fénix (paneles a,b) y EAGLE (paneles c, d) en función de r/R_{200} . $\bar{\beta}$ es la mediana para cada bin de D/T.

En el caso de la corrida DMO, $\beta^{\text{DMo}}(r)$ (paneles b y d) muestra una ligera tendencia en el mismo sentido que los halos Hydro, si bien más débil, a presentar mayores desviaciones de la isotropía para galaxias con mayor D/T. Al igual que hemos encontrado para las formas, existe un comportamiento intrínseco que indica que los halos que albergan estructuras de disco estelar más importantes tienden a tener un patrón de velocidad de MO distinto y ligeramente menos isótropo. Las regiones de error se calcularon utilizando un método bootstrap con un remuestreo de 200 casos para cada intervalo D/T. Como puede verse, las mayores anisotropías de velocidad se encuentran en los halos con galaxias casi sin bulbo dentro de $\sim 0,20R_{200}$. Los correspondientes halos DMO homólogos muestran estimaciones similares pero utilizando β^{DMo} .

Una mayor anisotropía de la velocidad podría estar relacionada con la modificación en la estructura orbital de la velocidad de MO. También hemos buscado discos de MO en las regiones centrales de los halos Fénix seleccionados, sin poder detectarlos ninguno. Schaller et al. (2016a) concluye que la presencia de un disco oscuro es poco probable en los halos EAGLE. La configuración del MO podría estar relacionada con órbitas más de tipo tubo (“tube”), como ha descubierto Zhu et al. (2017). Por tanto, este cambio en la configuración de las órbitas hacia anisotropías de velocidad central más altas, junto con las formas intrínsecas de los halos DMO, podría fomentar preferentemente la formación de discos estelares.

2.5. Conclusiones

Investigamos la relación entre las propiedades de los halos de MO y las morfologías de las galaxias que albergan. Para ello analizamos dos simulaciones con diferentes implementaciones de la física de subgrilla: una submuestra de la simulación de mayor volumen del Proyecto EAGLE (L100N1504) y halos del Proyecto Fenix. Investigamos los efectos sobre la forma del halo en las regiones centrales. Nuestras principales conclusiones pueden resumirse como sigue:

1. Encontramos que los halos que albergan galaxias con fracciones D/T más altas son más esféricos y menos triaxiales. Sorprendentemente, esta tendencia ya está presente en los halos de DMO, como se muestra en el panel derecho de la Fig . 2.7. Esto sugiere que los discos se formarán preferentemente en los halos que ya son más esféricos. Esto demostraría que la morfología de las galaxias está interrelacionada con la estructura intrínseca de los halos de MO. Esto a su vez, permitiría predecir estadísticamente de forma aproximada la morfología que tendrá una galaxia si se formara en un halo de una forma determinada.
2. Los halos más masivos tienden a ser más triaxiales. Cuando se considera la dependencia con M_{star}/M_{200} , la triaxialidad disminuye a medida que aumenta la masa estelar, como era de esperar.
3. Mientras que las galaxias más compactas se encuentran en los halos de MO más concentrados, los efectos del ensamblaje de galaxias son más claros cuando se miden dentro de $\sim 0,20R_{200}$. Como era de esperar, la física bariónica afecta a la forma del halo principalmente en las regiones interiores. Los halos que albergan bariones se vuelven menos triaxiales, en acuerdo con estudios anteriores (véase Fig. 2.3 y Fig. 2.4).

-
4. El análisis de la estructura de velocidades de los halos utilizando el parámetro de anisotropía muestra una tendencia en el sentido de que las galaxias casi sin bulbo están asociadas con mayores desviaciones de la isotropía en la distribución de velocidades. Esta tendencia también parece ser intrínseca en el sentido de que también se detecta cuando se utilizan las anisotropías de velocidad de los homólogos de DMO, aunque más débilmente.

Nuestros resultados muestran que las formas del halo de MO, medidas dentro de $\sim 0,20R_{200}$, están correlacionadas con la morfología de las galaxias. Esta correlación parece ser intrínseca, ya que detectamos que la misma tendencia ya está presente en los halos de DMO. Por tanto, hay indicios de que discos más importantes tienden a formarse preferentemente en los halos más redondeados. Esta tendencia intrínseca se ve reforzada por el crecimiento de las galaxias de disco. Estos resultados podrían proporcionar un predictor estadístico de la morfología que tendría la galaxia si se formara en un halo de una forma determinada. Esto además podría ser importante para los modelos semianalíticos.

Respuesta de la materia oscura a la historia del ensamblaje de las galaxias

3.1. Resumen

Explorar la historia del ensamblaje de las galaxias junto con las propiedades de los halos de materia oscura (MO) a lo largo del tiempo puede proporcionar una forma de medir cómo los bariones afectan a los halos de MO. En este capítulo estudiamos las propiedades de cuatro halos de MO del tipo Vía Láctea del proyecto Aquarius durante su ensamblaje, entre $z = 0 - 4$. Utilizamos la simulación SPH (equivalente a Hydro en el capítulo anterior) de Scannapieco et al. (2009) y la contraparte DMO como casos de estudio. Para evaluar la robustez de nuestros resultados, los comparamos con uno de los halos corridos utilizando una técnica de malla móvil y para diferente receta de subgrilla. Nuestros resultados muestran que la evolución cósmica de los perfiles del halo de MO depende de la historia de ensamblaje de los bariones. Encontramos que los perfiles de MO no cambian significativamente con el tiempo, por lo que se vuelven estables cuando la fracción de bariones acumulada en las regiones centrales alcanza el 80 por ciento de su masa actual dentro del radio virial. Además, el historial de acreción de masa muestra que los halos que se ensamblaron antes son los que contienen una mayor cantidad de masa bariónica, lo que a su vez permite que los perfiles del halo de MO alcancen antes una configuración estable. Para los halos SPH, encontramos que el momento angular específico de las partículas de MO dentro del 5 por ciento del radio virial en $z = 0$, permanece aproximadamente constante a partir del momento en que se reúne el 60 por ciento de la masa

estelar. Exploramos diferentes modelos teóricos y empíricos para la contracción de los halos a través del corrimiento al rojo. Un modelo que describa mejor la contracción de los halos a través de la evolución temporal debe depender del contenido de masa estelar en las regiones internas.

Mientras que trabajos anteriores exploran la evolución de los perfiles de MO en una variedad de masas de halo, en este trabajo nos centramos en cómo la física de los bariones afecta a la evolución de los halo de MO del tamaño de la masa de la Vía Láctea. Este trabajo amplía el análisis realizado por Tissera et al. (2010) a $z = 0$. Analizamos cuatro halos del Proyecto Aquarius (Springel et al., 2008; Vogelsberger et al., 2009) entre $z=0-4$, y comparamos la corrida DMO con uno de los modelos de formación de galaxias implementados en estos halos (el modelo hidrodinámico de Scannapieco et al., 2006). Comprender el efecto de los bariones en el perfil de densidad de la MO, y en particular en las regiones interiores de los halos del tamaño de la masa de la Vía Láctea, es esencial por ejemplo, para hacer predicciones sobre la posibilidad de detección indirecta de MO (Abazajian et al., 2014; Schaller et al., 2016b).

Reconocemos el hecho de que los halos de Aquarius de Scannapieco et al. (2006) sobreproducen estrellas, dando lugar a galaxias con grandes protuberancias y pequeños discos. No obstante, estos halos pueden proporcionar información sobre los procesos físicos que intervienen. Para evaluar si nuestras conclusiones podrían verse afectadas por este aspecto, también analizamos comparativamente una versión de uno de los halos corridos con el código AREPO (Marinacci et al., 2014). Demostramos que los principales resultados siguen siendo válidos.

Este capítulo está organizado de la siguiente manera. Describimos brevemente las simulaciones numéricas y discutimos la convergencia de los resultados en la sección 3.2. En la sección 3.3 investigamos la evolución de diferentes propiedades como los perfiles de densidad de la MO, la historia de la acreción de masa, la forma del halo y el momento angular específico. Contrastamos nuestros resultados entre la simulación de cada halo DMO y la simulación que contiene bariones. Resumimos nuestros principales resultados en las la sección 3.4.

3.2. Simulaciones

Los halos del proyecto Aquarius (Springel et al., 2008; Vogelsberger et al., 2009) se corrieron originalmente con DMO, pero posteriormente se implementaron diferentes métodos para modelar la física de los bariones (Scannapieco et al., 2006; Cooper et al., 2010; Marinacci et al., 2014). En este trabajo comparamos los resultados del DMO con los del de la ejecución hidrodinámica de Scannapieco et al. (corrida SPH 2006). Ambas simulaciones, DMO y SPH, se realizaron desde $z = 127$ hasta $z = 0$ utilizando versiones de GADGET-3.

Las condiciones iniciales se establecieron en función de la resolución de masa y para la simulación SPH, la masa de las partículas de MO se redujo en función de los parámetros cosmológicos adoptados (para más detalles véase, Springel et al., 2008; Scannapieco et al., 2006). Los parámetros cosmológicos adoptados para las simulaciones SPH y DMO son $\Omega_m = 0,25$, $\Omega_b = 0,04$, $\Omega_\Lambda = 0,75$, $\sigma_8 = 0,9$, $n_s = 1$, $H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ con $h = 0,73$. Estos parámetros cosmológicos son los mismos adoptados en la simulación Millennium (Springel, 2005), que dentro de las incertidumbres, son coherentes con las restricciones derivadas de los análisis de datos de 1 y 5 años del WMAP (Spergel et al., 2003; Komatsu et al., 2009).

La evolución de la estructura a escalas galácticas no se ve afectada significativamente por pequeñas variaciones en los parámetros cosmológicos. Los halos DMO se corrieron con diferentes resoluciones como parte del Proyecto Aquarius. Navarro et al. (2010) analizó las propiedades de los halos DMO, mostrando que convergen numéricamente en todos los niveles de resolución estudiados, entre el nivel de resolución 1 al 5.

Por tanto, es posible utilizar de forma fiable el nivel de resolución 2 en la simulación DMO para comparar con las corridas SPH de nivel 5, como se explica en Tissera et al. (2010). Además analizamos los resultados de una corrida a menor resolución de nivel 6 para uno de los halos con el fin de evaluar los efectos de la resolución. En general, la convención adoptada para etiquetar cada halo es con una letra y el nivel de resolución.

Del conjunto de seis halos analizados por Tissera et al. (2010) a $z = 0$, estudiamos la evolución de cuatro de ellos, seleccionados para no tener ningún evento de fusión de galaxias importante que dejara rasgos distintivos en la distribución de la MO. Este es el caso de Aq-B-5 y Aq-F-5. Por tanto, los halos de la simulación hidrodinámica analizados son Aq-A-5, Aq-C-5, Aq-D-5 y Aq-E-5. También analizamos una corrida de menor resolución Aq-E-6 para evaluar los problemas numéricos.

El parámetro de suavizado gravitacional de las simulaciones SPH están en el rango de $\epsilon_{G,SPH} = 0,5 - 1 \text{ kpc } h^{-1}$. Las partículas de MO en la simulación SPH tienen masas $\sim 1 - 2 \times 10^6 M_{\odot} h^{-1}$, mientras que las partículas de gas tienen inicialmente una masa de $\sim 2 - 5 \times 10^5 M_{\odot} h^{-1}$. Las principales propiedades de los halos de MO, incluyendo el número de partículas de MO dentro del radio virial se presentan en la Tabla 3.3.

Siguiendo la misma convención, y según la resolución, los halos de DMO se denominan generalmente Aq-A-2, Aq-C-2, Aq-D-2 y Aq-E-2. La resolución en el caso de DMO es $\epsilon_{G,DMo} = 0,048 \text{ kpc } h^{-1}$, mientras que la masa de las partículas de MO es $0,7 - 1 \times 10^4 M_{\odot} h^{-1}$. Todos los resultados de los halos DMO presentados están escalados por la fracción cósmica de bariones, $f_{\text{bar}} = \Omega_{\text{b}}/\Omega_{\text{m}}$.

Para evitar confusiones y simplificar la nomenclatura al lector, en este trabajo denominamos a los halos SPH como Aq-A-SPH, Aq-C-SPH, Aq-D-SPH y Aq-E-SPH, mientras que los del experimento DMO se denominan Aq-A-DMO, Aq-C-DMO, Aq-D-DMO y Aq-E-DMO.

Estudiamos la evolución de los halos de MO en el rango de $z \sim 4$ a $z \sim 0$ tanto en simulaciones DMO como SPH. En la siguiente sección, describimos brevemente las principales propiedades del modelo bariónico implementado en la simulación hidrodinámica.

El modelo hidrodinámico

Las simulaciones fueron corridas por Scannapieco et al. (2006) utilizando una versión de GADGET-3 que incluye un modelo multifásico para el componente gaseoso con enfriamiento dependiente del metal, formación estelar y tratamientos dependientes de la fase de la retroalimentación de SN y enriquecimiento químico (ver Scannapieco et al., 2005, 2006, para más detalles).

Las partículas de gas son aptas para formar estrellas según su densidad (deben ser más densas que $n_{\text{H,th}} = 0,04\text{cm}^{-3}$) y si se encuentran en un flujo convergente. Las partículas estelares se crean estocásticamente a partir de aquellas partículas de gas que cumplen las condiciones antes mencionadas, y se permite la formación de un máximo de dos partículas estelares a partir de cada partícula de gas (para más detalles véase Scannapieco et al., 2006). El modelo químico implementado sigue el enriquecimiento químico por supernovas de tipo II (SNII) y tipo Ia (SNIa) de Mosconi et al. (2001). El modelo de retroalimentación SN ha demostrado ser eficaz para reproducir la fenomenología observada de formación estelar y generación de viento en galaxias y estallidos estelares. Por lo tanto, el algoritmo implementado en las corridas SPH ha demostrado ser una herramienta poderosa para investigar la formación de galaxias en un contexto cosmológico (Scannapieco et al., 2006).

Los halos se identifican en su radio virial $R_{200}(z)$, definido como el radio que encierra una densidad igual a ~ 200 veces la densidad crítica a cierto desplazamiento al rojo z . La masa del halo $M_{200,z}$, se define como la masa encerrada dentro de $R_{200,z}$. Resumimos las principales propiedades de los halos en la Tabla 3.3.

Los halos de MO de la corrida SPH se estudiaron previamente en Tissera et al. (2010) a $z = 0$. Ya se ha establecido que los halos de Aquarius tienen diversas historias de ensamblaje que producen una variedad de historias y estructuras de formación estelar. Las propiedades de las galaxias centrales dentro de los halos de Aquarius se analizan en Scannapieco et al. (2006), encontrando que la mayoría de ellas presentan discos soportados centrífugamente compuestos por aproximadamente una quinta parte de la masa estelar total (con excepción de Aq-F-5 que no se estudia en el presente trabajo).

La tasa de formación estelar ha demostrado ser diferente para cada galaxia central, así como para los componentes esferoidal y de disco. Por tanto, esperamos que las diferentes historias de ensamblaje produzcan una evolución diferente para las formas del halo de MO. El presente trabajo es una extensión de Tissera et al. (2010) para investigar la evolución cósmica de los halos de MO y el papel que los bariones desempeñan en ellos.

Reconocemos el hecho de que estos halos de Aquarius han sobreproducido estrellas a $z = 0$ en comparación con los resultados de correspondencia de abundancias (‘abundance matching’) (e.g., Guo et al., 2010b; Behroozi et al., 2019; Moster et al., 2018) como ya discutió Aumer et al. (2013). Para evaluar la solidez de nuestro análisis con respecto a esta cuestión, también analizamos una versión de Aq-C realizada con el código de malla móvil AREPO (Marinacci et al., 2014, Aq-C-M14, ejecutado a nivel de resolución-4). El modelo de subgrilla tiene en cuenta la formación estelar, el enriquecimiento químico, la retroalimentación estelar mediante un esquema de viento cinético, el enfriamiento de las líneas metálicas y la retroalimentación de los modos cuásar y radio del AGN.

Esta corrida ha producido galaxias con sistemas dominados por discos y una relación entre la masa estelar y la masa del halo que concuerda con los resultados de las técnicas de correspondencia de abundancias a $z = 0$. Además, la comparación de Aq-C-SPH con Aq-C-M14 nos permitirá evaluar los efectos de la resolución numérica.

En la Fig. 3.1 mostramos la evolución cósmica desde $z = 0$ hasta $z = 4$ de la relación masa estelar/masa del halo para los cinco halos comparada con resultados de correspondencia de abundancias (Guo et al., 2010b; Behroozi et al., 2019; Moster et al., 2018).

A $z = 0$, tres de las galaxias concuerdan con los resultados de Guo et al. (2010b, dentro de un error de $\sim 1\sigma$): Aq-A-SPH, Aq-D-SPH y Aq-C-M14. Los dos halos restantes contienen un exceso de masa estelar aunque están dentro de 2σ de error (Aq-C-SPH y Aq-E-SPH). A redshifts mayores, todos los halos simulados tienen una mayor discrepancia en comparación con las técnicas de correspondencia de abundancias, lo que demuestra que forman una mayor fracción de estrellas. Como puede verse en Fig. 3.1 todos los halos muestran un aumento similar de la masa estelar respecto a la masa del halo con distintos corrimientos al rojo. Curiosamente, Aq-C-M14, que concuerda bien con las predicciones

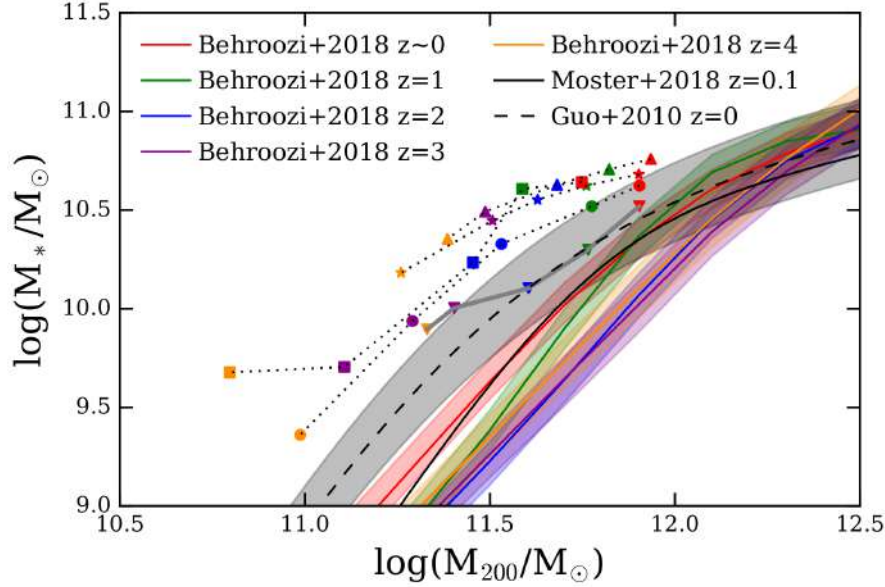


Figura 3.1: Relación masa estelar/masa del halo para los cinco halos estudiados: Aq-A-SPH (estrellas), Aq-C-SPH (triángulos arriba), Aq-D-SPH (círculos), Aq-E-SPH (cuadrados) y Aq-C-M14 (triángulos abajo). Los resultados de los cinco halos se representan gráficamente con un código de colores que representa los distintos desplazamientos al rojo ($z = 0$ rojo, $z = 1$ verde, $z = 2$ azul, $z = 3$ morado y $z = 4$ naranja). Seguimos la evolución de los halos SPH con líneas punteadas. La línea gris continua une los distintos redshifts de Aq-C-M14. Comparamos nuestros hallazgos con los resultados de la técnica de correspondencia de abundancias de Guo et al. (2010b), Behroozi et al. (2019) y Moster et al. (2018) (ver las etiquetas en la figura).

de coincidencia de abundancia a $z = 0$ no reproduce la evolución cósmica de los valores predichos. Por lo tanto, aún hay aspectos poco claros en cuanto a la regulación de la actividad de formación estelar en función del desplazamiento al rojo y, por tanto, sobre el impacto de los bariones en la distribución de la MO.

Utilizaremos este conjunto de halos simulados para analizar la respuesta de la MO a la formación de galaxias a medida que son ensamblados, teniendo en cuenta el impacto de los bariones en la distribución de la MO.

Consideraciones sobre la resolución espacial y la convergencia

Para estudiar la región interior de los halos de MO, es importante analizar el radio mínimo por encima del cual los resultados obtenidos son robustos. Este radio se denomina radio de convergencia. Para simulaciones DMO, Power et al. (2003) encuentra que el radio de convergencia, R_{p03} , no debe no debe superar el radio en el que el tiempo de

relajación de dos cuerpos es menor que la edad del Universo. Sin embargo, no existe una definición directa para las simulaciones hidrodinámicas. No obstante, el criterio de convergencia de Power et al. (2003) podría utilizarse como referencia en las simulaciones SPH, considerando que es una representación conservadora del radio de convergencia cuando los bariones se incluyen en las simulaciones (Di Cintio et al., 2014b; Di Cintio et al., 2014a; Schaller et al., 2015b).

Adoptando la estimación R_{p03} para la simulación SPH, encontramos que los valores están cercanos a $1,50\text{-}2,50 \text{ kpc } h^{-1}$ a $z = 0$ que representan aproximadamente el uno por ciento del radio virial. Este valor es aproximadamente tres veces el suavizado gravitatorio implementado en los halos SPH a $z = 0$. A alto desplazamientos al rojo este resultado es similar, donde el radio de convergencia está por debajo del 5 por ciento del radio virial en cada desplazamiento al rojo. Para los halos DMO, el radio de convergencia es menor ya que la resolución es mucho mayor que en el caso de los halos SPH. Por lo tanto, para estudiar la evolución de los perfiles de MO y los cambios en la región interior, consideramos el radio de convergencia de Power et al. (2003) (es decir, ~ 1 por ciento) como el radio mínimo en el que podemos analizar los halos.

En este trabajo adoptamos diferentes límites en función de las propiedades del halo que queramos estudiar y considerando el radio de convergencia obtenido para estas simulaciones. Por ejemplo, ajustamos los perfiles del halo de MO entre tres veces el parámetro de suavizado gravitacional y el radio virial en cada desplazamiento al rojo para cumplir esta condición. También es importante tener cuidado con el número de partículas en cada intervalo de radio para el perfil de MO. Describimos el criterio adoptado para los halos SPH y DMO en la sección 3.3.1. Teniendo en cuenta el radio de convergencia, y con el fin de hacer un análisis robusto, definimos la región interior de los halos como la región dentro de 5 por ciento de R_{200} .

3.3. Resultados

3.3.1. Perfiles de densidad de la materia oscura a $z = 0$

Analizamos los perfiles de MO de las corridas SPH a $z = 0$. Para ello, implementamos dos modelos diferentes: el propuesto por Di Cintio et al. (2014a) y el perfil de Einasto (1965) que también se muestra en Tissera et al. (2010). El perfil propuesto por Di Cintio et al. (2014a) (DC14), se basa en un modelo de doble ley de potencia con tres parámetros (α , β , γ) ajustados en función de la eficiencia de formación estelar de la galaxia (es decir, la relación entre la masa estelar y la masa del halo de MO). El modelo también incluye ρ_s , la densidad de escala, y r_s , el radio de escala, que dependen del parámetro de concentración del halo de DMO (véase Di Cintio et al., 2014a, para más detalles). Por lo tanto, la forma funcional del perfil Di Cintio et al. (2014a) es:

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{\left(\frac{r}{r_s}\right)^\gamma \left[1 + \left(\frac{r}{r_s}\right)^\alpha\right]^{\frac{\beta-\gamma}{\alpha}}}. \quad (3.1)$$

En DC14, los parámetros que dependen de la eficiencia de la formación estelar se modelizan mediante dos funciones. La pendiente exterior β se ajusta con una función cuadrática, mientras que la pendiente interna γ y el parámetro de transición α se ajustan mediante funciones de ley de potencia (ver Di Cintio et al., 2014a, ec. 3).

Dado que los parámetros α , β y γ están limitados por la eficiencia de formación estelar, el perfil DC14 queda con 2 parámetros libres, al igual que el perfil NFW. Para obtener los parámetros libres de la forma funcional, DC14 selecciona una muestra de diez galaxias con diferentes masas estelares y cinco condiciones iniciales diferentes, con eficiencias en el rango de $-4,1 < \log(M_*/M_{200}) < -1,3$. Se recupera el perfil NFW para eficiencias de formación estelar en torno a $\log(M_*/M_{200}) = -1,5$ y superiores, ya que los flujos de salida no son suficientemente eficientes para extraer la masa de las regiones internas, obteniendo valores similares a un perfil NFW en este caso ($\alpha = 1$, $\beta = 3$ y $\gamma = 1$).

Tabla 3.1: Parámetros obtenidos a partir del ajuste del perfil DC14 fitI y fitII (véase el texto para más detalles). Las masas del halo obtenidas del ajuste II, $M_{200}^{\text{DC14,II}}$, están en unidades de $10^{12}M_{\odot} h^{-1}$. También incluimos la prueba χ^2 del modelo para cada halo.

	Aq-A-SPH	Aq-C-SPH	Aq-D-SPH	Aq-E-SPH
Fit I				
α	0.40	0.30	0.53	0.24
β	2.98	3.01	2.94	3.03
γ	1.28	1.33	1.22	1.35
c_{MO}	10.59	21.72	5.86	9.61
χ^2	0.008	0.017	0.004	0.015
Fit II				
α	0.32	0.31	0.49	0.22
β	3.00	3.01	2.95	3.04
γ	1.32	1.32	1.24	1.36
c_{MO}	19.13	15.39	6.09	12.57
$M_{200}^{\text{DC14,II}}$	1.0	1.20	1.05	0.78
χ^2	0.007	0.020	0.002	0.013

La eficiencia de formación estelar de las galaxias centrales de los halos SPH son $\log(M_*/M_{200}) = -1,22$ (Aq-A-SPH), $-1,18$ (Aq-C-SPH), $-1,28$ (Aq-D-SPH) y $-1,11$ (Aq-E-SPH). Si comparamos las eficiencias del experimento SPH con el rango estudiado por DC14, encontramos que los halos de Aquarius están ligeramente por encima del rango estudiado en torno a $\sim 0,1 - 0,2$ dex. Por tanto, aplicamos las expresiones de DC14 para α , β y γ , y dejamos la concentración y la masa del halo como parámetros libres a determinar mediante procedimientos de ajuste (véase también Katz et al., 2017).

Ajustamos la ec. 3.1 a cada halo entre tres veces el suavizado gravitacional y el radio virial. Por un lado, la concentración se toma como parámetro libre (DC14 fitI); y por el otro, adoptando también la concentración y la masa del halo como parámetros libres (DC14 fitII). Presentamos los parámetros de DC14 fitI y fitII en la Tabla 3.1, y los perfiles obtenidos en la Fig. 3.2. Para cada halo SPH calculamos la desviación cuadrática media (rms), presentada en el panel inferior de cada halo.

Los parámetros de concentración de DC14 (ver Tabla 3.1) pueden compararse directamente con Ludlow et al. (2014), ya que el radio de escala r_s se ha convertido en r_{-2} utilizando la ec. 2 en Di Cintio et al. (2014a). Encontramos que los parámetros de concentración obtenidos presentan valores concordantes con los de Ludlow et al. (2014).

Encontramos que tanto fitI como fitII proporcionan una buena concordancia en las regiones internas de los halos, lo que se representa por una pendiente interna pronunciada de $\gamma \sim 1,2 - 1,4$ (véase la Tabla 3.1) que indica la contracción de los halos en el centro.

Sin embargo, el modelo parece mostrar algunas discrepancias en las afueras de los halos SPH. Estas discrepancias podrían deberse a diferentes aspectos, como la historia de fusión de algunos halos de Aquarius. De hecho, la pendiente exterior de algunos de los halos de Aquarius podría estar aún afectada a $z = 0$ debido a algunas de las fusiones tardías; y dando como resultado una pendiente exterior sea más pronunciada que la pendiente logarítmica de -3 que suele encontrarse en los halos de MO.

Este es en particular el caso de Aq-E-SPH, que presenta un peculiar perfil de densidad de MO (véase también Navarro et al., 2010, para una discusión sobre Aq-E-DMo). Otro aspecto es que los halos de MO implementados en DC14 están principalmente en el rango de $[1, 3 \times 10^{10} - 9, 9 \times 10^{11}] M_{\odot} h^{-1}$, mientras que Aquarius son halo más masivos, aunque esto no debería ser un problema cuando se estudia la periferia de los halos de MO.

También ajustamos los perfiles de MO con la función de perfil de Einasto a $z = 0$ entre tres veces el parámetro de suavizado gravitacional y el radio virial (también mostrado en Tissera et al., 2010, pero ajustado en un rango diferente). Este perfil describe la densidad de la MO utilizando tres parámetros libres α , r_{-2} y ρ_{-2} , donde el segundo y el tercer parámetro son el radio isotérmico y la densidad, cuando la pendiente logarítmica es -2.

La forma funcional del perfil de Einasto es

$$\rho(r) = \rho_{-2} \exp \left[\frac{-2}{\alpha} \left(\left(\frac{r}{r_{-2}} \right)^{\alpha} - 1 \right) \right]. \quad (3.2)$$

En la Fig. 3.2 mostramos el resultado obtenido para los halos SPH a $z = 0$, y los valores obtenidos para los parámetros son presentados en la Tabla 3.3. Encontramos que el perfil de Einasto proporciona un buen ajuste para todos los halos analizados en concordancia con resultados anteriores (Tissera et al., 2010). A partir de la comparación de los valores de χ^2 , encontramos que el perfil de Einasto reproduce ligeramente mejor los perfiles de los halos de MO SPH que DC14. Este resultado también es esperado ya que el perfil de

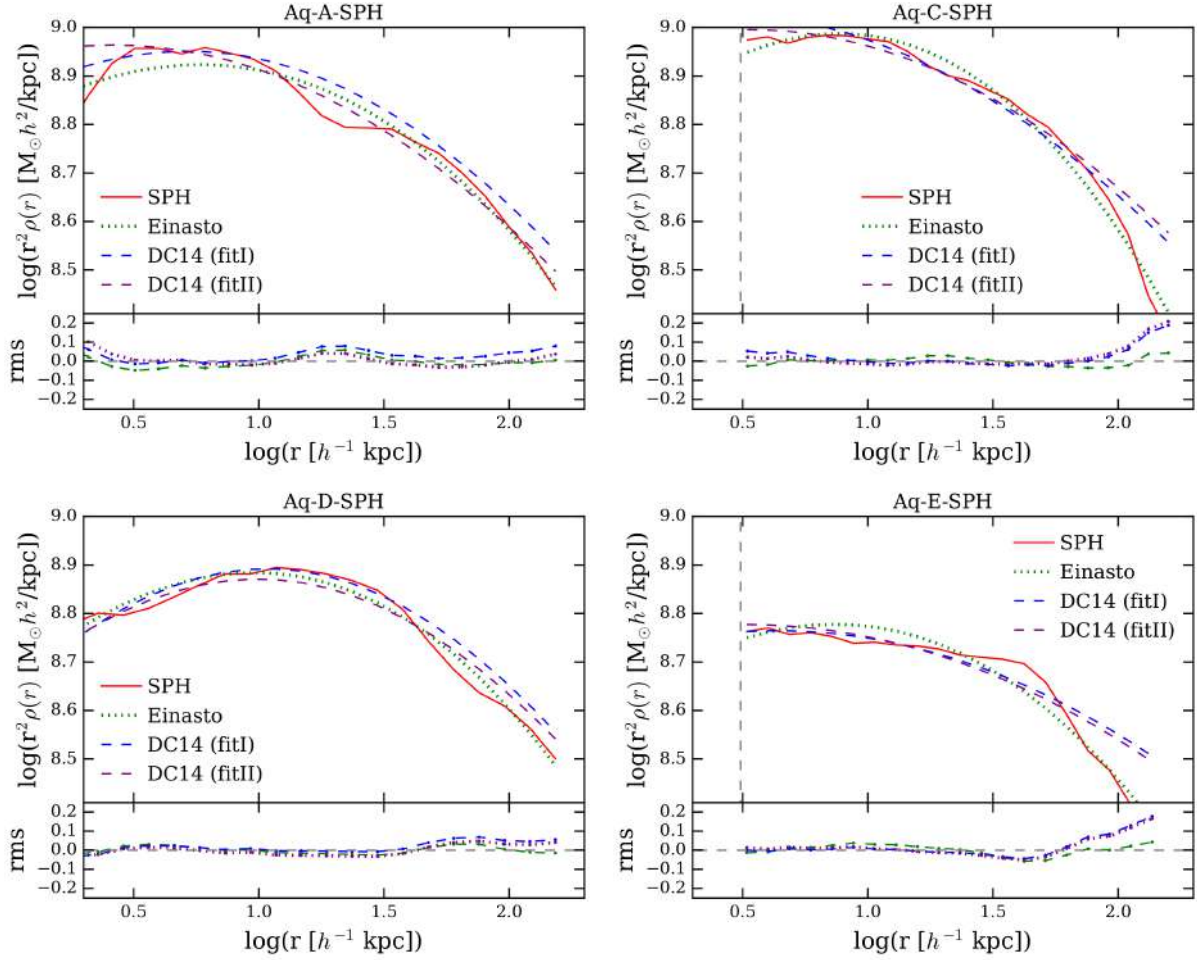


Figura 3.2: Comparación de los perfiles de MO promediados esféricamente a partir de la corrida SPH a $z \sim 0$ con los ajustes del perfil de Einasto (líneas verdes discontinuas) y el perfil de Di Cintio et al. (2014a) (DC14). En el caso de DC14, adoptamos dos métodos: el primero asume el parámetro de concentración DMO como un parámetro libre (denominado DC14 fitI, líneas azules discontinuas); y el segundo método considera tanto el parámetro de concentración como la masa del halo como parámetros libres (denominado DC14 fitII, línea de trazos morados). La línea discontinua gris en los perfiles Aq-C-SPH y Aq-E-SPH5 representa tres veces el parámetro de suavizado gravitacional para estos halos. También incluimos los rms de cada ajuste en los paneles inferiores.

Tabla 3.2: Masa del halo de MO a $z = 0$. Comparamos la masa de las corridas SPH (M_{200}^{sim}) con las inferidas a partir de ajuste del perfil de Einasto (M_{200}^E) y Di Cintio et al. (2014a) fitII ($M_{200}^{DC14,II}$). Véase la Sec. 3.3.1 para más detalles.

Name	M_{200}^{sim} $\times 10^{12} M_{\odot} h^{-1}$	M_{200}^E $\times 10^{12} M_{\odot} h^{-1}$	$M_{200}^{DC14,II}$ $\times 10^{12} M_{\odot} h^{-1}$
Aq-A-SPH	1.10	0.99	1.00
Aq-C-SPH	1.18	1.07	1.20
Aq-D-SPH	1.09	1.01	1.05
Aq-E-SPH	0.77	0.69	0.78

Einasto contiene un parámetro libre extra. En la Tabla 3.2 mostramos la comparación de la masa del halo para cada halo SPH con las masas inferidas a partir de los ajustes de Einasto y DC14 fitII a $z = 0$. Encontramos que las masas calculadas están en buen acuerdo con los halos simulados, con desviaciones entre el uno y el diez por ciento de la masa original del halo.

3.3.2. Evolución temporal de los perfiles de densidad de la materia oscura

En esta sección, seguimos la evolución de los perfiles del halo de MO y comparamos los resultados obtenidos de las corridas de DMO y SPH. Demostramos que la evolución es diferente entre los halos DMO y SPH, lo que sugiere que estas diferencias radican en el impacto que tienen los bariones en los halos SPH. Además, los distintos halos SPH estudiados también muestran tendencias particulares.

No implementamos el modelo de DC14 a mayores desplazamientos al rojo en los halos SPH ya que los parámetros que dependen de la eficiencia de la formación estelar se ajustaron para reproducir la población del halo a $z = 0$. En el pasado sólo se ha modelizado la evolución de la pendiente interior (Chan et al., 2015; Tollet et al., 2016). Diferentes estudios han demostrado que la eficiencia de la formación estelar depende del corrimiento al rojo, según diferentes procesos como la formación estelar y la historia de fusiones de los halos (por ejemplo, Behroozi et al., 2013b). Por lo tanto, un modelo alternativo que dé cuenta de la evolución de la eficiencia de la formación estelar con el corrimiento al rojo sería esencial desarrollarlo en el futuro.

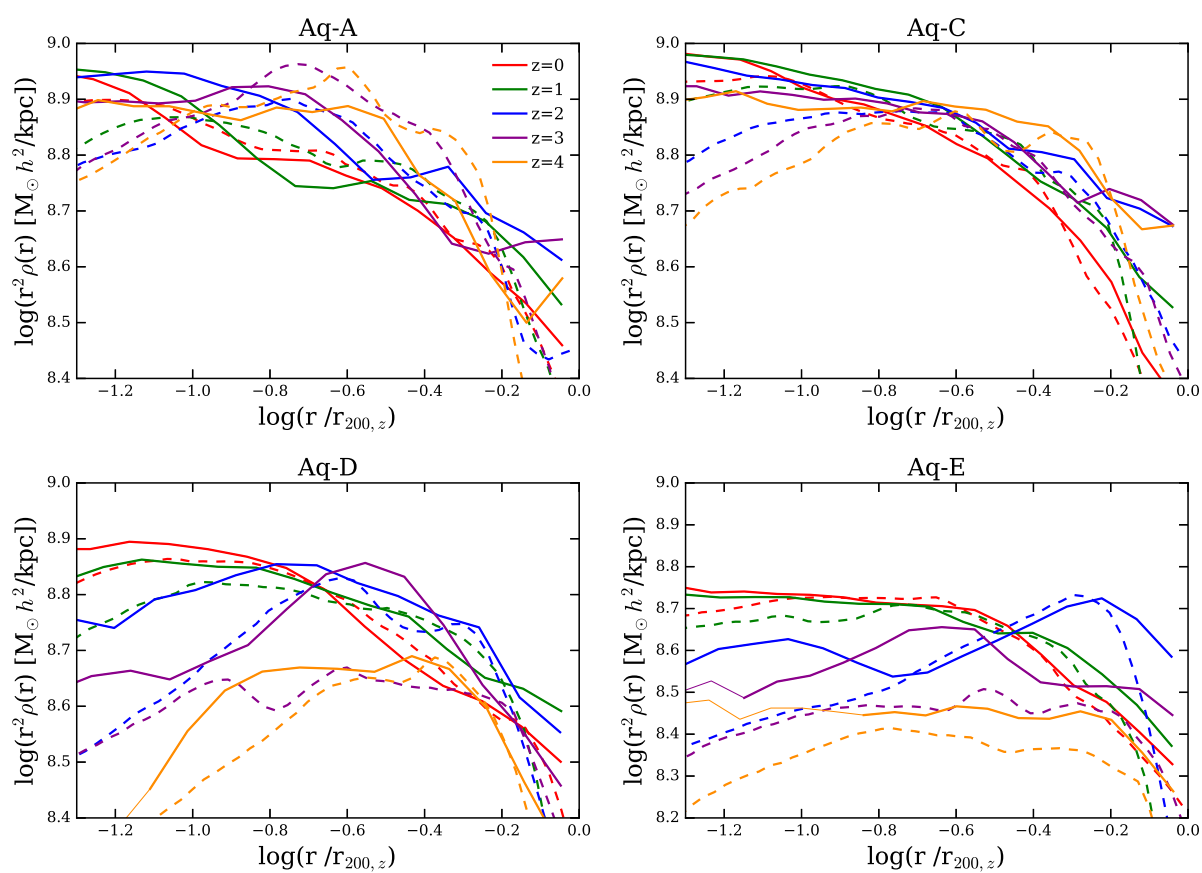


Figura 3.3: Perfiles de densidad de la MO de los desplazamientos al rojo $z = 0, 1, 2, 3$ y 4 para las simulaciones SPH (líneas continuas) y DMO (líneas de trazos).

Utilizamos el perfil de Einasto para modelar los halos de MO a $z = 0, 1, 2, 3$ y 4 . Ajustamos los parámetros libres entre tres veces el parámetro de suavizado gravitatorio y el radio virial a cada corrimiento al rojo, $R_{200,z}$. En la Fig. 3.3 presentamos los perfiles de densidad de la MO para las simulaciones DMO y SPH a los corrimientos al rojo $z = 0, 1, 2, 3$ y 4 . Calculamos los perfiles de densidad de MO de los halos DMO entre tres veces el suavizado gravitatorio y $R_{200,z}$, utilizando 100 bins. Para los halos SPH la resolución es menor, por lo que utilizamos 22 intervalos para tener más de 2000 partículas en cada intervalo radial. Cuando el bin no cumple esta condición, la línea del perfil se muestra con una línea fina. Todos los halos DMO en la región interior al 10 por ciento del $R_{200,z}$, reportan un aumento de la amplitud del perfil de densidad a medida que disminuye el desplazamiento al rojo. Los perfiles pasan de un perfil NFW a alto desplazamiento al rojo ($\rho(r) \propto r^{-1}$) a un perfil isotérmico ($\rho(r) \propto r^{-2}$) a tiempos más recientes. Encontramos que los perfiles DMO presentan características similares en las afueras del halo. Para las corridas SPH, los perfiles no muestran la misma evolución. En particular, los halos Aq-A-SPH y Aq-C-SPH se estabilizan en el tiempo y no muestran una evolución fuerte con el corrimiento al rojo en las partes interiores del halo. Más concretamente, Aq-A-SPH presenta algunas ligeras variaciones mientras que Aq-C-SPH es más estable en el tiempo. Este no es el caso de Aq-D-SPH y Aq-E-SPH, que muestran un aumento en la región interior, similar a lo que encontramos en los halos DMO. Observamos que la región interior de Aq-E-SPH a $z \gtrsim 3$ contiene menos de 2000 partículas por bin. De ahí que el análisis de Aq-E-SPH deba tomarse con cautela por encima de dicho corrimiento al rojo.

En las regiones interiores, los halos SPH están más concentrados que sus homólogos DMO, tal y como se ha encontrado en otros trabajos (e.g., Tissera et al., 2010; Schaller et al., 2016a; Zhu et al., 2016). Además, encontramos que los perfiles de MO SPH en la región interior por debajo del diez por ciento de $R_{200,z}$ y entre $z = 0 - 2$, están descritos por perfiles isotérmicos. Esta tendencia es más clara para los halos Aq-A-SPH, Aq-C-SPH y Aq-E-SPH.

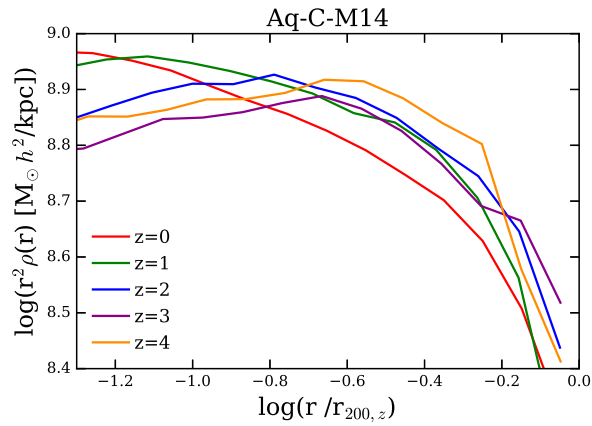


Figura 3.4: Mismo que Fig. 3.3 para el halo Aq-C-M14.

En la Tabla 3.3 presentamos los parámetros de concentración para los corrimientos al rojo estudiados, definidos como $c_{\text{SPH}} = R_{200}/r_{-2}$ donde r_{-2} se obtiene del ajuste del perfil de Einasto. A $z = 0$ encontramos que el parámetro de concentración es mayor para Aq-A-SPH y Aq-C-SPH en comparación con Aq-D-SPH y Aq-E-SPH. Esta diferencia podría deberse a las diferentes historias de ensamblaje del halo junto con la acreción de bariones. El parámetro de concentración muestra ser dependiente del desplazamiento al rojo y de la masa del halo, tal y como se esperaba (Ludlow et al., 2014), mostrando una tendencia a disminuir a medida que aumenta el desplazamiento al rojo.

En la Fig. 3.4, presentamos el perfil de densidad de MO de Aq-C-M14 entre $z = 0 - 4$ que muestra una evolución suave en la región interna, y un perfil de densidad estable entre $z = 0 - 1$, en contraste con Aq-C-SPH que presenta un perfil estable en casi todo el rango de corrimientos al rojo estudiados. Las diferencias encontradas entre estas dos corridas pueden explicarse principalmente debido a las diferencias de la física de sub-grilla. También el impacto de la técnica de malla móvil podría mejorar la mezcla entre gas frío y caliente (véase, por ejemplo, Schaller et al., 2015b).

En las siguientes secciones discutimos las principales diferencias que encontramos en la evolución de los halos de MO y el efecto que la formación de galaxias tiene sobre ellos a través del tiempo cósmico.

Tabla 3.3: Propiedades de los halos de MO a partir de la simulación SPH en $z = 0, 1, 2, 3$ y 4: radio virial $R_{200,z}$, masa virial $M_{200,z}$, y número de partículas de MO dentro del radio virial N_{200}^{MO} . Presentamos los parámetros obtenidos a partir del perfil de Einasto α , $\log(\rho_{-2})$, y el parámetro de concentración definido como $c_{\text{SPH}} = R_{200,z}/r_{-2}$. También mostramos el χ^2 de los ajustes. Observamos que Aq-D-SPH y Aq-E-SPH contienen más de 100000 partículas por encima de $z = 3$.

Name	α	$\log(\rho_{-2})$ $M_{\odot} h^2/\text{kpc}^3$	r_{-2} $\text{kpc } h^{-1}$	χ^2	c_{SPH}	$R_{200,z}$ $\text{kpc } h^{-1}$	$M_{200,z}$ $10^{12}M_{\odot} h^{-1}$	N_{200}^{MO}
Aq-A-SPH								
$z = 0$	0.09	7.39	5.87	0.003	28.86	169.42	1.10	527620
$z = 1$	0.06	8.13	2.53	0.003	43.25	109.43	0.79	372467
$z = 2$	0.08	7.95	3.16	0.002	22.20	70.15	0.55	267611
$z = 3$	0.12	7.88	3.32	0.007	13.47	44.74	0.36	164520
$z = 4$	0.15	7.99	2.88	0.005	11.39	32.81	0.25	114884
Aq-C-SPH								
$z = 0$	0.13	7.21	7.73	0.002	22.40	173.19	1.18	680301
$z = 1$	0.10	7.54	5.29	0.001	21.47	113.59	0.91	512148
$z = 2$	0.07	7.96	3.14	0.001	23.28	73.10	0.66	365642
$z = 3$	0.06	8.35	1.94	0.001	24.24	47.03	0.42	229907
$z = 4$	0.08	8.01	2.81	0.002	12.96	36.42	0.33	181789
Aq-D-SPH								
$z = 0$	0.11	6.91	9.62	0.001	17.74	170.63	1.09	602250
$z = 1$	0.08	7.13	7.19	0.001	15.82	113.70	0.82	437386
$z = 2$	0.05	7.48	4.62	0.007	14.65	67.69	0.45	265752
$z = 3$	0.07	7.14	6.14	0.021	6.70	41.12	0.24	142447
$z = 4$	0.18	6.88	7.32	0.022	3.73	27.29	0.13	72326
Aq-E-SPH								
$z = 0$	0.10	7.04	7.39	0.003	20.29	149.94	0.77	538991
$z = 1$	0.07	7.55	4.02	0.007	23.63	95.00	0.53	359610
$z = 2$	0.01	6.58	10.57	0.022	6.08	64.24	0.40	275840
$z = 3$	0.11	6.92	6.83	0.008	5.36	36.64	0.18	122193
$z = 4$	0.05	7.93	1.87	0.007	12.53	23.44	0.09	59092 ¹

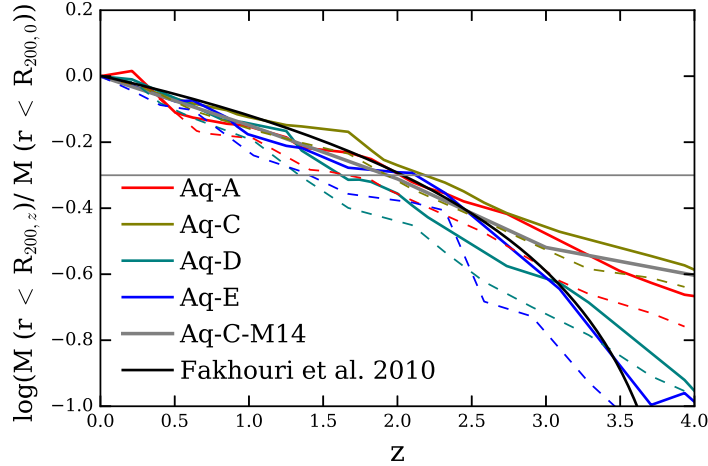


Figura 3.5: La historia de la acreción de masa de los halos, calculada como la masa de MO encerrada dentro de $r < R_{200,z}$ al desplazamiento al rojo z , normalizada por la masa a $z = 0$, en función del desplazamiento al rojo para SPH (líneas continuas, Aq-A-SPH roja, Aq-C-SPH marrón, Aq-D-SPH verde y Aq-E-SPH azul) y DMO (líneas de trazos). También incluimos los resultados de Aq-C-M14 (línea sólida gris). Comparamos nuestros resultados con la ec. 2 de Fakhouri et al. (2010) (línea negra). La línea horizontal gris se utiliza como referencia para estimar el tiempo de formación de los halos, como el corrimiento al rojo en el que la masa del halo alcanza la mitad de su masa en $z = 0$.

3.3.3. La evolución de distribución de masas

Para conocer mejor la influencia de la historia de ensamblaje en las propiedades del halo, comparamos la MAH de los halos de MO dentro del radio virial en la Fig. 3.5. Incluimos como referencia el modelo propuesto por Fakhouri et al. (2010) (véase eq. 2 en el trabajo mencionado), que investiga la MAH a partir de simulaciones Millennium y Millennium-II. Nuestros resultados muestran que la masa se acreta antes en los halos SPH.

Definimos el tiempo de formación de cada halo de MO como el desplazamiento al rojo en el que por primera vez el halo alcanza la mitad de su masa actual (véase la línea horizontal gris en la Fig. 3.5). Nuestros hallazgos muestran que los halos SPH se ensamblan antes que sus homólogos DMO. Esta diferencia puede deberse al impacto de los bariones. Los halos SPH se concentraron antes y, a su vez, acumularon más masa antes que los halos DMO. Curiosamente, los halos Aq-A-SPH y Aq-C-SPH se ensamblan antes, entre $z \sim 2 - 2,3$, que los halos Aq-D-SPH y Aq-E-SPH, que se ensamblan a $z < 2$. Una tendencia similar para las historias de ensamblaje de masas puede observarse también en los halos DMO. Aq-A-DMo y Aq-C-DMo se ensamblan antes que Aq-D-DMo y Aq-E-DMo (véase también

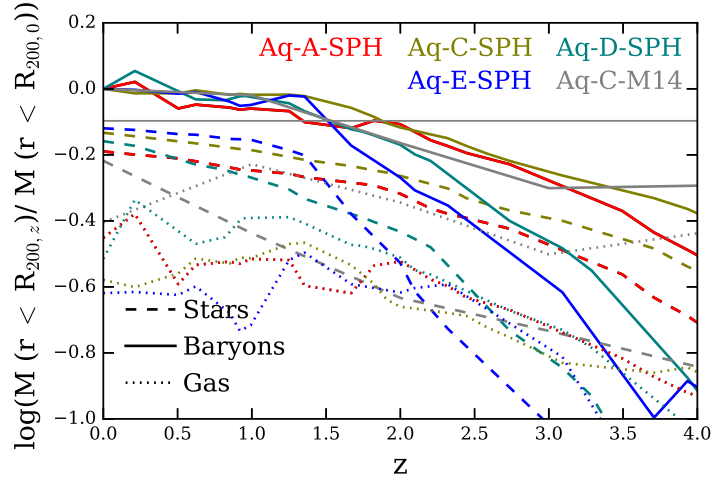


Figura 3.6: MAH de estrellas (líneas de trazos), y gas (líneas de puntos) encerrados dentro de $r < R_{200,z}$, normalizadas por la masa bariónica a $z = 0$ en función del desplazamiento al rojo para los cinco halos (Aq-A-SPH rojo, Aq-C-SPH marrón, Aq-D-SPH verde, Aq-E-SPH azul y Aq-C-M14 gris). También trazamos la contribución de ambos (es decir, bariones, líneas continuas). La línea horizontal gris se muestra para dar una referencia del desplazamiento al rojo en el que cada halo alcanza el 80 por ciento de la masa bariónica actual.

Wang et al., 2011). También encontramos que el halo Aq-C-M14 se ensambla más tarde que Aq-C-SPH, como consecuencia de la regulación de la actividad de formación estelar (ver más adelante en esta sección). El MAH de Aq-C-M14 comparado con su homólogo DMo muestra sólo ligeras diferencias en el tiempo.

Para profundizar en este proceso, en la Fig. 3.6 analizamos la MAH de bariones a partir de las corridas SPH para los componentes estelar y gaseoso. A $z = 0$ estas galaxias tienen una masa bariónica relativa a la masa del halo en el rango de $\log(M_{\text{bar},0}/M_{200,0}) \sim -0,9$ a $-1,1$. A $z \gtrsim 2,0$, los halos Aq-A-SPH y Aq-C-SPH presentan una mayor fracción de masa estelar en comparación con Aq-D-SPH y Aq-E-SPH, mientras que a desplazamientos al rojo más bajos ($z \lesssim 2,0$) la tendencia se aplanan. Esto es más claro para el contenido bariónico total, revelando que permanece aproximadamente constante entre $z \sim 0 - 2$. Combinando este resultado con los de la Fig. 3.3, descubrimos que existe una conexión notable entre el contenido de masa bariónica y la estabilidad de la masa interna. y la estabilidad del perfil del halo interior de MO en el tiempo.

Encontramos que a $z \sim 2$ el $\sim 80\%$ de la masa bariónica actual se ensambló en los halos Aq-A-SPH y Aq-C-SPH, obteniendo un perfil de densidad de MO estable en esta etapa. Estos halos alcanzan una masa estelar que representa $\sim 60\%$ de la masa bariónica total en la actualidad. Los halos Aq-D-SPH y Aq-E-SPH alcanzan el 80% de la masa bariónica actual y $\sim 50 - 60\%$ de la masa estelar con respecto a la masa bariónica actual a $z < 2$. Además, todos los halos reportan valores de $\log(M_{\text{bar},z'}/M_{200,0}) \in [-1,22, -1,15]$ para el desplazamiento al rojo, z' , cuando se alcanza el 80% de la masa bariónica actual. Este desplazamiento al rojo también está relacionado con el momento en que estos halos alcanzan un perfil de densidad de MO estable en las regiones interiores.

Nuestros hallazgos sugieren que los bariones y, en particular, la masa estelar de estos halos, desempeñan un papel clave en la evolución de los halos de MO. Cuando la galaxia alcanza una masa estelar igual al $\sim 60\%$ de la masa bariónica total a $z = 0$, el halo obtiene un perfil de densidad de MO más estable y concentrado. Estos hallazgos concuerdan con resultados previos que muestran que la masa estelar es el principal ingrediente que afecta a la distribución de la MO dentro de los halos (Duffy et al., 2010; Pedrosa et al., 2010; Tissera et al., 2010; Zemp et al., 2012; Di Cintio et al., 2014b; Ceverino et al., 2015; Dutton et al., 2016; Tollet et al., 2016).

El halo Aq-C-M14 muestra una dependencia similar con respecto al contenido de masa bariónica y la evolución del perfil de densidad de la MO. Encontramos que a $z \sim 1,5$, el $\sim 80\%$ de la masa bariónica actual está ya presente, y el halo presenta un perfil de densidad de MO estable entre $z = 0 - 1$. Además a $z \gtrsim 1$, Aq-C-M14 muestra una mayor fracción de gas que de estrellas. Este resultado es esperable si se tiene en cuenta que la galaxia central está más dominada por el disco que las galaxias centrales de los halos SPH. Observamos que a $z \sim 1,5$ Aq-C-M14 alcanza $\sim 60\%$ de masa de gas de la masa bariónica total en la actualidad.

Otro ingrediente importante que afecta a la distribución de masas y a la evolución de los halos de MO es la historia de fusiones. Scannapieco et al. (2006) investigó la historia de fusiones para halos SPH entre $z = 0 - 3$ (véase la Fig. 9 del trabajo mencionado) e identifican aquellos satélites que entran o bien en el radio virial o bien a menos de 27 kpc

del centro del halo. Sus resultados muestran que ninguno de los halos SPH estudiados en este trabajo experimenta fusiones mayores, y sólo se producen fusiones intermedias o menores ¹. En particular, Aq-D-SPH experimenta una mayor cantidad de fusiones menores en el tiempo, mientras que por inspección visual encontramos que Aq-E-SPH experimenta fusiones intermedias entre $z \sim 3-4$. Además, todos los halos sufren fusiones menores y/o intermedias dentro de los 27 kpc entre $z = 0-3$. Por tanto, nuestros hallazgos sugieren que las diferencias en los tiempos de formación y la distribución de los halos de MO también podrían verse afectadas por sus diferentes historias de fusión.

También comparamos nuestros hallazgos con los componentes del disco estelar de las galaxias centrales de cada halo SPH presentados en Scannapieco et al. (2006), con el fin de discutir otros factores que podrían explicar la evolución de los perfiles. Sin embargo, no encontramos una dependencia con esta propiedad para los halos de Aquarius. Según la definición adoptada por Scannapieco et al. (2006), todos los halos presentan una componente de disco estelar, siendo Aq-C-SPH, Aq-D-SPH y Aq-E-SPH, los halos con discos más prominentes. Observamos que el halo Aq-C-M14 tiene una componente de disco mucho más prominente que Aq-C-SPH (Marinacci et al., 2014).

En la Fig. 3.7 presentamos la distribución de masa acumulada de los distintos componentes (estrellas, gas, MO y teniendo en cuenta todas las partículas) en función de la distancia, a $z = 0, 1, 2, 3$ y 4, para los halos SPH y Aq-C-M14. La distancia galactocéntrica se normaliza por el radio virial en cada desplazamiento al rojo $R_{200,z}$ para comparar la distribución de la masa en el tiempo. También incluimos la masa acumulada de los halos DMO. Encontramos que la MO se concentra y aumenta en la región interior de los halos a medida que disminuye el desplazamiento al rojo para los halos SPH y DMO, tal y como indicamos anteriormente en la Fig. 3.5. Además, la masa de MO en la región interior es mayor para los halos SPH que para sus homólogos DMO. Esta diferencia también está presente en Aq-C-M14.

1. Scannapieco et al. (2006) definen como fusiones intermedias cuando la relación de masas es $\mu = M_{\text{sat}}/M_{\text{cen}} = 0,1 - 0,3$ y fusiones menores $\mu = 0,02 - 0,1$, donde M_{sat} y M_{cen} son las masas estelares del satélite y de la galaxia central

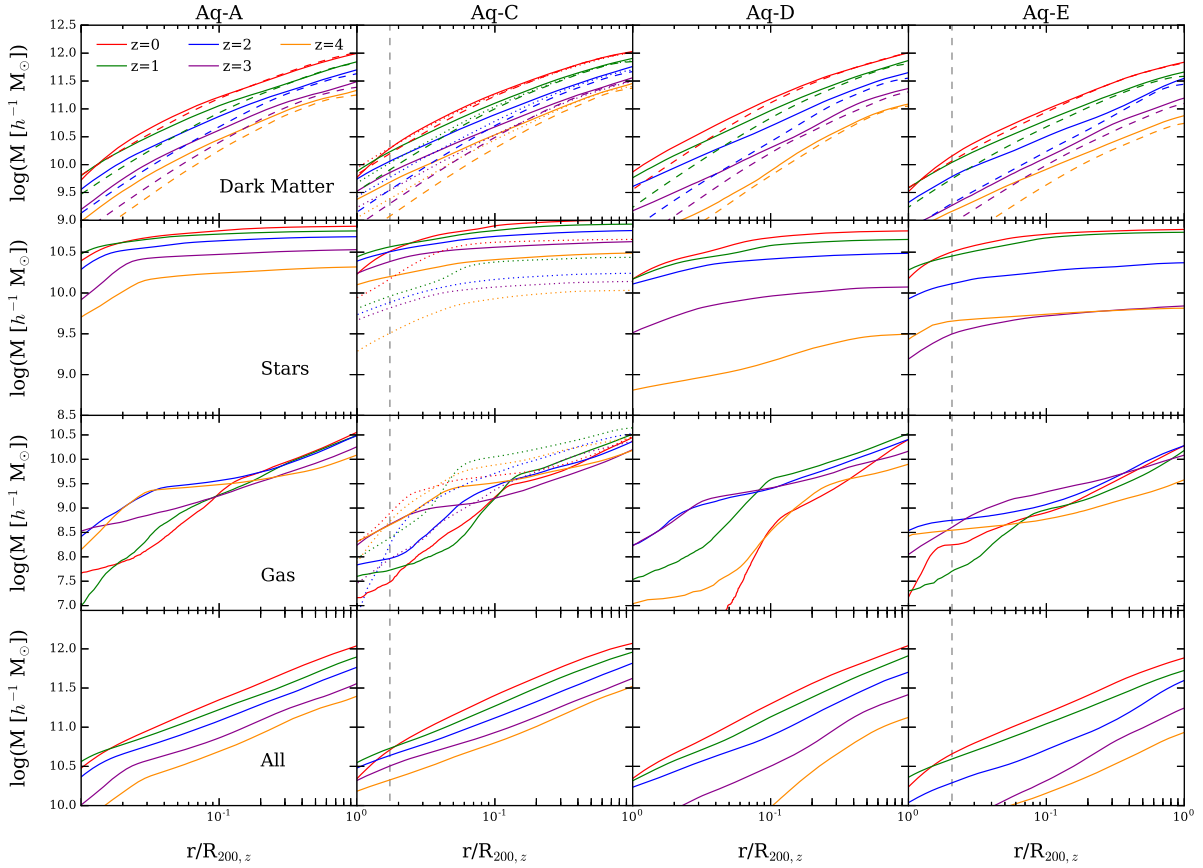


Figura 3.7: Distribución de masa acumulada en función de la distancia al centro, y normalizada por el radio virial de cada corrimiento al rojo, $R_{200,z}$ para los cuatro halos estudiados en la corrida SPH (líneas continuas). También mostramos también los resultados de Aq-C-M14 (líneas de puntos en el panel Aq-C). Las líneas de trazos grises representan tres veces el suavizado gravitatorio en Aq-C-SPH y Aq-E-SPH a $z = 0$, mientras que en Aq-A-SPH y Aq-D-SPH este valor está por debajo del rango que mostramos en esta figura.

Para los halos SPH, encontramos que estos presentan diferentes tendencias en la distribución estelar y de gas (ver Fig. 3.6). Todos los halos SPH, y también Aq-C-M14, tienen un mayor contenido de masa estelar en comparación con el contenido de gas, dentro de un radio de $5\%R_{200,z}$.

Como hemos indicado anteriormente, la evolución del contenido estelar en las partes internas del halo podría influir en los perfiles de densidad de la MO. Además, Aq-A-SPH y Aq-C-SPH muestran que la masa estelar en la parte interior de los halos (dentro de $5\%R_{200,z}$) es mayor que la masa de MO en la misma región, mientras que Aq-D-SPH y Aq-E-SPH presentan una relación opuesta. Este hallazgo refuerza nuestra hipótesis sobre el papel que desempeña la componente estelar en las regiones internas de los halos. A su vez, Aq-A-SPH y Aq-C-SPH se ensamblaron antes y concentran una cantidad significativa de masa estelar en las regiones internas, lo que a su vez determina el perfil interno de los halos de MO, de acuerdo con resultados anteriores (Duffy et al., 2010; Zemp et al., 2012).

La distribución acumulativa de gas que se observa en la Fig. 3.7 no muestra una tendencia definida para los halos SPH. Tres de ellos tienen más gas en la región interior a $z = 2$ y se desplazan hacia el exterior a bajo corrimiento al rojo. Estas variaciones en la masa gaseosa pueden explicarse debido a la contribución de los eventos de formación estelar junto con los flujos de salida producidos por retroalimentación de supernovas. También puede ser relevante el gas acumulado durante los procesos de fusión que afectan a cada halo.

3.3.4. Formas de los halos de materia oscura

Investigamos la evolución de la forma de los halos de MO a partir de las corridas SPH y DMO, empleando la misma metodología que en Tissera et al. (2010), basada en la propuesta en Dubinski et al. (1991) y descrita en el capítulo anterior.

Analizamos la evolución de la triaxialidad dentro del radio virial en cada corrimiento al rojo $R_{200,z}$ y dentro del $5\%R_{200,z}$, con el fin de investigar la forma interna y global de los halos. Mostramos nuestros resultados a $z = 0, 1, 2, 3$ y 4 para los halos SPH y sus homólogos DMO.

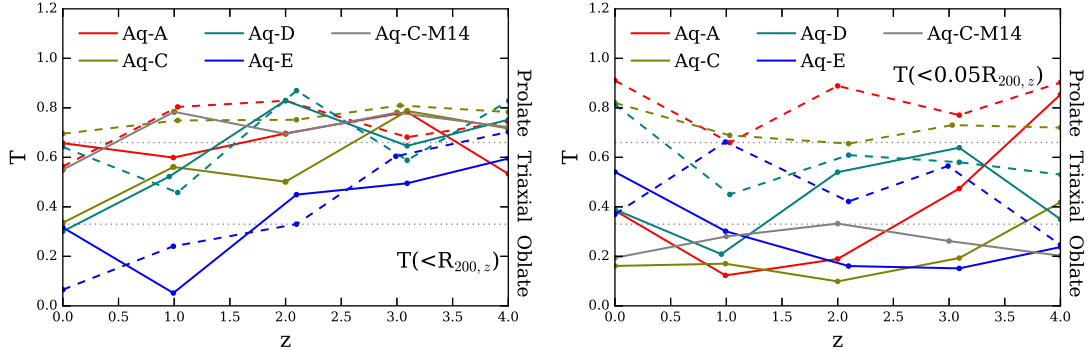


Figura 3.8: Comparación de la triaxialidad de los halos en función del desplazamiento al rojo para los halos SPH (líneas continuas) y DMO (líneas de trazos) dentro del radio virial para cada corrimiento al rojo $R_{200,z}$ (panel izquierdo) y el 5% del radio virial, $0,05 R_{200,z}$ (panel derecho). También incluimos los resultados obtenidos a partir de Aq-C-M14 (líneas grises continuas). Las líneas punteadas grises representan el criterio para definir las formas oblatas ($0 < T < 1/3$), triaxiales ($1/3 < T < 2/3$) y prolatas ($2/3 < T < 1$).

En el panel izquierdo de la Fig. 3.8, presentamos la triaxialidad dentro de $R_{200,z}$. De acuerdo con Vera-Ciro et al. (2011a), la forma de los halos DMO es prolata a altos corrimientos al rojo y más triaxial a bajos corrimientos al rojo. Encontramos que Aq-E-DMO presenta un cambio mucho más notable con el desplazamiento al rojo, en comparación con el resto de halos DMO, alcanzando una forma más oblata a $z = 0$. Las diferencias entre las formas de DMO y su evolución se discuten en Vera-Ciro et al. (2011a), quien afirma que a alto desplazamiento al rojo los halos están influidos principalmente por el ensamblaje de la masa y el entorno, con acreción de materia a través de filamentos. A bajo corrimiento al rojo, la acreción es isótropa y los halos evolucionan hacia una configuración oblata. La acreción de masa en Aq-E-DMO es más isótropa durante el tiempo cósmico, lo que sería la razón por la que este halo presenta una forma más oblata que los demás.

En cuanto a los halos SPH, encontramos que Aq-C-SPH, Aq-D-SPH y Aq-E-SPH son prolatos a altos desplazamientos al rojo, volviéndose más oblatos a desplazamientos al rojo bajos. Esta tendencia es ligeramente más marcada que en los homólogos DMO de Aq-C-SPH y Aq-D-SPH. Aq-E-SPH es más triaxial que Aq-E-DMO, lo que demuestra que los bariones podrían modificar la forma global de forma opuesta a la esperada. Aq-A-SPH tiende a ser en general más prolato que los otros.

De la comparación entre Aq-C-SPH y Aq-C-M14 se desprende que este último es más prolato en el intervalo de corrimientos al rojo estudiado. Es interesante observar que los dos halos que contienen el disco estelar más prominente (Aq-A-SPH y Aq-C-M14) también tienen una forma más prolata en el tiempo. Curiosamente, como la galaxia central está confinada en la región central del halo, su efecto en la forma global del halo debería ser insignificante.

En el panel derecho de la Fig. 3.8 mostramos la triaxialidad en las regiones interiores de los halos, dentro de $5\%R_{200,z}$. Encontramos que los halos SPH son más oblatos, incluyendo también Aq-C-M14, mientras que los homólogos DMO son más prolatos en todos los desplazamientos al rojo estudiados. Este resultado es esperado y concuerda con hallazgos previos (Tissera et al., 2010; Zemp et al., 2012; Ceverino et al., 2015; Butsky et al., 2016), debido al impacto de bariones en las regiones centrales. A medida que la masa estelar se condensa en las partes internas de los halos SPH, la forma de los halos de MO tiende a ser más redondeada y oblatas.

También comparamos nuestros hallazgos teniendo en cuenta las diferencias y similitudes de los perfiles del halo de MO. Nuestros resultados muestran que Aq-A-SPH y Aq-C-SPH presentan sólo similitudes parciales. Estos halos muestran que la triaxialidad se reduce entre $z = 4$ y $z = 1$ haciéndose más oblatos, mientras que en $z = 0$ la tendencia se invierte para Aq-A-SPH volviéndose triaxial. Encontramos que Aq-C-M14 es más oblato en todo el rango de corrimientos al rojo estudiado. Aunque Aq-C-M14 contiene un disco mucho más prominente que Aq-C-SPH, esto no parece afectar a la forma interna.

3.3.5. Momento angular de la materia oscura

La evolución del momento angular específico de los halos de MO también está influida por el colapso de bariones en la galaxia central (Pedrosa et al., 2010). Definimos el momento angular específico como $\bar{\mathbf{j}} = \frac{\sum_i m_i \mathbf{r}_i \times \mathbf{v}_i}{\sum_i m_i}$, donde r_i es la distancia radial de la partícula i al centro de masa del halo, v_i es su velocidad peculiar y m_i es la masa de la partícula i .

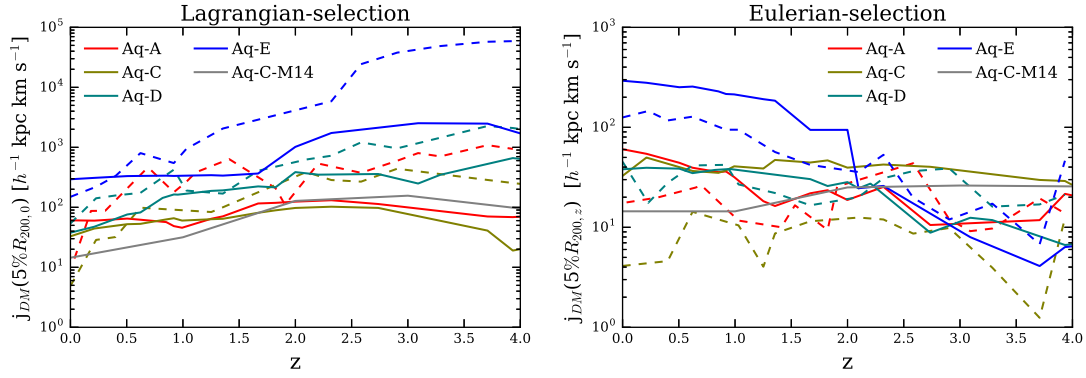


Figura 3.9: Momento angular específico de las partículas de MO para los halos estudiados. Panel superior: selección Lagrangiana dentro del $5\%R_{200}$ a $z = 0$. Por lo tanto, seguimos las mismas partículas y calculamos el momento angular específico para cada desplazamiento al rojo. Presentamos nuestros resultados para los halos SPH (líneas continuas) y sus homólogos DMO (líneas de trazos). También incluimos el halo Aq-C-M14 (línea sólida gris). panel inferior: selección euleriana dentro del $5\%R_{200,z}$ en función del desplazamiento al rojo para los halos SPH (líneas continuas) y sus homólogos DMO (líneas de trazos). También incluimos el halo Aq-C-M14 (línea sólida gris).

El momento angular específico puede medirse mediante la selección lagrangiana o la selección euleriana. En la selección lagrangiana, identificamos las partículas dentro de una región seleccionada en $z = 0$ y las seguimos en el tiempo. Para la selección euleriana, seleccionamos una región en el espacio o un intervalo radial del halo y exploramos cómo evoluciona el momento angular específico en función del tiempo. Para contrastar las diferencias en la región interior de los halos, exploramos el momento angular específico utilizando una selección lagrangiana que rastrea las partículas de MO dentro de $5\%R_{200,0}$ (a $z = 0$) en el tiempo, y utilizando una selección euleriana dentro de $5\%R_{200,z}$ (al desplazamiento al rojo z).

Presentamos nuestros resultados para las partículas de MO de las simulaciones SPH y DMO en la Fig. 3.9, utilizando la selección lagrangiana (*panel superior*) y la selección euleriana (*panel inferior*). Para todos los halos DMO, la selección lagrangiana muestra que el momento angular específico disminuye a medida que el desplazamiento al rojo, reduciéndose en torno a $\sim 85 - 95\%$ entre $z = 0 - 4$. Esta tendencia indica que las partículas del halo de MO pierden momento angular en las regiones interiores, a medida que los halos se concentran, de acuerdo con nuestros hallazgos de los perfiles de los halos de MO. En el caso de los halos SPH, encontramos dos comportamientos diferentes en la selección lagrangiana.

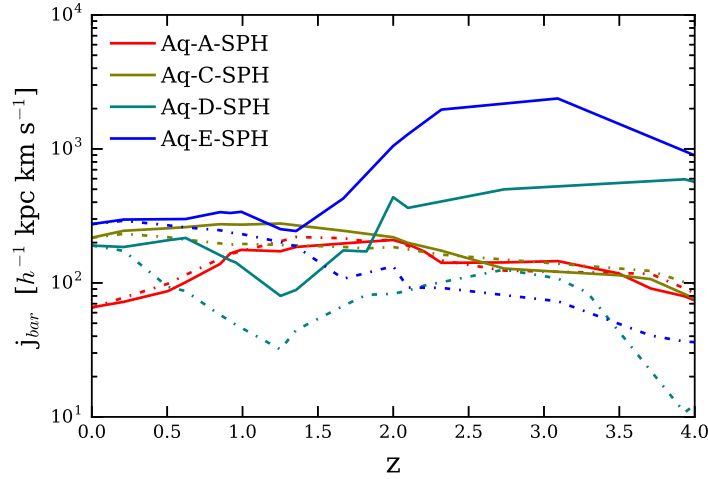


Figura 3.10: Momento angular específico de los bariones en función del desplazamiento al rojo mediante selección lagrangiana (líneas continuas) y euleriana (líneas de trazos punteadas), utilizando los mismos métodos que para las partículas de MO.

El momento angular específico de Aq-A-SPH y Aq-C-SPH es aproximadamente constante, mientras que para Aq-D-SPH y Aq-E-SPH disminuye con el desplazamiento al rojo. Las diferencias pueden explicarse porque Aq-A-SPH y Aq-C-SPH se ensamblan antes y la masa estelar dentro de las regiones internas es lo suficientemente grande como para estabilizar el halo. Para obtener más información sobre esta tendencia, también calculamos el porcentaje de partículas de la selección lagrangiana que están dentro de $5\%R_{200,0}$ en función del desplazamiento al rojo. Encontramos que para Aq-A-SPH y Aq-C-SPH el $\sim 70-80\%$ de las partículas de MO rastreadas en la selección lagrangiana están ya dentro de $5\%R_{200,0}$ a mayores desplazamientos al rojo. Esto explica porque el momento angular específico de estos halos se conserva en el tiempo. Para el halo Aq-D-SPH encontramos que el porcentaje de partículas dentro del $5\%R_{200,0}$ aumenta a medida que disminuye el desplazamiento al rojo, ya que el halo se concentra en la región interna.

El halo Aq-E-SPH muestra también una tendencia similar a la de Aq-D-SPH entre $z \sim 1,5-4$ debido principalmente al impacto de una fusión intermedia que se produce entre $z = 3-4$. Para este halo, a desplazamientos al rojo $z < 1,5$ encontramos que el momento angular específico se conserva, y el número de partículas de MO de la selección lagrangiana que se encuentran dentro del $5\%R_{200,0}$ es aproximadamente $\sim 70\%$. Estos resultados concuerdan con la evolución de los perfiles del halo de MO y la distribución acumulativa de masas presentada en Fig. 3.3 y Fig. 3.7, respectivamente. En términos

generales para la selección lagrangiana, encontramos que los halos DMO presentan un momento angular específico mayor que sus homólogos SPH. Estas diferencias podrían explicarse porque los halos SPH se ensamblaron antes que los halos DMO, como consecuencia de su interacción con la materia bariónica en la región central de los halos SPH (Pedrosa et al., 2010). También mostramos el momento angular específico para el halo Aq-C-M14. Para la selección lagrangiana, nuestros resultados presentan ligeras variaciones pero un momento angular específico aproximadamente constante.

Recientemente, Zavala et al. (2016) investigó la evolución del momento angular específico y su conexión con la morfología de las galaxias, siguiendo una selección lagrangiana de partículas dentro del 10% del radio virial en $z = 0$. Sus resultados indican que tras el punto de inflexión, conocido como “turnaround” ($z \sim 4$), los halos interiores de MO pierden el 90% de su momento angular específico. Esta reducción podría deberse a la transferencia de momento angular a las afueras del halo durante su historia de ensamblaje, dominada por subestructuras que se fusionan en el halo (véase también, Frenk et al., 1985; Zavala et al., 2008). Estos resultados concuerdan con nuestros hallazgos para Aq-D-SPH y Aq-E-SPH que, a su vez, son los halos que tienen una historia de fusiones mucho más significativa.

La selección euleriana muestra que el momento angular específico aumenta ligeramente a medida que disminuye el desplazamiento al rojo para Aq-A-SPH, Aq-C-SPH y Aq-D-SPH, mientras que el halo Aq-E-SPH muestra un cambio más significativo posiblemente debido a las fusiones intermedias que experimenta entre $z \sim 3 - 4$. El halo Aq-C-M14 muestra una tendencia similar a la del método de selección lagrangiano. Para las contrapartes DMO, no encontramos una tendencia clara para el momento angular específico. Por lo tanto, los resultados del método de selección euleriano son muy difíciles de interpretar, ya que se mapea un número diferente de partículas de MO en función del desplazamiento al rojo.

En la Fig. 3.10 mostramos el momento angular específico para los bariones siguiendo los dos mismos métodos implementados para las partículas de MO. A partir de la selección lagrangiana, encontramos que los bariones dentro de Aq-D-SPH y Aq-E-SPH pierden $\sim 70\%$ de su momento angular específico entre $z = 0 - 4$, mientras que Aq-A-SPH y

Aq-C-SPH no presentan variaciones significativas. Zavala et al. (2016) discuten las diferencias del momento angular específico de los bariones según la morfología de la galaxia, encontrando que las galaxias dominadas por el bulbo pierden en promedio el 80% de su momento angular, mientras que las galaxias dominadas por el disco pierden el 50%. Según la definición adoptada por Zavala et al. (2016), las cuatro galaxias centrales de los halos SPH están dominadas por el bulbo (las galaxias con $B_*/T_* > 0,5$, donde B_* es la masa estelar total en el bulbo, y T_* es la masa estelar total; en caso contrario, las galaxias están dominadas por el disco). Los resultados obtenidos de Aq-D-SPH y Aq-E-SPH concuerdan con estos resultados teniendo en cuenta los errores, mientras que Aq-A-SPH y Aq-C-SPH no siguen esta tendencia. La selección euleriana presenta un ligero aumento del momento angular específico para Aq-D-SPH y Aq-E-SPH, mostrando que los bariones colapsan hacia el centro, de acuerdo con los resultados de la selección lagrangiana. Los halos Aq-A-SPH y Aq-C-SPH muestran ligeras variaciones y resultados similares entre la selección euleriana y la lagrangiana.

3.3.6. El papel de los flujos de entrada y salida de gas

Los procesos mixtos que subyacen a la formación y evolución de las galaxias, como la entrada y salida de gas pueden afectar a la región interior de los halos de MO (Pedrosa et al., 2009; Pedrosa et al., 2010; Governato et al., 2012; Pontzen et al., 2014; Dutton et al., 2016; Tollet et al., 2016; Zhu et al., 2016). Además, diferentes trabajos muestran que su impacto depende de la masa de los halos de MO y de la tasa de formación estelar de las galaxias que los componen. Por ejemplo, las galaxias enanas presentan núcleos ('cores') debidos a brotes estelares y la subsiguiente retroalimentación de supernovas puede impactar duramente en las regiones interiores produciendo un efecto irreversible (Pontzen et al., 2014). Por otro lado, muchos estudios sugieren que no hay núcleo en los halos tipo Vía Láctea, debido principalmente a que los flujos de salida pueden no ser lo suficientemente fuertes como para modificar los pozos de potencial de estos halos de MO. No obstante, se necesitan simulaciones de alta resolución para estudiar esta característica en detalle (Macciò et al., 2012; Mollitor et al., 2015).

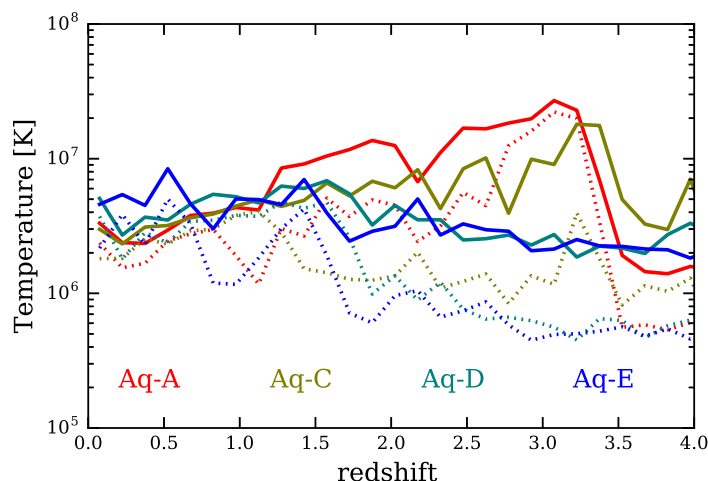


Figura 3.11: Temperatura media de las partículas de gas promovidas a la fase caliente en función del desplazamiento al rojo (para más detalles sobre este criterio véase Scannapieco et al., 2006). Las líneas de puntos representan la temperatura media en cada corrimiento al rojo, mientras que las líneas continuas pertenecen a la temperatura media considerando sólo aquellas partículas de gas con temperatura superior a $T > 10^6$ K.

En esta sección discutimos el impacto de los bariones en los halos de MO, analizando dos aspectos: los flujos galácticos producidos por la retroalimentación de las supernovas, y la contracción bariónica dentro de los halos SPH. La tasa de formación estelar cósmica de las corridas SPH implementadas en este trabajo se analizan en Scannapieco et al. (2006) (ver Fig. 5). Scannapieco et al. (2006) muestran que Aq-A-SPH y Aq-C-SPH tienen un pico de formación estelar antes de $z \sim 3$ mientras que Aq-D-SPH y Aq-E-SPH muestran este pico en un momento posterior. Los estallidos de formación estelar producen un aumento de las fuentes de retroalimentación SN que a su vez modifican la temperatura de del gas circundante y producen flujos de salida. El modelo multifásico implementado en las corridas SPH considera dos fases diferentes para las partículas de gas, denominadas fría y caliente.

Según la energía por SN que recibe y acumula una partícula de gas fría, puede ser *promovida* a una partícula en fase gaseosa caliente, donde la energía recibida se convierte en energía interna que, al mismo tiempo, puede producir vientos galácticos cargados de masa (ver, Scannapieco et al., 2005, 2006, para más detalles). Por tanto, las partículas de gas promovidas pueden darnos información sobre los flujos de partículas de gas salientes y, al mismo tiempo la evolución de la formación estelar de la galaxia. En la Fig. 3.11 mostramos la temperatura de las partículas de gas promovido vertidas a la fase caliente,

para las galaxias centrales dentro de los halos SPH, en función del desplazamiento al rojo. Presentamos nuestros resultados de los cuatro halos para la muestra completa de partículas promovidas (líneas punteadas), y para las partículas de gas promovido con temperaturas superiores a $T > 10^6$ K (líneas continuas). En concordancia con los resultados de Scannapieco et al. (2006), encontramos que las partículas de gas promovidas de las galaxias en Aq-A-SPH y en Aq-C-SPH tienen un estallido principal entre $z \sim 3,0 - 3,5$, como consecuencia de la formación estelar previa en estos halos. Los halos Aq-D-SPH y Aq-E-SPH muestran un aumento de la temperatura media a corrimientos al rojo más bajos, en torno a $z \sim 1,5$ que no es significativamente importante en comparación con las explosiones de formación estelar en Aq-A-SPH y Aq-C-SPH. Estos hallazgos concuerdan con la diferente evolución de la masa estelar encontrada en Fig.3.6 y Fig. 3.7.

Para investigar la contracción de los halos de MO debida al ensamblaje de galaxias, aplicamos el modelo fiducial de contracción adiabática (CA) desarrollado por Blumenthal et al. (1986), la alternativa propuesta por Gnedin et al. (2004) y dos modelos empíricos presentados en Abadi et al. (2010) y Pedrosa et al. (2010). El modelo CA se basa en el hecho de que la condensación de bariones durante el ensamblaje de galaxias afecta al perfil de masa del halo de MO. El modelo de CA asume que el sistema cambia su potencial gravitatorio lentamente, lo que a su vez puede aproximarse como adiabático. En el modelo fiducial, el potencial gravitatorio es simétrico, las órbitas son circulares y el momento angular de las partículas se conserva. Por lo tanto, el modelo de Blumenthal et al. (1986) supone que la cantidad $M(r)r$ se conserva. Gnedin et al. (2004) proponen un modelo de CA modificado basado en la conservación de la cantidad $M(\bar{r})r$, donde $M(\bar{r})$ es la masa encerrada dentro del radio promedio de la órbita. Otros modelos alternativos (empíricos) son los propuestos por Abadi et al. (2010) y Pedrosa et al. (2010), siguiendo fórmulas empíricas para reproducir los resultados de diferentes simulaciones cosmológicas a $z = 0$. En la Fig. 3.12 implementamos los modelos CA mencionados a los halos de Aquarius a desplazamientos al rojo $z = 0, 1, 2, 3$ y 4 , calculando la masa de MO en la región interior, dentro del 5 por ciento del radio virial en cada desplazamiento al rojo

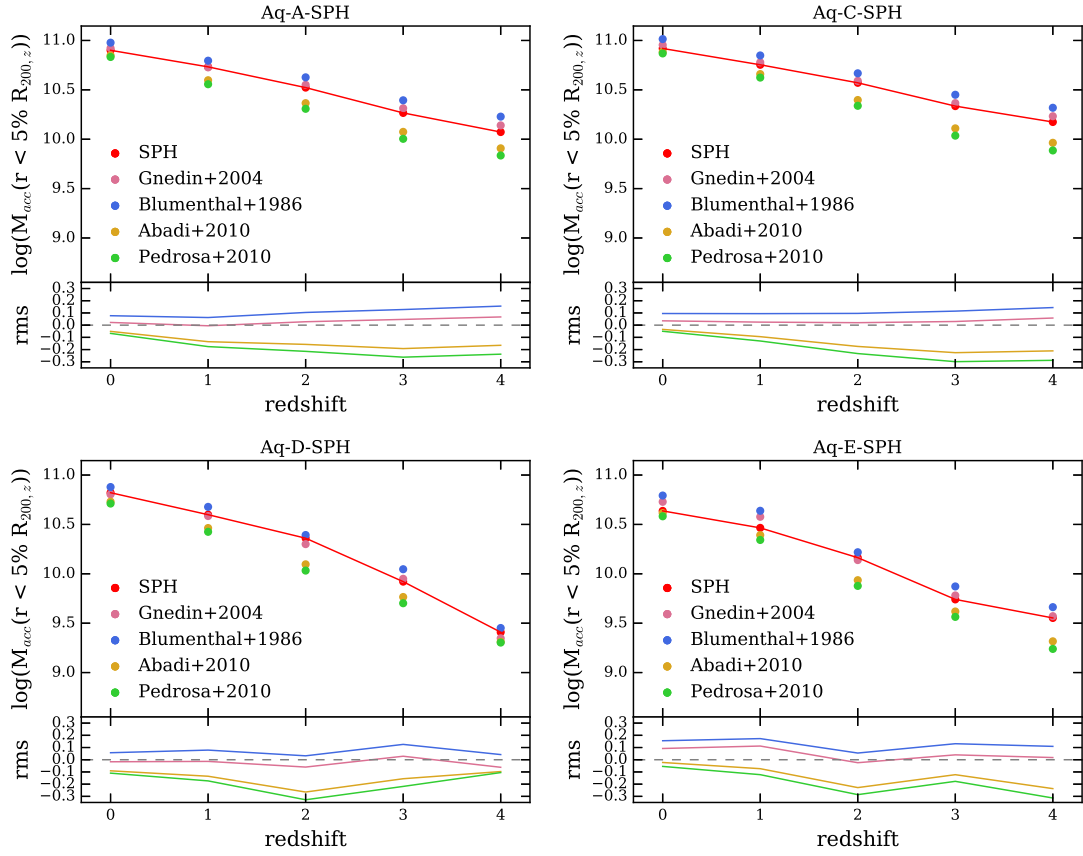


Figura 3.12: Masa encerrada dentro del cinco por ciento del radio virial ($5\%R_{200,z}$) a desplazamientos al rojo $z = 0, 1, 2, 3$ y 4 . Mostramos los resultados obtenidos de cada halo (puntos y líneas rojas) y los inferidos de las implementaciones CA de Blumenthal et al. (1986) (puntos azules), y Gnedin et al. (2004) (puntos rosas), y los modelos empíricos de Abadi et al. (2010) (puntos naranjas) y Pedrosa et al. (2010) (puntos verdes). También presentamos los rms obtenidos de la comparación entre los modelos y los halos SPH.

($5\%R_{200,z}$). Encontramos que entre $z = 2 - 4$, los halos Aq-A-SPH y Aq-C-SPH muestran una contracción menor que Aq-D-SPH y Aq-E-SPH. Este efecto de efecto podría deberse a los flujos de salida producidos en Aq-A-SPH y Aq-C-SPH, como mostramos en la Fig. 3.11.

En la Fig. 3.12 encontramos que el modelo propuesto por Gnedin et al. (2004) es el que mejor se ajusta a la masa de MO en las regiones internas de los halos SPH en todo el rango de corrimientos al rojo estudiado. El modelo fiducial de Blumenthal et al. (1986) muestra un exceso de la masa de MO en las regiones interiores, lo que sugiere que este modelo sobrepredice el efecto de los bariones. Los modelos propuestos por Abadi et al. (2010) y Pedrosa et al. (2010) presentan una buena concordancia a $z = 0$ pero se

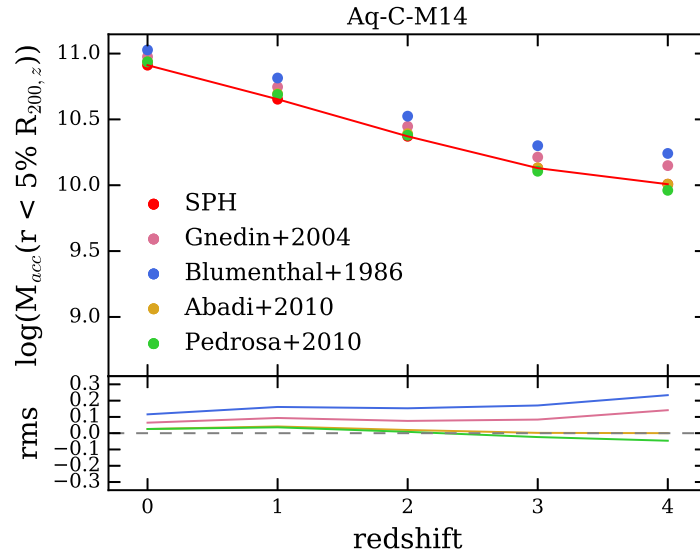


Figura 3.13: Mismo que Fig. 3.12 para Aq-C-M14.

desvían y subestima la masa de MO en las regiones internas a medida que aumenta el desplazamiento al rojo. Por tanto, nuestros hallazgos sugieren que el modelo de Gnedin et al. (2004) es el que mejor reproduce el impacto de los bariones en las regiones internas de los halos de SPH Aquarius entre $z = 0 - 4$.

Dutton et al. (2016) investigó una muestra de 100 halos a $z = 0$ entre $M_{200} = 10^{10} - 10^{12} M_{\odot}$, encontrando que la respuesta del halo está correlacionada con la eficiencia de formación estelar y la compacticidad del sistema estelar (véase también Pedrosa et al., 2009; Pedrosa et al., 2010). En particular, sus resultados sugieren que las galaxias con altas eficiencias de formación estelar ($\epsilon_{SF} = (M_*/M_{200})/(\Omega_b/\Omega_m) > 0,5$), que es el caso de nuestra muestra SPH, siguen una contracción que está bien descrita por Gnedin et al. (2004). Este resultado concuerda con nuestros hallazgos.

El halo Aq-C-M14 muestra un mejor acuerdo con los modelos empíricos de Abadi et al. (2010) y Pedrosa et al. (2010) para todo el rango de corrimientos al rojo estudiado. También comparamos la distribución de masas de los cuatro modelos de CA implementados, entre $3\%R_{200,z} - R_{200,z}$ encontrando resultados similares a los obtenidos para las regiones interiores (ver Apéndice 6).

3.4. Resumen y conclusiones

Hemos investigado el impacto de los bariones en cuatro halos de MO del tipo Vía Láctea del proyecto Aquarius, entre $z = 0 - 4$. Para desentrañar el efecto de los bariones, comparamos las corridas SPH de Scannapieco et al. (2006) con las correspondientes corridas de DMO. La corrida SPH incluye formación estelar, un modelo multifásico para el componente gaseoso con enfriamiento dependiente del metal, y tratamientos dependientes de la fase de retroalimentación SN y enriquecimiento químico. Observamos aquí que algunos de los halos SPH tienen un contenido de masa estelar en relación con la masa del halo superior a los valores que suelen indicar las técnicas de correspondencia de abundancias (véase Fig. 3.1). Por lo tanto, es probable que las galaxias de estos halos representen un subconjunto particular de galaxias reales. Para comprobar el efecto de la física de sub-grilla y los artefactos numéricos, también analizamos una versión de Aq-C corrida por Marinacci et al. (2014) utilizando el código AREPO. Esta versión reproduce correctamente los resultados obtenidos mediante técnicas de correspondencia de abundancias a $z = 0$.

Como era de esperar, encontramos que la evolución de los halos de MO se ve afectada por la presencia de bariones. Para los halos SPH, ajustamos los perfiles del halo de MO a $z = 0$ con el modelo propuesto por Di Cintio et al. (2014a), que tiene en cuenta el impacto de los bariones considerando que tres de los parámetros de la forma funcional dependen de la eficiencia de formación estelar. Dado que las eficiencias de formación estelar de los halos SPH son superiores a los rangos analizados por Di Cintio et al. (2014a), relajamos las restricciones que el modelo tiene sobre la concentración y la masa del halo. Proponemos dos métodos para implementar este perfil, primero ajustando la concentración, y segundo ajustando la concentración y la masa del halo juntos. Nuestros resultados muestran que el modelo propuesto por Di Cintio et al. (2014a) presenta un buen acuerdo en las partes internas, pero sobrepredice la densidad en las afueras de algunos halos de Aquarius (ver Fig. 3.2). Esto podría deberse al impacto de fusiones recientes en las regiones exteriores de los halos.

También ajustamos los halos SPH a $z = 0, 1, 2, 3$ y 4 utilizando el perfil Einasto. Nuestros resultados muestran que todos los halos SPH se ajustan ligeramente mejor con el modelo Einasto que con Di Cintio et al. (2014a). Sin embargo, es importante tener en cuenta que Einasto contiene un parámetro libre adicional. En cualquier caso, tanto el modelo DC14 como el Einasto proporcionan un acuerdo muy bueno en la recuperación de la masa correcta del halo, con diferencias del 1-10 por ciento entre la masa verdadera y la masa ajustada.

Encontramos diferencias en la evolución de los perfiles del halo de MO para los halos SPH. Dos de los halos presentan una evolución débil en el rango estudiado (Aq-A-SPH y Aq-C-SPH), mientras que los otros dos muestran una evolución significativa con el desplazamiento al rojo entre $z \sim 1 - 4$ (Aq-D-SPH y Aq-E-SPH, ver Fig. 3.3). El halo ejecutado con un código y un esquema de sub-grilla diferentes (Aq-C-M14) muestra una evolución similar a la de Aq-C-SPH.

La MAH de los halos SPH se ensamblan antes que sus homólogos DMO, lo que puede explicarse porque los bariones hacen que los halos estén más concentrados y, a su vez, sean más masivos. A partir del MAH de MO y bariones en los halos SPH, descubrimos que existe una conexión entre el ensamblaje de la masa y la evolución de los perfiles de MO. Así, los halos SPH alcanzan perfiles de MO estables en el tiempo cuando alcanzan el 80% de su masa bariónica actual. Los halos SPH también muestran que $\sim 60\%$ de la masa bariónica actual está compuesta por estrellas en esta etapa (véase fig. 3.5 y 3.6). Esta cantidad de masa bariónica se alcanza antes para los halos SPH que muestran una ligera evolución de los perfiles de densidad de la MO. Esto también se evidencia en la distribución acumulativa de masa estelar que es diferente entre estos dos conjuntos de halos. Por tanto, nuestros hallazgos sugieren que el contenido de masa estelar es un ingrediente clave que da forma y hace más estable la región interna de los halos. Además, nuestros resultados confirman que el contenido de masa estelar depende de la historia de ensamblaje del halo.

Para el halo Aq-C-M14 también encontramos una estrecha relación entre el MAH, la cantidad de bariones y la evolución de los perfiles de densidad de la MO. Este halo alcanza un perfil de MO estable en el momento en que alcanza el 80% de la masa bariónica actual. Esto concuerda con los resultados de las corridas SPH, aunque el momento en que se alcanza esta fracción varía con los sistemas, para diferentes historias de ensamblaje y diferentes físicas de sub-grilla. La principal diferencia con respecto a los halos SPH es que Aq-C-M14 está compuesto principalmente por gas a alto corrimiento al rojo, alcanzando el 60% de la masa bariónica actual a $z \sim 1,5$. Este es el comportamiento esperado debido a la retroalimentación más eficiente que contribuye a la regulación de la actividad de formación estelar, retrasándola hacia desplazamientos al rojo más bajos. Sin embargo, a corrimientos al rojo altos, la mayoría de los modelos actuales sobrepredicen la cantidad de masa estelar dentro de los halos. Este aspecto debería abordarse en el futuro (ver Aumer et al., 2013; Artale et al., 2015; Grand et al., 2017).

La forma global de los halos de MO muestra que tanto los homólogos DMO como SPH son más prolatos a alto desplazamiento al rojo y se vuelven triaxiales/oblatos a bajo desplazamiento al rojo. La forma interna de los halos presenta un comportamiento claramente diferente, encontrándose que los halos SPH son más oblatos que sus homólogos DMO. Esta tendencia también está presente en Aq-C-M14. Este resultado se espera debido al impacto de los bariones en la región interior (véase Fig. 3.8).

También investigamos el momento angular específico en la región interior de estos halos dentro del cinco por cinco del radio virial mediante selección lagrangiana y euleriana. En particular, para la selección lagrangiana, los halos de DMO pierden $\sim 85 - 95\%$ de su momento angular entre $z = 4$ y $z = 0$. Este resultado indica que las partículas del halo de MO pierden momento angular y se concentran en la región central de los halos, de acuerdo con nuestros hallazgos. Los halos SPH que alcanzan antes perfiles estables de MO, muestran que el momento angular específico se conserva en el tiempo en la selección lagrangiana. Los halos que muestran una contracción del perfil de MO presentan una pérdida del momento angular específico en el tiempo. Sin embargo, esta pérdida es menor que la que encontramos para sus homólogos DMO.

El momento angular específico para bariones a partir de la selección lagrangiana muestra tendencias similares a las obtenidas a partir de las partículas de MO, mostrando que el momento angular específico se conserva aproximadamente cuando los halos SPH presentan perfiles de densidad de MO estables. El halo Aq-C-M14 muestra también que el momento angular específico en la región interior es aproximadamente constante, con un ligero descenso a bajo desplazamiento al rojo.

Para cuantificar el impacto de los bariones en la contracción de los halos de MO, implementamos cuatro modelos de contracción adiabática. El modelo fiducial de Blumenthal et al. (1986) y los modelos empíricos de Gnedin et al. (2004), Pedrosa et al. (2010) y Abadi et al. (2010). Nuestros resultados muestran que el modelo propuesto por Gnedin et al. (2004) es la mejor representación del contenido de masa interna ($5\%R_{200,z}$) de los halos SPH entre $z = 0 - 4$. Sin embargo, este no es el caso de Aq-C-M14, que concuerda mejor con Pedrosa et al. (2010) y Abadi et al. (2010) en todo el rango de corrimientos al rojo estudiado. Esto se debe a la diferente evolución del contenido de masa estelar en el Aq-C-M14 en comparación con los halos SPH, ya que la actividad de formación estelar está más fuertemente regulada y retrasada a corrimientos al rojo más bajos.

Hemos demostrado que el contenido de masa bariónica en la región central de los halos de MO es un ingrediente clave para determinar la estabilidad y concentración de los halos. Descubrimos que la forma en que se reúnen estos bariones también es un aspecto importante. En el futuro, deberá utilizarse una muestra estadística para cuantificar en detalle estas diferencias.

Respuesta de la materia oscura a las formas de acreción

4.1. Resumen

En este capítulo investigamos la evolución de la morfología de los halos de materia oscura (MO) similares a la masa de la Vía Láctea seleccionados de los proyectos CIELO e IllustrisTNG. La conexión entre las formas de los halos y su entorno se ha estudiado en trabajos anteriores a $z=0$, pero aún no se ha llegado a comprender exactamente su evolución conjunta. Nos centramos en la evolución, a lo largo del tiempo cósmico, de las formas de los halos y su relación con el material acretado, utilizando simulaciones hidrodinámicas. Nuestros resultados muestran que los halos tienden a ser más triaxiales en épocas tempranas como consecuencia de una mayor acreción en la dirección de los filamentos. A medida que los halos evolucionan hacia un modo de acreción isótropo dominante y hacia una mayor relajación, su forma al 20 por ciento del radio virial se vuelve más esférica. De acuerdo con resultados anteriores, los bariones tienen un efecto importante en las regiones internas de los halos, haciéndolos pasar de formas triaxiales a formas más esféricas. También encontramos una correlación entre la fuerza del modo de acreción cuadrupolar y el grado de elipticidad de los halos: a medida que la influencia del filamento disminuye de forma constante con el desplazamiento al rojo, los halos se vuelven más esféricos y menos elípticos.

En este capítulo utilizamos un conjunto de halos identificados a partir de los proyectos CIELO e IllustrisTNG para profundizar en el impacto que diferentes modelos de subgrilla y diferentes entornos cósmicos podrían tener en las morfologías de los halos de MO. Estos resultados amplían y refuerzan los estudios anteriores sobre las formas de los halos (Cataldi et al., 2020; Cataldi et al., 2022), al incluir ahora la evolución temporal de las propiedades analizadas.

El capítulo se estructura de la siguiente manera. En la sección 4.2 se revisa la configuración de la simulación y la selección de la muestra. La sección 4.3 presenta resultados diferentes sobre la evolución de la estructura de MO divididos en: la subsección 4.3.1 que se centra en el análisis de la historia de la acreción de masa y la evolución del tamaño del halo, la subsección 4.3.2 que analiza la evolución de los perfiles de forma y su dependencia con los eventos de fusión, y por último en la subsección 4.3.3 donde estudiamos las configuraciones de materia acretada en el análisis de formas. Finalmente, presentamos las conclusiones en la sección 4.4.

4.2. Simulaciones

Utilizamos dos suites de simulaciones, a saber: CIELO y IllustrisTNG (Nelson et al., 2019), que se corrieron con diferentes prescripciones para los procesos bariónicos implicados en la formación de galaxias. Resumimos las principales características de cada caso.

Simulaciones CIELO

El proyecto CIELO (Chemo-dynamIcal propertiEs of gaLaxies and the cOsmic web) tiene como objetivo estudiar la formación de galaxias en diferentes entornos, con halos de masa virial dentro del rango $M_{200} = 10^{10} - 10^{12} M_{\odot}$ (Rodríguez et al., 2022). También incluye dos análogos de Grupo Local (LG). CIELO asume una cosmología con un modelo de universo de MO fría (CDM) con constante cosmológica (Λ) y componentes $\Omega_0 = 0,317$, $\Omega_{\Lambda} = 0,6825$, $\Omega_B = 0,049$, $h = 0,6711$.

CIELO se corrió con una versión de GADGET-3 basada en GADGET-2 (Springel et al., 2003; Springel et al., 2005). CIELO incluye un modelo multifásico para el enfriamiento dependiente del metal del componente gaseoso, también incluye formación estelar y la retroalimentación energética de las Supernovas de Tipo II y Tipo Ia (SNII y SNIa , respectivamente), tal y como se describe en Scannapieco et al. (2005) y Scannapieco et al. (2006). La simulación del proyecto CIELO asume una Función de Masa Inicial de Chabrier (2003). El modelo de evolución química incluido en las simulaciones CIELO sigue el enriquecimiento por tipos SNII y SNIa, haciendo un seguimiento de 12 elementos químicos diferentes (Mosconi et al., 2001).

Las condiciones iniciales de las simulaciones CIELO se tomaron de una corrida DMO de una caja cúbica periódica cosmológica de longitud de lado $L = 100\text{Mpc}h^{-1}$. Se aplicó el código MUSIC (Hahn et al., 2011), que computa condiciones iniciales cosmológicas multiescala bajo diferentes aproximaciones y funciones de transferencia, para extraer el objeto y aumentar la resolución numérica. Inicialmente se seleccionó un primer conjunto de 20 LG análogos y se eligieron dos pares de ellos (LG1 y LG2) imponiendo restricciones sobre la velocidad relativa, la separación y la masa de los halos de MO (ver, Rodríguez et al., 2022). Los dos LG seleccionados se volvieron a correr con una resolución de partículas de MO igual a $m_{\text{dm}} = 1,2 \times 10^6 M_{\odot} h^{-1}$. Se añadieron bariones con una masa de gas inicial de $m_{\text{baryon}} = 2,0 \times 10^5 M_{\odot} h^{-1}$.

Simulaciones IllustrisTNG

The Next Generation Illustris Simulation (IllustrisTNG) es un conjunto de simulaciones cosmológicas realizadas con el código AREPO (Weinberger et al., 2020). La simulación IllustrisTNG sigue un modelo actualizado de formación de galaxias basado en los resultados de la simulación Illustris original, que incluye procesos bariónicos como formación estelar, retroalimentación estelar, enfriamiento de gas y retroalimentación AGN (ver Weinberger et al., 2017; Pillepich et al., 2018; Nelson et al., 2019). El modelo actualizado de IllustrisTNG incluye campos magnéticos cósmicos y adopta una cosmología coherente con Planck Collaboration et al. (2016), dada por $\Omega_m = 0,3809$, $\Omega_{\Lambda} = 0,6911$, $\Omega_b = 0,0486$, $\sigma_8 = 0,8159$, $n_s = 0,9667$, $h = 0,6774$.

Las condiciones iniciales de IllustrisTNG se generaron con la aproximación de Zel'dovich (Zel'dovich, 1970). Aquí utilizamos la resolución más alta disponible para IllustrisTNG 50 (en adelante, TNG50). El TNG50 consiste en una caja periódica de tamaño $35\text{Mpc } h^{-1}$. TNG50 contiene 2160^3 partículas de MO y el mismo número inicial de celdas de gas. La masa de las partículas de MO es uniforme, $m_{\text{dm}} = 3,0 \times 10^5 M_{\odot} h^{-1}$, y la masa media de las células de gas (y partículas estelares) es $m_{\text{baryon}} = 5,8 \times 10^4 M_{\odot} h^{-1}$.

4.2.1. Selección de halos

En las simulaciones CIELO, las galaxias se identifican mediante los algoritmos Friends-of-Friends y SUBFIND. Entre ellas, seleccionamos para este estudio las galaxias centrales más masivas de las simulaciones LG1 y LG2. En particular, LG1 fue analizada previamente por Rodríguez et al. (2022) para estudiar la evolución de los satélites del disco acretados y por Tapia et al. (2022) para analizar los gradientes de metalicidad de las galaxias centrales. La tabla 4.1 resume las principales propiedades de las galaxias de CIELO .

En el caso de TNG50, seleccionamos halos de la caja simulada, restringiendo las masas estelares de la galaxia anfitriona de los halos al rango de $4 \times 10^9 < M_{\text{star}}/M_{\odot} < 6 \times 10^{10}$, con una tasa de formación estelar y metalicidad superiores a cero. En este trabajo, utilizamos el radio virial, r_{200} , y la masa virial, M_{200} .

De los 517 halos que cumplen las condiciones mencionadas en TNG50, eliminamos aquellos con una fusión importante reciente. Para ello, seleccionamos galaxias sólo con fusiones menores desde $z = 2$, con la relación de masas estelares $\mu < 1/4$. Donde μ es la relación entre las masas estelar de la galaxias satélite y la galaxia estudiada ($\mu = \frac{M_{*,\text{sat}}}{M_{*,\text{host}}}$). Esta restricción sigue los estudios recientes de Helmi et al. (2018) y Belokurov et al. (2018) quienes infirieron que la Vía Láctea (MW) ha sufrido el último evento de fusión mayor alrededor de $z = 1 - 2$ utilizando datos de la misión *Gaia* (Gaia Collaboration et al., 2018). De nuestra muestra principal, encontramos 15 halos similares a MW que cumplen todos los criterios de selección adoptados. Para la selección de TNG50, no imponemos restricciones de entorno, como la separación física o la velocidad relativa, a otras galaxias cercanas simuladas.

Tabla 4.1: Resumen de las principales características de los halos CIELO y TNG50 seleccionados a $z = 0$. De izquierda a derecha, mostramos los ID de los halos, la masa virial total (M_{200}^{tot}), la masa virial total estelar y de MO, (M_{200}^{star} , M_{200}^{MO}) y el radio virial (r_{200}). En negrita, los halos con una fusión reciente.

CIELO	$M_{200}^{\text{tot}}[\text{M}_{\odot}/h]$	$M_{200}^{\text{star}}[\text{M}_{\odot}/h]$	$M_{200}^{\text{MO}}[\text{M}_{\odot}/h]$	$r_{200}[\text{kpc}/h]$
h4337	$9,4 \times 10^{11}$	$4,0 \times 10^{10}$	$8,7 \times 10^{11}$	159,9
h4469	$3,6 \times 10^{11}$	$6,1 \times 10^9$	$3,4 \times 10^{11}$	137,0
h87	$3,6 \times 10^{11}$	$2,8 \times 10^9$	$3,4 \times 10^{11}$	118,8
h115	$2,0 \times 10^{11}$	$3,2 \times 10^9$	$1,9 \times 10^{11}$	97,0
TNG50	$M_{200}^{\text{tot}}[\text{M}_{\odot}/h]$	$M_{200}^{\text{star}}[\text{M}_{\odot}/h]$	$M_{200}^{\text{MO}}[\text{M}_{\odot}/h]$	$r_{200}[\text{kpc}/h]$
h476266	$1,1 \times 10^{12}$	$5,0 \times 10^{10}$	$9,4 \times 10^{11}$	161,3
h533590	$5,6 \times 10^{11}$	$2,3 \times 10^{10}$	$4,9 \times 10^{11}$	125,0
h593480	$4,7 \times 10^{11}$	$2,1 \times 10^{10}$	$4,1 \times 10^{11}$	112,6
h631558	$2,9 \times 10^{11}$	$1,2 \times 10^{10}$	$2,5 \times 10^{11}$	95,6
h649627	$2,3 \times 10^{11}$	$8,0 \times 10^9$	$2,0 \times 10^{11}$	88,7
h656142	$2,4 \times 10^{11}$	$6,8 \times 10^9$	$2,2 \times 10^{11}$	89,1

Dado que el objetivo principal de este trabajo es seguir en el tiempo la evolución de las morfologías de los halos, utilizamos el catálogo de árboles de fusiones de subhalos disponible en cada simulación. Las simulaciones CIELO tienen un árbol de fusiones calculado usando la rutina MergerTree del Amiga Halo Finder. (Knollmann et al., 2009) y en el caso de TNG50, la base de datos de la simulación IllustrisTNG proporciona un árbol de fusiones calculado con el algoritmo SubLink (Rodríguez-Gomez et al., 2015), que utilizamos para seleccionar y seguir la rama principal de subhalos elegidos a $z = 0$.

Por tanto, los halos de las simulaciones de CIELO analizados fueron h4337 (LG1), h87 (LG2) y h115 (LG2). En el caso de TNG50, optamos por analizar un tercio de la selección, 5 de ellos con los ID de halo h533690, h593480, h631558, h649627 y h656142, ya que queremos centrarnos en los cambios individuales detallados de la evolución de su estructura. En la tabla 4.1 se resumen las principales propiedades de los análogos del tipo MW. Hemos mantenido para el análisis comparativo dos halos sin restricciones en la actividad de fusión: de CIELO, LG1-h4469, con una acreción mayor debida a un encuentro cercano a $z = 0,38$ y de TNG50, h476266, que presenta fusiones intermedias desde $z = 2$, indicados en la Tabla 4.1 con negrita. A pesar de las cosmologías casi idénticas entre TNG50 y CIELO, optamos por mostrar las cantidades en términos de h para comparar los resultados entre simulaciones.

4.3. Resultados

4.3.1. La evolución del perfil de densidad de masa

En primer lugar, estudiamos el perfil de densidad de MO de los halos seleccionados a diferentes corrimientos al rojo. Estimamos los parámetros estructurales del halo ajustando al perfil de masa al modelo NFW (Navarro et al., 1997). En general, el perfil NFW proporciona un buen ajuste a los perfiles $\rho(r)$ promediados esféricamente. De hecho, para todos los corrimientos al rojo analizados, estimamos el error estándar asociado al parámetro r_s . En ambas simulaciones, los errores de ajuste fueron inferiores a $< 1,6\%$. Los perfiles NFW mejor ajustados producen estimaciones de los parámetros estructurales del halo r_s y ρ_s para cada halo de nuestra muestra, que utilizamos a su vez para estimar el parámetro de concentración $c_{200} = r_{200}/r_s$, que se muestra en la Fig. 4.1.

En general, encontramos que el parámetro de concentración c_{200} evoluciona hacia valores más altos (es decir, más concentrados) en el tiempo tanto para el halo CIELO como para el halo TNG50, de acuerdo con trabajos anteriores (Gao et al., 2008; Ludlow et al., 2014). La Fig. 4.1 también muestra, en términos de anchos de línea en los gráficos, la relación de la masa del halo con c_{200} . No encontramos una dependencia clara en los halos CIELO y TNG50 de los halos entre la masa y la concentración. Ludlow et al. (2014) encuentran que la concentración es una función monótona pero débil de la masa, variando sólo en un factor de ~ 4 en un rango de masa de $M_{200} = 10^{10} - 10^{15} M_{\odot}$ a $z = 0$. Nuestra selección de halos sólo cambia un orden de magnitud en masa, lo que explica nuestros resultados. Esta dependencia aparentemente compleja entre masa, desplazamiento al rojo y concentración se ha descrito utilizando el parámetro $\nu(M, z) = \delta_{\text{crit}}(z)/\sigma(M, z)$, donde $\sigma(M, z)$ es la fluctuación lineal a z en esferas de masa M_{halo} (Ludlow et al., 2014).

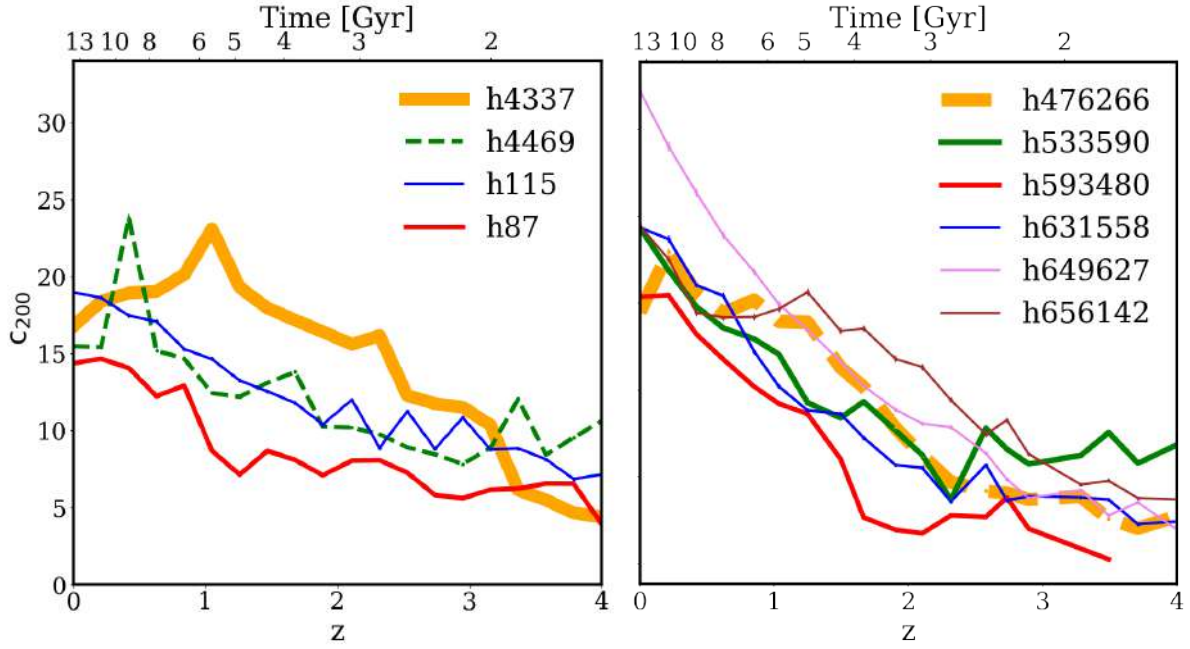


Figura 4.1: Concentración del halo en función del desplazamiento al rojo, z , para los halos CIELO (panel izquierdo) y TNG50 (panel derecho). Los anchos de línea representan la masa total del halo M_{200}^{tot} , donde las líneas más gruesas indican los sistemas más masivos (véase la Tabla 4.1). Las líneas de trazos indican los halos con fusión reciente. Nuestros resultados muestran que la concentración del halo aumenta a medida que disminuye el desplazamiento al rojo.

Además, la evolución de la acreción de bariones contribuye a contraer la región interior de los halos (véase la Fig. 6.5, para seguir la MAH de bariones). La evolución de la concentración del halo se reproduce mejor mediante modelos que vinculan la concentración de un halo con su MAH. Se ha comprobado empíricamente que la concentración traza el momento en el que los halos pasan de un periodo de “crecimiento rápido” a otro en el que la acreción de masa es más gradual. (Wechsler et al., 2002; Zhao et al., 2003; Lu et al., 2006).

Motivados por estos hallazgos, en la Fig. 4.2 mostramos el MAH de MO dentro del radio virial (líneas rellenas) y el correspondiente dentro del $20\%r_{200}$ (líneas punteadas). Las líneas negras horizontales indican el momento en que el halo alcanza la mitad de su masa final en $z = 0$ ($z_{\text{form},50}$). Los efectos de grandes acreciones (véase h4469 y h476266) en tiempos recientes aparecen como picos repentinos en la curva de MAH, producto de una ganancia o pérdida de masa. También pueden detectarse los efectos por eventos de fusión en $20\%r_{200}$, con cambios más suaves con respecto a las regiones exteriores de los halos.

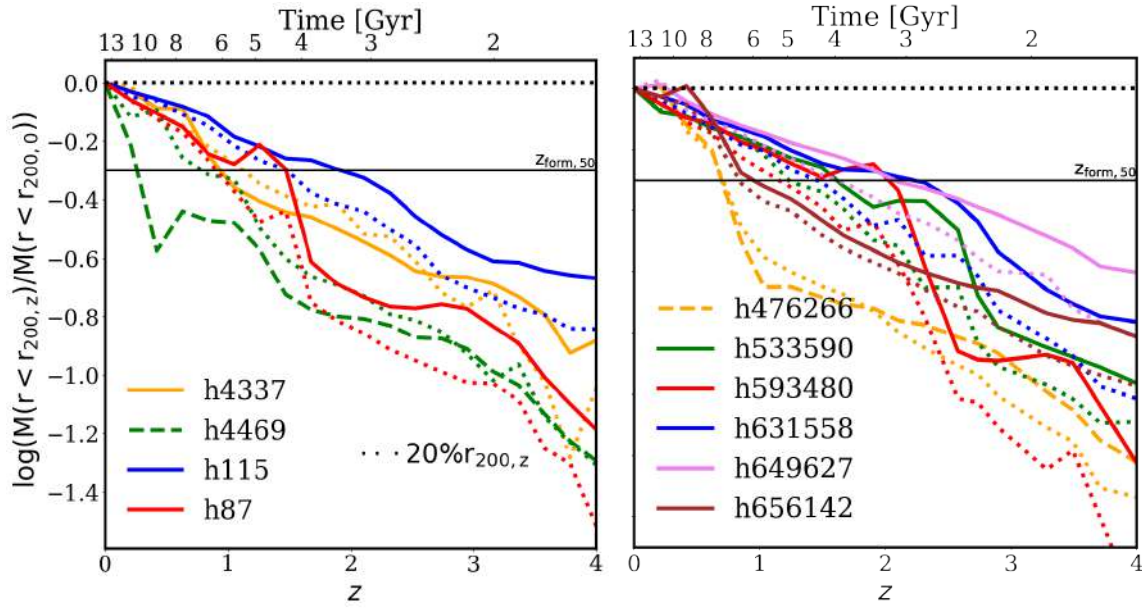


Figura 4.2: Evolución cósmica del historial de acreción de masa (MAH) normalizado por la masa del halo a $z = 0$ para los halos de MO de CIELO (izquierda) y TNG50 (derecha). La línea de trazos indica el halo con fusión reciente, mientras que las líneas de puntos indican el MAH dentro de $r < 20\%r_{200}$ para cada halo. Las líneas horizontales negras se utilizan como referencia para estimar el tiempo de formación de los halos, como el desplazamiento al rojo en el que la masa del halo alcanza la mitad de su masa en $z = 0$ ($z_{\text{form},50}$).

Hay una tendencia general de los halos a aumentar su masa con el tiempo, como era de esperar, y los halos con menor actividad de fusiones para tiempos recientes, alcanzan antes su $z_{\text{form},50}$. Estas últimas (h4469 y h476266) tienen que ganar la mayor parte de su masa final hasta épocas tardías.

También en la Fig. 4.2, los halos con una acreción mayor reciente pueden producir una disminución de la masa total acretada (en el caso de h4469) seguida de un rápido y repentino incremento de masa y tamaño (tanto en el caso de h4469 como de h476266). El incremento de masa en tiempos recientes puede estudiarse en la Fig. 6.6 y en la Tabla 6.1 de la sección Apéndice, inspeccionando el crecimiento instantáneo del halo a $z \sim 0$ (es decir, $d\log(\mathbf{M})/dt_{z \sim 0}$) y el corrimiento al rojo de formación al 70% ($z_{\text{form},70}$). Los halos con actividad de fusión en épocas tardías presentan los mayores $d\log(\mathbf{M})/dt_{z \sim 0}$ y corrimientos al rojo de formación más tardíos, $z_{\text{form},70}$, entre toda la selección de halos.

De acuerdo con Zavala et al. (2016) y Lagos et al. (2017), observamos dos regímenes diferentes en la evolución del radio virial r_{200} como se aprecia en la Fig. 6.4 de la sección del Apéndice. En primer lugar, se observa un lento aumento del tamaño del halo a lo largo del tiempo, hasta $z = 2$, seguido de una aceleración en el aumento de r_{200} , que muestra el punto denominado ‘turnaround’ (o de inflexión) (Zavala et al., 2016; Artale et al., 2019). Antes de ese punto en el tiempo, el halo de MO gana momento angular a través de corrientes de marea de su entorno hasta la máxima expansión (punto de ‘turnaround’), y después el halo colapsa en estructuras virializadas que conservan su momento angular (Doroshkevich, 1970; White, 1984; Catelan et al., 1996b,a).

4.3.2. Evolución de la morfología de los halos

En Cataldi et al. (2020) hallamos que para los halos EAGLE y Fenix, los bariones tienen un impacto significativo en la forma del halo interior, principalmente dentro de ~ 20 por ciento del radio virial. Para profundizar en la evolución de la forma del halo, calculamos las formas de nuestra muestra de halo seleccionada y centramos el análisis principalmente en el $20\% r_{200}$.

Además de los parámetros de forma utilizados en anteriores capítulos, definimos un parámetro adicional, la elipticidad, definida como:

$$e \equiv (1 - (c/a)^2) / 2L \quad (4.1)$$

donde $L \equiv 1 + (b/a)^2 + (c/a)^2$. La condición $a \geq b \geq c$ implica que el dominio de e es en el rango $[0, 1/2]$.

En la Fig. 4.3, mostramos que para corrimientos al rojo más recientes, los halos se vuelven menos elípticos y, en correspondencia, más esféricos. Para épocas tempranas, los halos presentan formas triaxiales, mientras que a medida que evolucionan en el tiempo su elipticidad disminuye en una tendencia general. Este resultado concuerda con trabajos

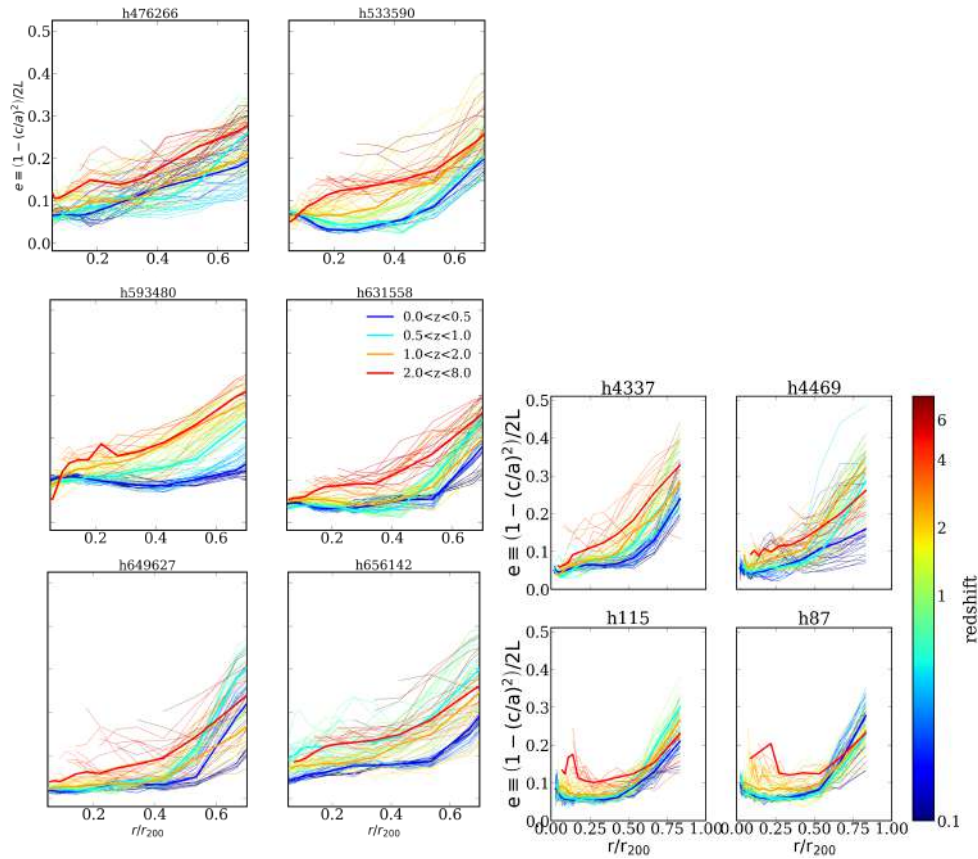


Figura 4.3: Evolución de los parámetros de forma. Cada halo está etiquetado en la parte superior de los paneles. Mostramos la elipticidad $e \equiv (1 - (c/a)^2) / 2L$ para los halos CIELO (paneles superiores) y TNG50 (paneles inferiores), versus r/r_{200} , coloreados por el desplazamiento al rojo entre $0 < z < 8$. También mostramos los valores medios para cuatro submuestras en intervalos de corrimiento al rojo. Líneas azules para $0 < z < 0,5$, cyan para $0,5 < z < 1,0$, naranja $1,0 < z < 2,0$ y rojas $2,0 < z < 8,0$, según el desplazamiento al rojo codificado por colores. En todos los casos para nuestros halos seleccionados, la elipticidad aumenta para radios exteriores y para desplazamientos al rojo más altos.

anteriores (Allgood, 2005; Chua et al., 2019; Cataldi et al., 2020). Curiosamente, las morfologías de los halos CIELO presentan una tendencia más ordenada en su disminución de la elipticidad en el tiempo, en comparación con los halos TNG50, donde presentan una tendencia más débil en su disminución de elipticidad.

Una método para estudiar la evolución de la forma de los halos de MO con el tiempo y los radios es utilizar el plano propuesto por Trayford et al. (2019), también aplicado en estudios anteriores (ver, Cataldi et al., 2020; Cataldi et al., 2022).

En el caso de CIELO, la morfología de todos los halos tiende a ser más triaxial en los radios exteriores y más esférica en las regiones interiores. En el caso de TNG50, los halos de las regiones centrales se distribuyen entre formas esféricas y oblatas (h593480). Sin embargo, la trayectoria de evolución hacia estas configuraciones de forma es notablemente diferente en cada caso. Chua et al. (2022) estudió la dependencia de la morfología del halo con los radios y para distintas resoluciones de masa en el conjunto TNG50. Estos autores reportaron formas esféricas y oblatas para los halos en radios centrales y una pequeña tendencia de los halos de TNG50 a ser más esféricos y oblatos que las simulaciones de menor resolución de masa.

Los halos presentan configuraciones esféricas en las regiones interiores (relacionada con el colapso de la materia en épocas anteriores) a formas triaxiales en las afueras (correspondiente a las envolturas que han colapsado más recientemente a través de una dirección preferente). A medida que evolucionan con el tiempo, también se produce el efecto de la condensación bariónica para formar la galaxia en la región interior del halo (véase la Fig. 6.5). Esta concentración bariónica contribuye a esferizar el mismo.

La estructura de la forma del halo en épocas anteriores queda impresa en las tendencias de la forma actual ($z = 0$) con el radio (Vera-Ciro et al., 2011b). Por lo tanto, los diferentes caminos hacia la esfericidad pueden estudiarse analizando la evolución de las morfologías del halo. En la Fig. 4.4 mostramos también la forma del halo a $20\% r_{200}$ con símbolos de cruz. Comparamos las formas en los radios galactocéntricos, donde se encuentra el disco estelar, que es el radio que maximiza los efectos de la concentración bariónica (Cataldi et al., 2020).

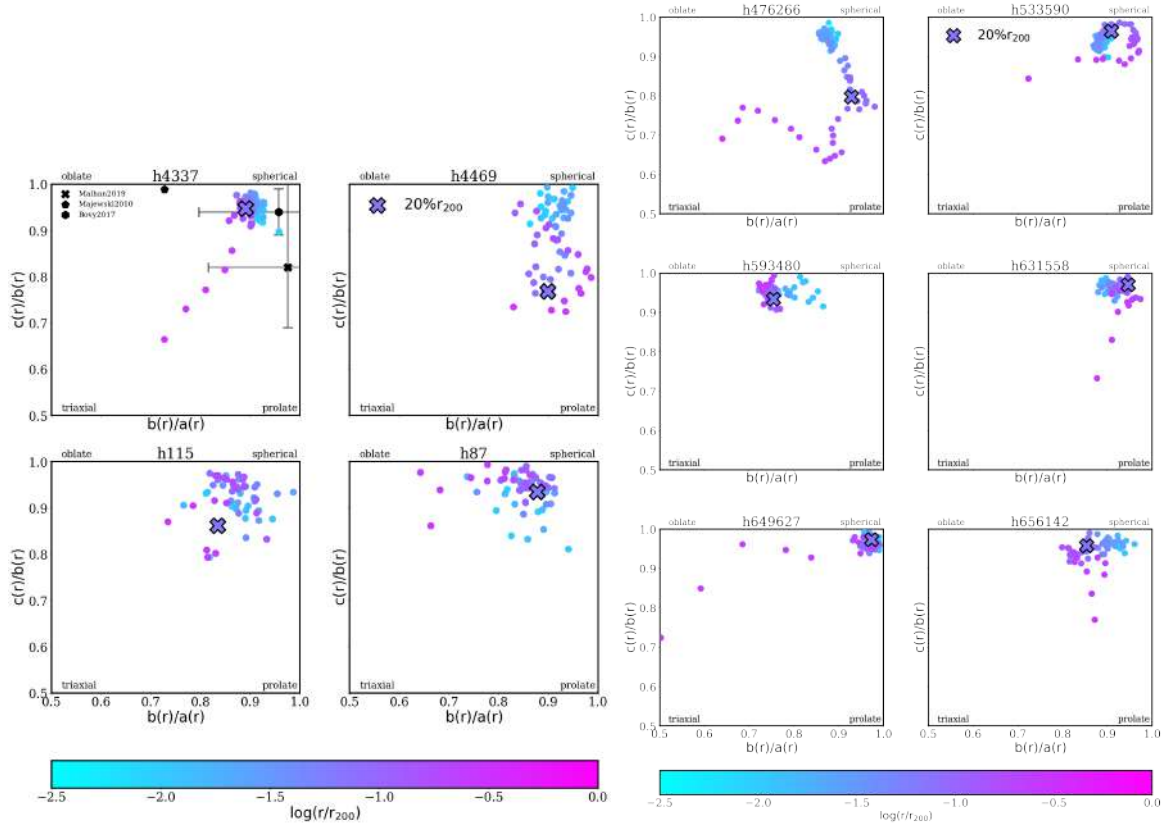


Figura 4.4: La distribución de los halos de CIELO (paneles izquierdos) y TNG50 (paneles derechos) en función de sus relaciones axiales internas medidas en $-2,5 < \log(r/r_{200}) < 0$ a $z = 0$. Cuando $b/a \sim 1,0$ y $c/b \sim 1,0$, los halos se vuelven más esféricos (esquina superior derecha). En cada panel se indican las regiones del espacio de parámetros correspondientes a los halos esféricos, prolados, triaxiales y oblatos. Para todos los halos, la morfología tiende a ser más esférica en las regiones interiores y más triaxial en los radios exteriores. Indicamos las relaciones de forma en $20\%r_{200}$ con un símbolo de cruz. Comparamos nuestros resultados con las restricciones observacionales para la forma del halo de MO en la Vía Láctea de Law et al. (2010), Bovy et al. (2016) y Malhan et al. (2019) (véase la leyenda y los símbolos en el panel superior izquierdo).

Para arrojar luz sobre esto, analizamos la correlación entre los eventos de fusión y la morfología resultante en la Fig. 4.5. Mostramos las relaciones axiales c/b frente a b/a dentro de $20\% r_{200}$. Aquí cada punto está coloreado según el corrimiento al rojo. El tamaño de los puntos es proporcional a la relación μ , una medida cuantitativa de los eventos de fusión a un desplazamiento al rojo dado.

La morfología de los halos de MO, aunque muy variable, presenta una tendencia en el sentido de que los halos son más esféricos en épocas más recientes. Estas tendencias son más claras en las muestras de CIELO que en las de TNG50. Los efectos de acreción recientes (h4469 y h47626) y aunque con una trayectoria hacia formas más esféricas, se encontraron con una mayor dispersión alcanzando desplazamientos al rojo más bajos.

La Fig. 4.6 muestra la evolución de la relación estelar de fusión, μ , a lo largo del tiempo cósmico para todos los halos seleccionados en cada simulación. Los últimos eventos de fusión importantes ($\mu > 0,25$) ocurrieron a $z \sim 3$ en el caso de h4437 y a $z \sim 6$ para el resto de halos CIELO. En el caso de TNG50, el último evento importante se registra a $z \sim 4$ para h593480 y a $z \sim 7$ para el resto de la selección.

Las diferencias en las historias de fusiones entre CIELO y TNG50 podrían explicarse debido a los diferentes entornos para la selección del halo. Los halos de CIELO se eligieron para que correspondieran a un entorno análogo al del Grupo Local. En el caso de los halos TNG50, no había restricciones sobre el entorno. La diferencia en el lugar en el que los halos estaban embebidos en la red cósmica, produce para los halos de TNG50 una mayor actividad de fusiones en épocas tardías que da lugar a una variedad mucho más amplia de configuraciones en las morfologías a $z \sim 0$.

Aunque es evidente que las grandes fusiones recientes afectan a las formas de los MO, la conexión exacta aún no está comprendida del todo. Sin embargo, está claro que la estructura de los distintos halos está estrechamente relacionada con su historia de fusiones. Los cambios de forma, por ejemplo, se han relacionado con las propiedades de la última gran fusión (e.g. Despali et al., 2017) y se ha reportado que el remanente es alargado a lo largo del eje de fusión (e.g. Macciò et al., 2007; Vera-Ciro et al., 2011b).

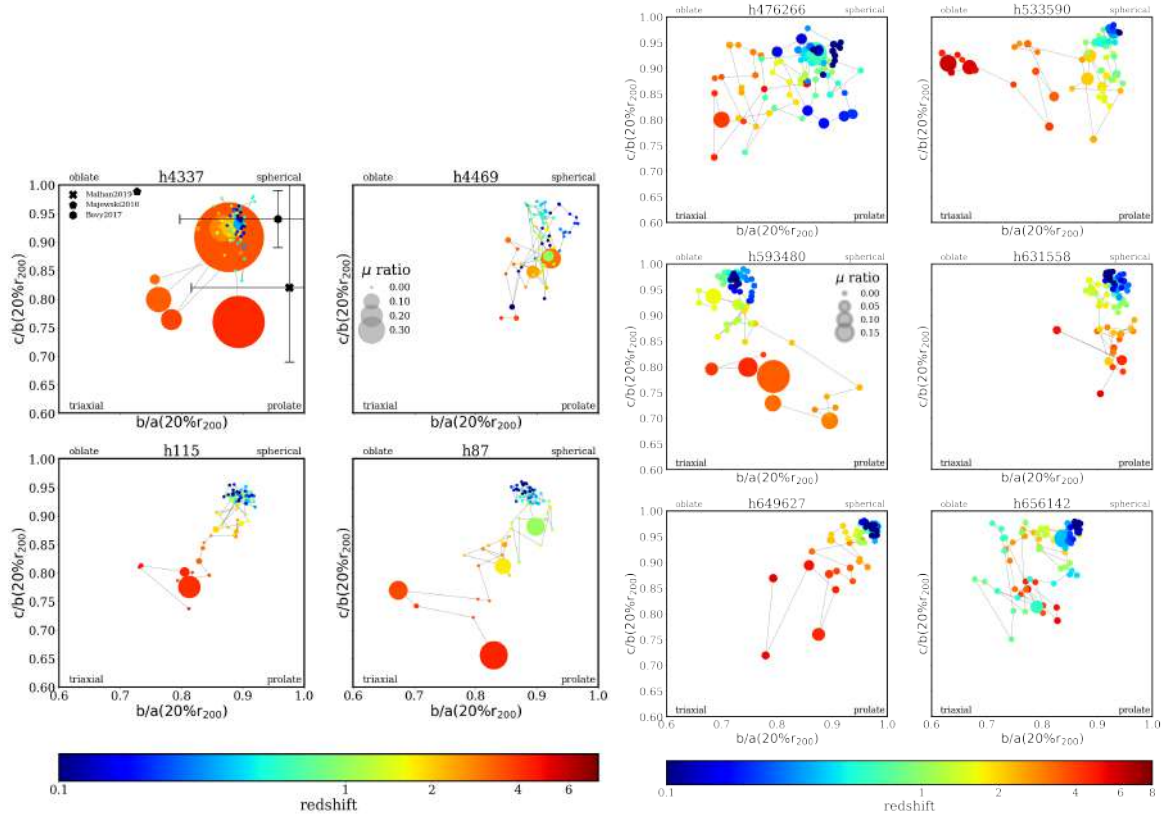


Figura 4.5: Mismo plano que la Fig. 4.4 pero para la relación axial interna $20\%r_{200}$ a diferentes desplazamientos al rojo, para los halos CIELO (paneles izquierdos) y TNG50 (paneles derechos). El tamaño de los círculos es proporcional a la relación estelar de fusión, μ . Observamos que los halos tienden a ser más esféricos a corrimientos al rojo más bajos. Inspeccionando la tasa de fusión, para un mayor evento de fusión en un desplazamiento al rojo dado (marcado con símbolos más grandes) mayores cambios en la morfología del halo. En esta figura, hemos ampliado el intervalo de desplazamiento al rojo hasta $0 < z < 8$. Los símbolos negros en el panel superior izquierdo son las restricciones halladas por Law et al. (2010), Bovy et al. (2016), y Malhan et al. (2019) de las observacionales para la forma del halo de la Vía Láctea. La evolución para los halos de CIELO es de una configuración triaxial a una más esférica. El efecto de las fusiones recientes puede observarse en h4469, con una tendencia hacia atrás a ser menos esférico a $z \sim 0$. A diferencia de los halos CIELO, no todos los halos TNG50 terminan en una configuración esférica. Curiosamente, el halo h593480 estabiliza su configuración con una morfología oblada, y el halo h476266 (con actividad de fusiones recientes) con una forma esférica final pero con una gran dispersión.

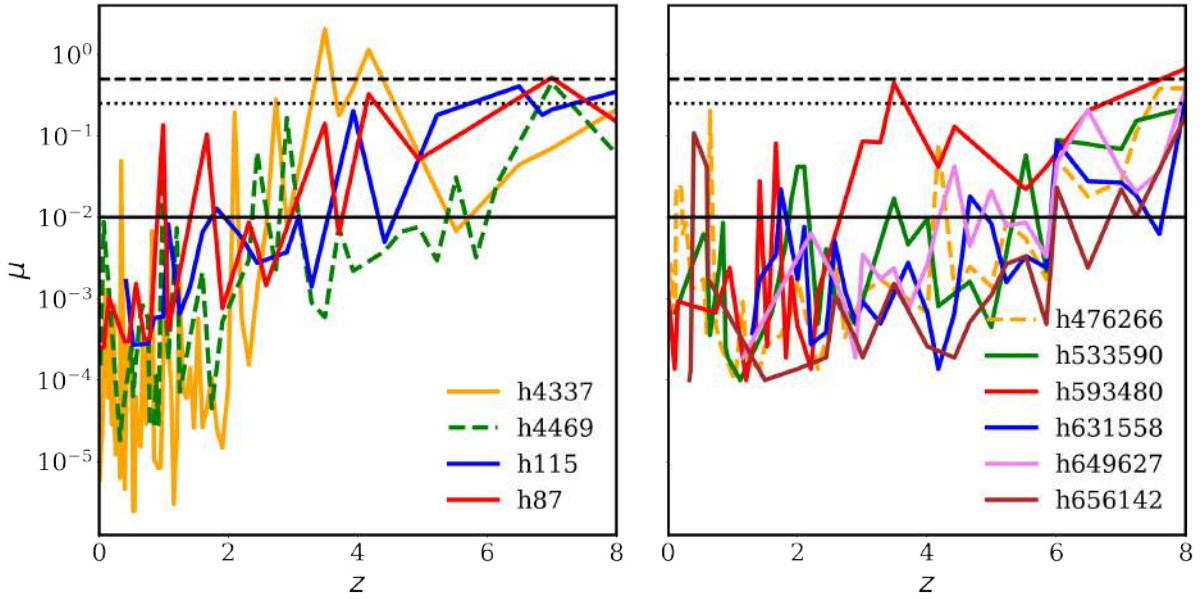


Figura 4.6: Evolución de la relación estelar de fusión, μ para los halos CIELO (panel izquierdo) y TNG50 (panel derecho). Las líneas de trazos indican los halos sin restricciones en la actividad de fusiones. Las líneas horizontales negras corresponden a $\mu = 0,01$, mientras que las líneas de puntos y trazos corresponden a $\mu = 0,25$ y $\mu = 0,50$, respectivamente.

También encontramos que los halos con mayores cambios en su morfología a través del corrimiento al rojo están correlacionados con el número y la importancia de los eventos de fusión. Este efecto es aún más significativo para h476266 en TNG50 y h4469 en CIELO, con actividades de acreción recientes. Las fusiones pueden ir seguidas de una lenta acreción a lo largo de filamentos hasta que el cluster termina en una fase final relativamente viralizada con una forma casi regular y esférica. Para corrimientos al rojo recientes (ver puntos azules de la Fig. 4.5) la actividad de fusión se debilita para ambas simulaciones y en consecuencia los tiempos de relajación aumentan, contribuyendo a formas más esféricas.

4.3.3. Efectos de la masa acreta

En la sección anterior, discutimos dos procesos físicos principales que contribuyen a la evolución de la forma del halo: la condensación de bariones en las regiones internas y la acreción de materia en las envolturas externas del halo. Mientras que la presencia de bariones tiende a esferizar el halo, la acreción a través de filamentos produce diferencias en la longitud de los ejes y, en consecuencia, contribuye a que sean más alargados (Despali et al., 2014; Gouin et al., 2021). En esta sección, discutimos la influencia del entorno de la red cósmica en las formas de los halos de MO.

Utilizando simulaciones DMO, estudios previos investigan la correlación entre el entorno y la forma de los halos (por ejemplo Libeskind et al., 2011; Vera-Ciro et al., 2011b). Los halos de MO crecen con el tiempo alimentados por el campo de densidad circundante, a través de la inyección continua de materia. Esta acreción puede ser secular o en una serie de fusiones más violentas.

A través del proceso de virialización, cada halo adquiere una nueva configuración de equilibrio a medida que se acumula nuevo material en el pozo de potencial gravitatorio. La dirección preferente del material acreta en el entorno cósmico suele venir dada por los filamentos, mientras que se espera un modo más isótropo cuando el halo está embebido en una gran estructura (e.g Wang et al., 2011; Vera-Ciro et al., 2011b; Shao et al., 2021; Baptista et al., 2022).

Como ejemplo de lo anterior, mostramos en la Fig. 4.7 el mapa de Aitoff de la caída de partículas MO proyectada a $z = 0$ para dos halos, h4377 de CIELO (panel superior) y h593480 de TNG50 (panel inferior). El mapa proyectado está centrado sobre el marco del disco estelar, con el ángulo polar sobre el disco invariante de rotación. En cada tiempo de salida, seleccionamos partículas con velocidad radial negativa apuntando hacia el centro de masa de un halo, $v_r < 0$, en diferentes envolturas esféricas: $1,0 < r/r_{\text{opt}} < 1,2$, $0,15 < r/r_{200} < 0,25$, $0,45 < r/r_{200} < 0,55$ y $1,0 < r/r_{200} < 1,2$.

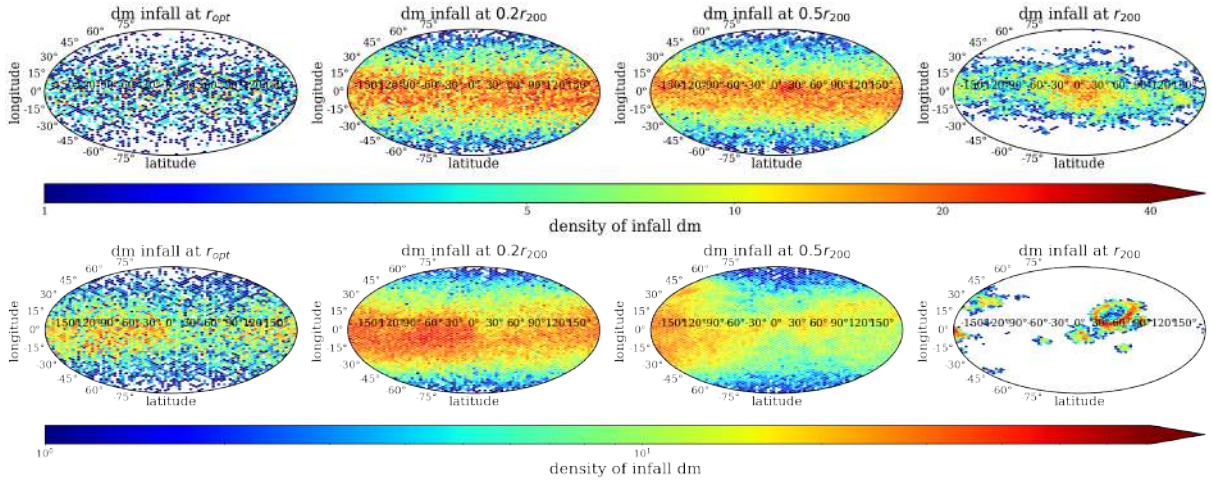


Figura 4.7: Las partículas de MO proyectadas en la caída al halo h4337 (paneles superiores) y h593480 (paneles inferiores). De izquierda a derecha, cada panel está calculado sobre cáscaras concéntricas de radios r_{opt} , $20\%r_{200}$, $50\%r_{200}$ y r_{200} . Cada vez que una partícula de MO se acreta a través de una de estas envolturas, se registra su punto de entrada y se representa gráficamente. Las regiones rojas indican alta densidad, mientras que las azules indican baja densidad.

Las regiones, donde el material acretado es mayor a un corrimiento al rojo dado, corresponden a regiones con una mayor sobredensidad (e.g., Libeskind et al., 2011). Como resultado de esto, la densidad retiene la configuración de donde la masa fue acretada. La caída de MO en los radios exteriores está determinada principalmente por los filamentos. Aunque más débiles a radios menores, los patrones autosimilares a lo largo de las cuatro envolturas están presentes, a medida que el material acretado pasa de los radios exteriores a regiones más centrales.

Esta forma diferente de infundir material a la estructura de los halos sigue una distribución específica. Por ejemplo, mientras que la acreción isotrópica indicaría una señal uniforme, una distribución bimodal de puntos en dos direcciones opuestas llevaría a la presencia de un delgado filamento (Tormen, 1997; Colberg et al., 1999; Libeskind et al., 2011; Vera-Ciro et al., 2011b). Una expansión multipolar de las partículas acretadas en un momento dado podría cuantificarse a través del espectro de potencia para el modo ℓ :

$$C_\ell = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} |a_\ell^m|^2 \quad (4.2)$$

donde los coeficientes de expansión son,

$$a_m^l = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N Y_\ell^m(\theta_i, \phi_i) \quad (4.3)$$

con el subíndice i corresponde a la partícula i -ésima que cruza la envoltura elegida en la posición angular específica, con una velocidad radial negativa ($v_r < 0$). N representa $N = 4m/(\pi r_{200}^2)$.

El término $\ell = 0$ es el monopolo, que representa en este esquema la acreción isótropa. El término $\ell = 2$ corresponde al momento cuadrupolar, lo que significa que la acreción se produce a través de una dirección bien definida en el espacio. Del mismo modo, la acreción correspondiente a más de una dirección preferente desplazará la potencia hacia momentos superiores. Cuando un satélite ocupa una gran área del cielo la configuración se asemejará entonces a un dipolo y el espectro de potencia exhibirá mayor potencia en el modo $\ell = 1$ (Vera-Ciro et al., 2011b).

Describimos la caída de partículas de MO y la distribución autosimilar a lo largo de una gran extensión radial. Tomamos la periferia de las cáscaras elegidas (a $r = r_{200}$) y calculamos la amplitud correspondiente (C_ℓ) de la distribución esférica. Para una partícula de acreta de MO dada con coordenadas, θ_i (longitud) y ϕ_i (latitud), evaluamos la función armónica esférica para un ℓ dado. La distribución de las partículas en caída puede aproximarse mediante una densidad superficial angular suave construida sumando sobre todos los m y ℓ hasta ℓ_{max} según la siguiente ecuación

$$\sigma(\theta, \phi) = \sum_{\ell=0}^{\ell_{max}} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_\ell^m Y_\ell^m(\theta_i, \phi_i) \quad (4.4)$$

En la Fig. 4.8 mostramos la expansión multipolar del material acretado ($v_r < 0$) en la región $1,0 < r/r_{200} < 1,2$ en función del desplazamiento al rojo para los halos CIELO y TNG50. El mapa de colores está codificado en términos de $\log(C_\ell/C_0)$. En todos los halos, el modo monopolar es la configuración dominante del material en acreción, seguido del cuadrupolar ($\ell = 2$, es decir, filamentos). La influencia del filamento varía según el halo

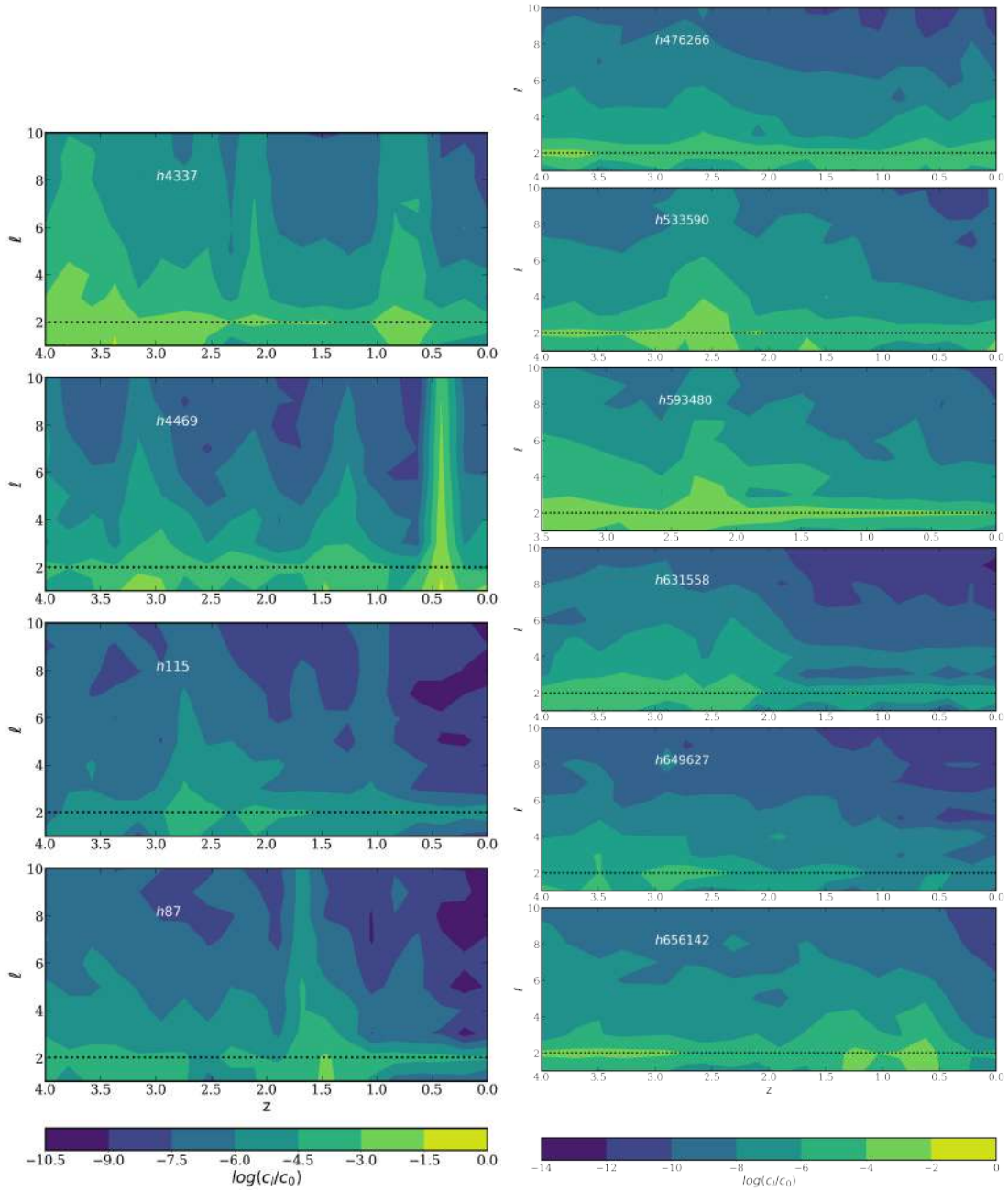


Figura 4.8: Expansión multipolar de las partículas de MO acretadas ($v_r < 0$) en la región $1,0 < r/r_{200} < 1,2$ en función del desplazamiento al rojo para los halos seleccionados. El color del mapa se codificó en términos de $\log(C_\ell/C_0)$. Después de la contribución monopolar ($\ell = 0$) a la caída de partículas de MO, el modo cuadrupolar $\ell = 2$ tuvo la mayor amplitud, es decir, los filamentos tuvieron una contribución importante a la acumulación de masa.

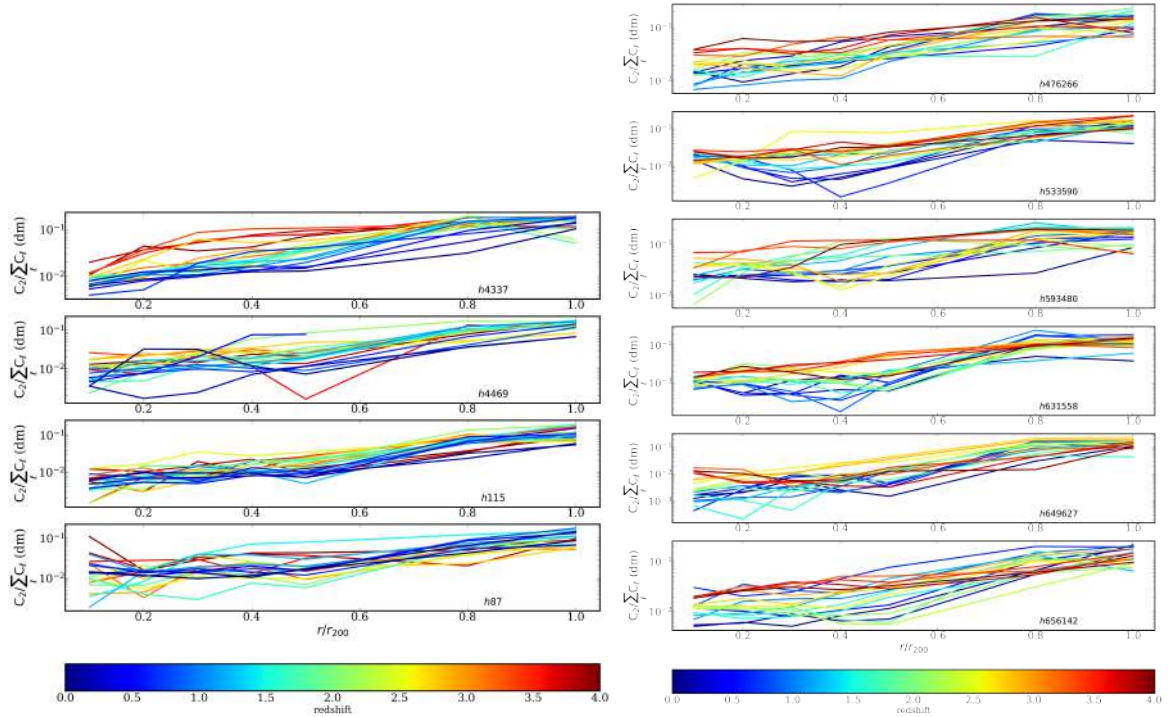


Figura 4.9: Contribución relativa del modo $\ell = 2$ al espectro de potencia total en función de r/r_{200} para los halos en la simulación CIELO (izquierda) y TNG50 (derecha) a diferentes desplazamientos al rojo. La fuerza del cuadrupolo, una dirección privilegiada de la masa acretida, disminuye a radios menores, ya que en las regiones centrales el movimiento de las partículas está dominado por otros procesos físicos. A la mitad del radio virial ($\sim 50\%r_{200}$) encontramos una tendencia a que la fuerza del cuadrupolo disminuya constantemente con el tiempo. Esta tendencia se debilita para otras regiones.

y el desplazamiento al rojo. En comparación con la acreción suave, esperamos que los eventos de acreción de satélites exciten una amplia gama de modos con una potencia similar. La actividad de una acreción mayor en un tiempo breve, como la del halo h4469 a $z \sim 0,4$ se refleja en un rápido pico de excitación en todos los modos.

En la Fig. 4.9 se muestra la evolución de la influencia del filamento cuantificando la contribución relativa del modo $\ell = 2$ al espectro de potencia total ($C_2/\sum_\ell C_\ell$) en función de r/r_{200} . En cada panel, las líneas representan diferentes desplazamientos al rojo. La fuerza cuadrupolar disminuye para radios menores. En las regiones centrales, se espera que el movimiento de las partículas de MO esté dominado por otras configuraciones de velocidades (por ejemplo órbitas tubulares Zhu et al., 2017). Además, en la Fig. 4.9, a $r \sim 50\%r_{200}$, la fuerza cuadrupolar disminuye constantemente con el corrimiento al rojo.

Las estructuras filamentosas y la conectividad de los halos más masivos disminuye con el tiempo (Choi et al., 2010; Codis et al., 2018; Kraljic et al., 2020). Para los halos analizados, la acreción tiende a ser más isotrópica con el tiempo, con tendencia a formas más esféricas. Aunque la importancia de la acreción filamentosa se debilita con el tiempo, los halos con actividad de fusión reciente siguen acretando a un ritmo mayor que el resto de halos (véase la tasa de crecimiento logarítmica instantánea y el corrimiento al rojo de formación presentados en la sección 6 del Apéndice).

En la evolución intervienen diferentes procesos físicos en la acreción de masa y en la tasa de fusión: la masa inicial y las estadísticas del campo de densidad primordial (Bond et al., 1991), la masa y la cinemática de los subhalos (Zhao et al., 2003), y las fuerzas de marea (Lapi et al., 2011), que posiblemente estén condicionadas por la energía oscura (Pace et al., 2019). La mayor influencia del filamento ($\ell = 2$) a mayores desplazamientos al rojo puede explicarse por el efecto de los halos satélites más cercanos al principal durante la última etapa de la evolución antes de la virialización (Schimd et al., 2021).

Para encontrar una conexión entre la acreción filamentosa y la elipticidad, desplazamos nuestro análisis de $20\%r_{200}$ a regiones más exteriores en $50\%r_{200}$, donde la acreción filamentosa aún tiene una señal clara. En las regiones centrales, los movimientos de las partículas están dominados por otros procesos físicos, con la consiguiente pérdida de la señal cuadrupolar. En consecuencia, en la Fig. 4.10, inspeccionamos cómo influye en la forma del halo la influencia del filamento a $50\%r_{200}$. Realizamos una regresión logarítmica entre la elipticidad e y $C_2/\sum_{\ell} C_{\ell}$. La regresión lineal arroja una pendiente positiva para todos los halos. La relación entre elipticidad y acreción filamentosa sugiere que la acumulación de materia en una orientación determinada aumenta la elipticidad del halo. Esta relación también tiene una dependencia del tiempo, reflejada por el color de la línea de regresión lineal en la Fig. 4.10. A medida que la influencia del filamento disminuye de forma constante con el desplazamiento al rojo, los halos se vuelven más esféricos y menos elípticos.

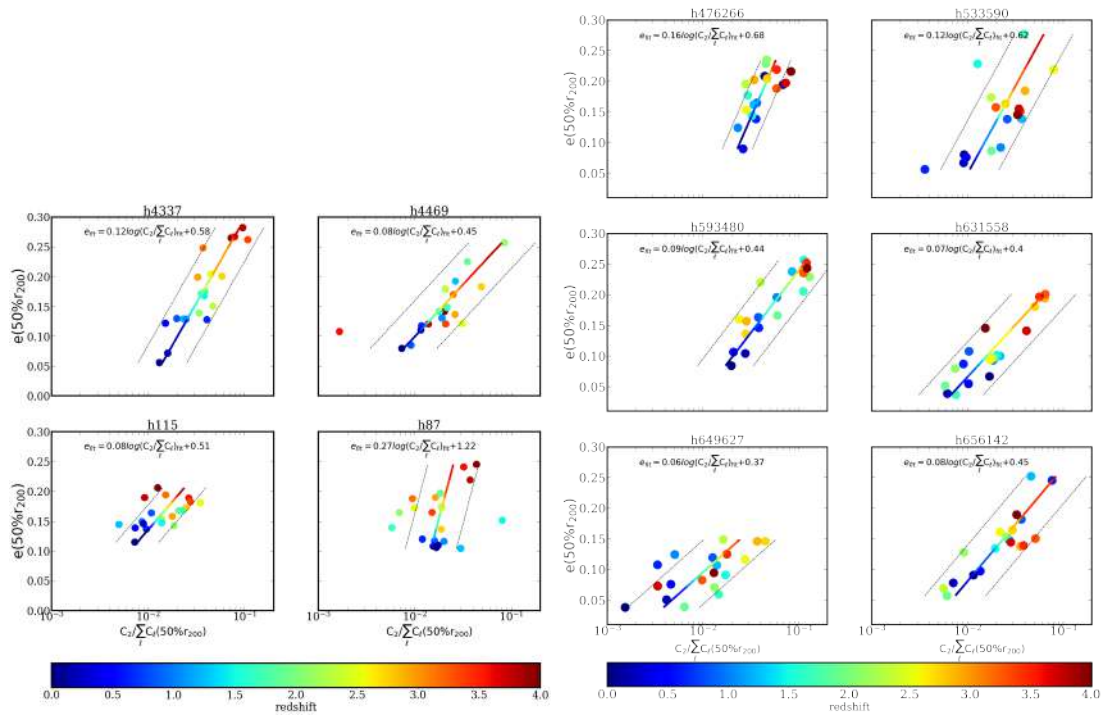


Figura 4.10: La relación entre la fuerza cuadrupolar y la elipticidad a $50\%r_{200}$. La acumulación de materia induce un aumento de la elipticidad en la dirección de la materia acreetada. La disminución de la influencia de los filamentos en tiempos recientes, con el consiguiente menor número de fusiones, hace que los halos sean más esféricos y menos elípticos. Se incluye un ajuste de regresión logarítmica coloreada según el corrimiento al rojo medio en cada intervalo de e , junto con su dispersión de 1σ (líneas de trazos negras). Cada panel muestra la pendiente de regresión lineal obtenida.

4.4. Conclusiones

En este capítulo, estudiamos las propiedades de las formas de los halos de MO y la interconexión con la evolución del ensamblaje del halo. Para ello, estudiamos dos muestras de simulaciones con diferentes implementaciones de física de subgrilla: una submuestra de halos de tipo MW de la caja de mayor resolución del Proyecto IllustrisTNG (TNG50) y de la simulación CIELO zoom-in. Investigamos la evolución de la forma del halo con el desplazamiento al rojo y los procesos físicos que los afectan. Nuestras principales conclusiones pueden resumirse como sigue:

1. La concentración de los perfiles de densidad de los halos aumenta a desplazamientos al rojo más bajos y en los halos más masivos. Este aumento de la concentración, producto tanto de la condensación bariónica en las regiones internas como de la relajación de los halos, disminuye cuando se producen eventos de fusión. La evolución del tamaño del halo experimenta dos regímenes diferentes antes y después del punto de ‘turnaround’ en $z \sim 2$. El MAH también muestra los efectos de las fusiones. Los halos con fusiones importantes a tiempos recientes, alcanzan después $Z_{\text{form},50}$.
2. Encontramos que a desplazamientos al rojo más recientes, los halos se vuelven menos elípticos y, en correspondencia, más esféricos en las regiones centrales. Además, los halos evolucionan para ser más esféricos/oblatos en las regiones interiores y más triaxiales en las exteriores. En el caso de los halos TNG50, esta evolución también está presente, aunque de forma más débil.
3. Para todas las muestras analizadas, encontramos que la morfología tiende a ser más esférica a medida que nos acercamos a las regiones interiores en $z = 0$, con diferentes trayectorias para el espacio de parámetros de forma entre los halos. Centrándonos en $20\%r_{200}$ (donde esperábamos que la morfología del halo maximizara sus cambios (Cataldi et al., 2020)), la evolución de las formas muestra una tendencia hacia configuraciones más esféricas, aunque esta evolución tiene una dependencia de la fuerza de fusión a lo largo del tiempo. En el caso de los halos TNG50, la trayectoria a través del espacio de parámetros de forma es más diversa y tiene una tendencia más

débil a esferizarse con el tiempo que los halos CIELO. En particular, h593480 muestra una configuración final oblada en $z = 0$. Los efectos de las fusiones (h476266) y acreciones (h4469) recientes pueden verse en las figuras como una mayor dispersión que alcanza desplazamientos al rojo más bajos.

4. Explorar la historia del ensamblaje del halo puede proporcionar información sobre la conexión entre las fusiones y las formas del halo. Encontramos que todos los halos acretan materia con un modo isótropico dominante (es decir, monopolar). El modo cuadrupolar (es decir, filamentos) tiene la siguiente contribución dominante en la acreción. Encontramos que la fuerza del modo cuadrupolar disminuye con los radios y también con el desplazamiento al rojo, a medida que los halos pierden su conexión con la red cósmica.
5. Encontramos una conexión más fuerte entre la influencia del filamento y el grado de elipticidad de la forma del halo a $50\%r_{200}$. Los filamentos, con una dirección preferente determinada, acumulan masa de modo que el eje del halo se alarga en la misma dirección que la materia acretada. Esto hace que los halos sean más elípticos. Con el debilitamiento de la dirección preferente de acreción a tiempos recientes, la acreción de masa se vuelve más isótropa, con la consiguiente transformación hacia formas más esféricas. Encontramos que esta conexión puede describirse bien con un ajuste de regresión logarítmica para todas nuestras selecciones de halos.

Nuestros resultados muestran que la historia del ensamblaje desempeña un papel clave en la comprensión de la morfología resultante del halo a $z = 0$. Existe una interconexión entre la forma del halo impulsada por la red cósmica en los radios periféricos y el ensamblaje de bariones en las regiones internas. La evolución de la forma de los halos es un ingrediente importante para comprender la historia del ensamblaje de los mismos, así como la historia de las fusiones.

Influencia del modelo cosmológico: estructura de los halos de materia oscura en MOG.

5.1. Resumen

En este capítulo analizamos señales detectables de la teoría de gravedad $f(\mathbf{R})$ y su mecanismo de apantallamiento camaleónico en las propiedades bariónicas y de la materia oscura (MO) en galaxias simuladas en las zonas menos densas de la red cósmica, también conocidos como *voids*. Encontramos que el aumento de la aceleración gravitatoria puede tener un impacto significativo en las relaciones de escala, así como en la morfología del halo. Este aumento en la aceleración tiene un efecto consecuente en las velocidades rotacionales de las galaxias (calculadas con la velocidad del disco de gas y con los campos de aceleración) donde estas se desvían de los valores típicos de la Relación Tully-Fisher (TFR) de la Relatividad General (RG). Para una masa estelar dada, hallamos que la teoría de gravedad $f(\mathbf{R})$ tiende a producir mayores velocidades máximas. Por otro lado, nuestros resultados muestran que la masa de los halos en la teoría de gravedad $f(\mathbf{R})$ está más concentrada que sus homólogos en RG. Esta tendencia cambia cuando la concentración se calcula con el perfil de densidad dinámico, que tiene en cuenta las regiones exteriores no apantalladas del halo. Nuestros resultados indican que los discos estelares interactúan con el pozo de potencial global en las regiones centrales, modificando la morfología de las regiones apantalladas. Encontramos una tendencia a que las galaxias con un importante disco estelar a presentar regiones de apantallamiento menos esféricas. Finalmente, hallamos que los halos menos masivos son menos triaxiales y más esféricos.

en $f(R)$ que sus homólogos RG. La diferencia entre la morfología de los halos es menor en los halos $f(R)$ cuyas regiones internas están apantalladas. Estos resultados sugieren posibles observables que podrían desvelar gravedades alternativas en galaxias en *voids* en futuras pruebas cosmológicas de modelos gravitatorios.

En este capítulo consideraremos las desviaciones de la RG exhibidas en simulaciones numéricas de cosmología $f(R)$ a escala galáctica y de grupo y estudiaremos los efectos del apantallamiento camaleónico en la física bariónica. Este capítulo está organizado de la siguiente manera. Revisamos los modelos teóricos y las simulaciones numéricas utilizadas en nuestro estudio en las secciones 5.2 y 5.4.1. En la sección 5.3 estudiaremos el código DMO con cosmología $f(R)$, ECOSMOG, y describiremos como le fueron incorporadas ecuaciones hidrodinámicas. En la sección 5.5 describimos nuestro catálogo de halos en *voids* para cada corrida cosmológica. En la sección 5.6 investigamos las propiedades de las galaxias y del halo, como las relaciones de escala, la morfología de las galaxias, la concentración del halo y la forma de las regiones de apantallamiento y del halo de MO. Contrastamos nuestros resultados con los de RG para poner en evidencia los efectos de la gravedad modificada. Resumimos nuestros principales resultados en la sección 5.7

5.2. Modelos teóricos

5.2.1. Gravedad $f(R)$

Utilizando el mismo marco que la relatividad general de Einstein, la teoría de gravedad $f(R)$ introduce un grado de libertad escalar adicional que conduce a una quinta fuerza, potenciando la gravedad en 4/3 en entornos de baja densidad (Hu et al., 2007). Esto se consigue introduciendo una función escalar $f(R)$ del escalar de Ricci R a la acción mediante,

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{R + f(R)}{16\pi G} + \mathcal{L}_m \right], \quad (5.1)$$

donde g es el determinante de la métrica $g_{\mu\nu}$ y \mathcal{L}_m es la densidad lagrangiana de los campos de materia.

Variando la acción con respecto a la métrica se obtiene la ecuación de campo de la teoría de gravedad $f(R)$,

$$\mathbf{G}_{\mu\nu} + f_{\mathbf{R}}\mathbf{R}_{\mu\nu} - \left(\frac{f}{2} - \square f_{\mathbf{R}}\right) \mathbf{g}_{\mu\nu} - \nabla_{\mu}\nabla_{\nu}f_{\mathbf{R}} = 8\pi\mathbf{G}\mathbf{T}_{\mu\nu}, \quad (5.2)$$

donde $\mathbf{G}_{\mu\nu}$ y $\mathbf{R}_{\mu\nu}$ denotan las componentes del tensor de Einstein y Ricci, respectivamente. El grado de libertad escalar, $f_{\mathbf{R}}$, es la derivada de la función escalar, $f_{\mathbf{R}} \equiv \mathbf{d}f(\mathbf{R})/\mathbf{d}\mathbf{R}$. El tensor de momento de energía es $\mathbf{T}_{\mu\nu}$; las derivadas covariantes se escriben como ∇_{ν} y \square es el operador equivalente a $\nabla_{\nu}\nabla^{\nu}$, donde los índices repetidos denotan una suma sobre las 4 componentes espacio-tiempo (convención de suma de Einstein).

Los modelos $f(R)$ deben tener una tasa de expansión de fondo muy similar al del modelo Λ -CDM para ser viables, deben ser estables a perturbaciones cosmológicas y evitar los denominados estados fantasma entre otros muchos requisitos (Hu et al., 2007; De Felice et al., 2010). Además, como se ha comentado anteriormente, para satisfacer las restricciones de las pruebas de gravedad local, cualquier modelo $f(R)$ exitoso debería exhibir un mecanismo de apantallamiento camaleónico, es decir, la teoría escalar-tensora equivalente debería ser una teoría de campo camaleónica.

Teorías de gravedad modificada en las que escalares ligeros con auto interacciones no triviales y acoplamientos no mínimos a la materia (teorías del camaleón y del simetrón) suprimen dinámicamente las desviaciones de la relatividad general en el sistema solar. En otras escalas, la naturaleza del entorno del apantallamiento significa que tales campos camaleónicos pueden ser relevantes. Se puede ver el mecanismo camaleónico en acción utilizando la equivalencia entre $f(R)$ y las teorías escalares-tensoriales (Chiba, 2003). Introduciendo el campo auxiliar φ , una acción clásicamente equivalente a:

$$\mathbf{S} = \frac{1}{16\pi\mathbf{G}} \int d^4x \sqrt{-\tilde{\mathbf{g}}} (\mathbf{R} + f(\varphi) + \frac{\mathbf{d}f}{\mathbf{d}\varphi} [\mathbf{R} - \varphi]) + \mathbf{S}_m[\tilde{\mathbf{g}}] \quad (5.3)$$

Donde se puede verificar que variando sobre φ para encontrar $\varphi = R$ en una cáscara, recobrando la acción introducida en la ecuación 5.1. Introduciendo la métrica de Einstein la acción se puede escribir en términos de una teoría escalar tensorial de la forma

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left(\frac{R}{16\pi G} - \frac{1}{2} \partial_u \phi \partial^u \phi - V(\phi) \right) + S_m \left[e^{\sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\phi}{M_{pl}}} \right] \quad (5.4)$$

donde se puede renormalizar como

$$\phi = -\sqrt{\frac{3}{2}} M_{pl} \ln(1 + f'(\phi)) \quad (5.5)$$

que se reconvierte en una teoría camaleón con $M_c = \sqrt{6} M_{pl}$

5.2.2. El modelo Hu & Sawicki

El modelo de Hu & Sawicki (Hu et al., 2007) es uno de los modelos de gravedad modificada más interesantes. Una de las razones es que el modelo ha demostrado ser compatible con las pruebas de gravedad local debido al efecto camaleón. Para este modelo, la función $f(R)$ propuesta puede expresarse de la siguiente manera,

$$f(R) = -m^2 \frac{c_1 \left(\frac{R}{m^2} \right)^n}{c_2 \left(\frac{R}{m^2} \right)^n + 1}, \quad (5.6)$$

donde c_1 , c_2 , n son constantes adimensionales. Elegimos $n = 1$. m se define como,

$$m^2 = \frac{1}{(8315 \text{ Mpc})^2} \frac{\Omega_m h^2}{0,13}, \quad (5.7)$$

Además, para curvaturas grandes respecto a m^2 tenemos que,

$$f(R) \simeq -\frac{c_1}{c_2} m^2 + \frac{c_1}{c_2^2} m^2 \left(\frac{m^2}{R} \right)^n \quad (5.8)$$

Cualquier modelo cosmológico exitoso debe describir la expansión acelerada actual del Universo. Para ello, debe cumplirse la siguiente condición cuando $R \gg m^2$,

$$f(R) \simeq -2\Lambda, \quad (5.9)$$

donde Λ es una constante cosmológica efectiva.

De este modo, las ecs. (5.8) y (5.9) dan como resultado la siguiente condición para los parámetros libres del modelo,

$$\frac{c_1 m^2}{2c_2} = \Lambda = 3 \frac{H_0^2}{c^2} (1 - \Omega_m), \quad (5.10)$$

donde Ω_m es el parámetro de densidad de masa total en el modelo cosmológico estándar Λ -CDM. Así, fijando el valor de fondo del campo escalar, $f_{R0} = \frac{df}{dR}|_{R=R_0}$, donde R_0 es el valor actual del escalar de Ricci junto con las ecs. (5.10) y (5.7), se determinan todos los parámetros del modelo dado un valor fijo de n . Definimos F6 y F5 como $|f_{R0}| = 10^{-6,0}$ y $|f_{R0}| = 10^{-5,0}$, respectivamente.

En este tipo de teorías, la formación de la estructura se rige por las siguientes dos ecuaciones,

$$\begin{cases} \nabla^2 \Phi = \frac{16\pi G}{3} a^2 \delta\rho - \frac{a^2}{6} \delta R(f_R), \\ \nabla^2 f_R = -\frac{a^2}{3} [\delta R(f_R) + 8\pi G \delta\rho] \end{cases} \quad (5.11)$$

donde Φ denota el potencial gravitatorio, ρ la densidad de materia y $\delta f_R = f_R(\mathbf{R}) - f_R(\bar{\mathbf{R}})$, $\delta R = R - \bar{R}$, $\delta\rho = \rho - \bar{\rho}$ y las cantidades con la barra sobrepuesta toman los valores de fondo. Las dos ecuaciones de Poisson acopladas son más difíciles de resolver que las ecuaciones simples de Poisson en la RG, dado que estas últimas son lineales (es decir: $\nabla^2 \Phi = 4\pi G a^2 \delta\rho$).

5.2.3. La quinta fuerza

Como hemos descrito anteriormente, el modelo $f(R)$ Hu & Sawicki es capaz de eludir las estrictas restricciones de las pruebas de gravedad local y aún así dejar huellas detectables a grandes escalas, lo que lo convierte en un modelo excelente para explorar las desviaciones de la RG. Ahora, recordemos brevemente la formulación del modelo Hu & Sawicki en términos de una teoría escalar-tensorial. Para ello, primero definimos un campo camaleón ϕ como,

$$e^{-\frac{2\beta\phi}{M_{\text{pl}}}} = f_R + 1 \quad (5.12)$$

con $\beta = \sqrt{1/6}$ y M_{pl} es la masa de Planck. A continuación, aplicamos la transformación conforme

$$\bar{g}_{\mu\nu} = e^{-\frac{2\beta\phi}{M_{\text{pl}}}} g_{\mu\nu} \quad (5.13)$$

De este modo, la acción puede expresarse como,

$$S = \int d^4x \sqrt{-\bar{g}} \left[\frac{M_{\text{pl}}^2}{2} \bar{R} - \frac{1}{2} \bar{g}^{\mu\nu} \nabla_\nu \phi \nabla_\mu \phi - V(\phi) \right] + S_{\text{materia}} \left[e^{\frac{2\beta\phi}{M_{\text{pl}}}} \bar{g}_{\mu\nu}, \Psi_i \right], \quad (5.14)$$

donde,

$$V(\phi) = \frac{M_{\text{pl}}^2 [\mathbf{R}f_{\mathbf{R}} - f(\mathbf{R})]}{2(f_{\mathbf{R}} + 1)^2} \quad (5.15)$$

y $\bar{\mathbf{R}}$ es el escalar de Ricci correspondiente a la métrica $\bar{g}_{\mu\nu}$. En el límite newtoniano, las ecuaciones de campo para ϕ pueden escribirse como,

$$\nabla^2 \phi = \frac{\partial V}{\partial \phi} + \frac{\beta \rho}{M_{\text{pl}}} = \frac{dV_{\text{eff}}}{d\phi}. \quad (5.16)$$

Por simplicidad, restringimos nuestro análisis a un cuerpo esféricamente simétrico de radio \mathbf{R}_c . Si el objeto está al menos parcialmente apantallado, el potencial efectivo V_{eff} alcanzará su mínimo dentro del objeto en un radio denominado de “apantallamiento”, r_s . Entonces se cumple la siguiente condición:

$$\frac{\partial V}{\partial \phi} = -\frac{\beta \rho}{M_{\text{pl}}}. \quad (5.17)$$

De este modo, para $r < r_s$ tenemos que $\phi = \phi_c = \text{constante}$. Para radios lejanos a la esfera (es decir, $r \gg \mathbf{R}_c \geq r_s$) el campo ϕ_0 viene dado por el valor de fondo $f_{\mathbf{R}0}$ del grado de libertad escalar. En la región intermedia, se puede linealizar la ec. (5.16) alrededor del valor de fondo, $\delta\phi = \phi - \phi_0$,

$$\nabla^2 \delta\phi = \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \delta\phi + \frac{\beta \delta\rho}{M_{\text{pl}}} \quad (5.18)$$

Si integramos esta ecuación dos veces y volvemos a sustituir el potencial newtoniano por una sobredensidad esférica, $d\phi_N/dr = GM(<r)/r^2$, llegamos a una expresión de la quinta fuerza para $r > r_s$ (Davis et al., 2012).

$$F_{\text{MOG}} = \alpha \frac{GM(<r)}{r^2} \left[1 - \frac{M(r_s)}{M(<r)} \right], \quad (5.19)$$

donde $\alpha = 2\beta^2 = 1/3$ es la fuerza de acoplamiento de la teoría de gravedad $f(R)$. Podemos estimar el radio de apantallamiento r_s como viene dado por la ecuación integral (Sakstein, 2013),

$$\frac{\phi_0}{2\beta M_{\text{pl}}} = 4\pi G \int_{r_s}^R r \rho(r) dr. \quad (5.20)$$

5.2.4. Perfil Navarro-Frenk-White y radio de apantallamiento

Por último, suponemos que la densidad del halo viene dada por un perfil NFW (Navarro et al., 1997)

$$\rho(r) = \frac{\rho_c}{\left(\frac{r}{r_{\text{NFW}}}\right) \left(1 + \frac{r}{r_{\text{NFW}}}\right)^2} \quad (5.21)$$

donde $r = r_{\text{NFW}}$ describe es la escala en la que la pendiente del perfil es igual a 2 y ρ_c representa una densidad característica en el radio $r = r_{\text{NFW}}$. Definimos la masa virial M_{200} , como la masa dentro del radio virial, r_{200} , identificado como el radio que encierra una densidad igual a ~ 200 veces la densidad crítica. Teniendo en cuenta que:

$$\frac{\phi_0}{2\beta M_{\text{pl}}} = -\frac{3}{2} \ln(f_{R0} + 1) \quad (5.22)$$

que cuando insertamos este perfil en la integral de la ec. (5.20) se obtiene la siguiente ecuación,

$$-\frac{3}{2} \ln(f_{R0} + 1) = \frac{\phi_0}{2\beta M_{\text{pl}}} = \frac{4\pi G \rho_c}{r_{\text{NFW}}} \int_{r_s}^{r_{200}} \frac{dr}{\left(1 + \frac{r}{r_{\text{NFW}}}\right)^2}. \quad (5.23)$$

Esta integral da como resultado una expresión para el radio de apantallamiento r_s^{NFW} ,

$$r_s^{\text{NFW}} = \frac{r_{\text{NFW}}}{\frac{1}{1+r_{200}/r_{\text{NFW}}} - \frac{3\ln(f_{R0}+1)}{8\pi G \rho_c r_{\text{NFW}}^2}} - r_{\text{NFW}}. \quad (5.24)$$

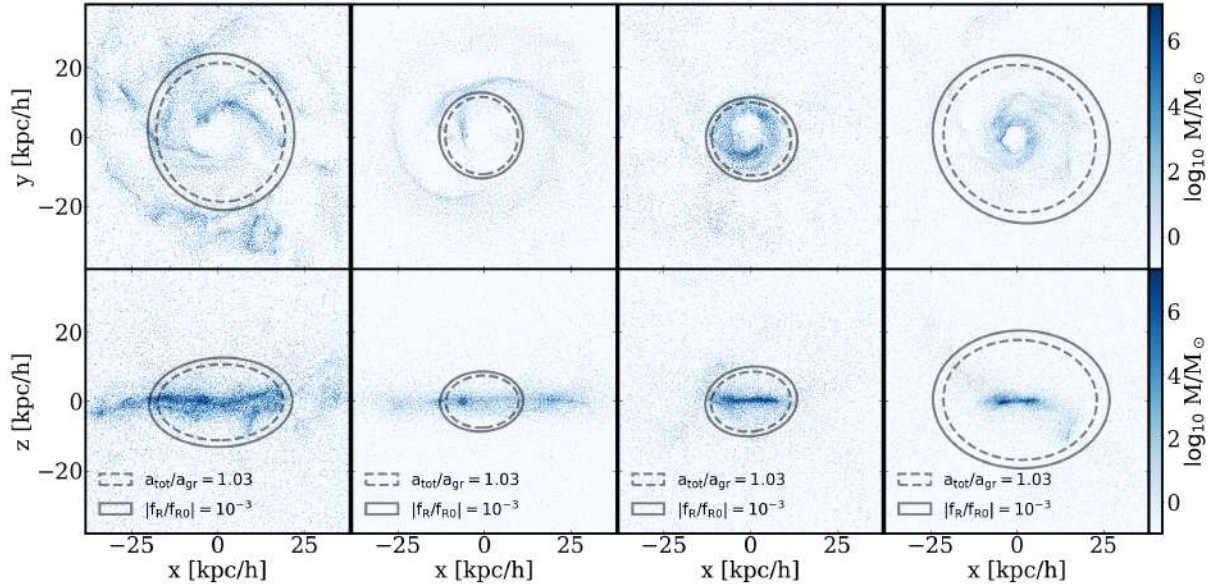


Figura 5.1: Mapas de las galaxias de frente (arriba) y de canto (abajo) para cuatro de los halos elegidos parcialmente apantallados (PSH). Los contornos (líneas continuas y de trazos) muestran la ubicación de la superficie de apantallamiento para dos criterios diferentes: $|f_R/f_{R0}| = 10^{-2}$ y $a_{\text{tot}}/a_{\text{GR}} = 1,03$. Optamos por superponer la figura sobre mapas de la densidad proyectada del gas, con un código de colores en términos de M_{\odot} .

Definimos los halos cuyos valores de radio de apantallamiento son $0 < r_s < r_{200}$, como halos parcialmente apantallados (a partir de ahora, *PSH* por sus siglas en ingles). Si el halo no tiene región de apantallamiento, lo denominamos halo completamente no apantallado.

5.2.5. Motivación

Hasta muy recientemente, realizar estudios numéricos que puedan incluir la física bariónica en la cosmología MOG no era posible debido a la ausencia de un código numérico eficiente que pudiera resolver simultáneamente las ecuaciones de Poisson modificadas (ecs. (5.11)) y las ecuaciones bariónicas hidrodinámicas.

En el caso de la cosmología $f(R)$, se hicieron muchos intentos para restringir observacionalmente la fuerza del campo escalar (e.g Vikram et al., 2018b; Desmond et al., 2020) basándose en la dinámica de bariones. Gracias a la introducción de eficientes códigos numéricos cosmológicos hidrodinámicos en un marco de cosmología $f(R)$ (SHIBONE, Arnold et al. (2019a)), ahora es posible estudiar los efectos de la formación de galaxias, la morfología de las galaxias y las relaciones escalares.

Un efecto interesante de los *PSH*, que constituye el foco de nuestro estudio, es que la morfología de la región apantallada parece depender de la densidad del disco estelar bariónico y de la modificación resultante de los pozos de potencial gravitatorio en las regiones internas del halo. Una descripción cualitativa de este fenómeno ha sido reportada por primera vez por Naik et al. (2018). Si tenemos en cuenta este efecto, debe tomarse como una aproximación de primer orden la parametrización más usual en la literatura de las regiones apantalladas. Esta parametrización asume una forma esférica de la región apantallada, y por lo tanto un radio de apantallamiento característico.

En primer lugar, estudiamos el código DMO, ECOSMOG (Li et al., 2012a) para luego incorporarle a sus ecuaciones dinámicas las ecuaciones hidrodinámicas. De esta forma, podremos llegar a un primer análisis de los efectos al incorporar bariones a las simulaciones $f(R)$.

En segundo lugar, analizando la simulación SHIBONE (Arnold et al., 2019a) exploramos con mayor profundidad los efectos hidrodinámicos sobre la gravedad modificada. Nuestro objetivo es estudiar cómo las galaxias de disco pueden remodelar esta región y cómo parametrizarla (véase la Fig. 5.1). La extensión de las regiones apantalladas depende del criterio elegido (en este capítulo tomaremos $|f_R/f_{R0}| = 10^{-2}$ y $a_{TOT}/a_{GR} = 1,03$). La morfología de las regiones de apantallamiento cambia en función de la densidad del gas y, en particular, con la forma del marco del disco estelar. Vista la galaxia de canto, la región apantallada tiene forma elíptica, mientras que en un marco de frente, las galaxias muestran formas más esféricas de sus regiones de apantallamiento.

La motivación de este capítulo es encontrar posibles huellas de los efectos MOG en galaxias en regiones poco densas, donde la quinta fuerza está presente. Esto puede ser posible con la comparación entre cajas de simulaciones con las mismas condiciones iniciales pero con diferentes cosmologías. Reconocemos el hecho de que los efectos astrofísicos son relevantes cuando queremos comparar la formación de galaxias y la influencia de la cosmología. Las diferentes historias de formación afectan a los halos resultantes, lo que hace imposible hacer una comparación halo a halo entre diferentes cosmologías. Por esta razón, nos inclinamos por un enfoque estadístico en busca de tendencias generales.

5.3. Ecuaciones hidrodinámicas en códigos de gravedad modificada

Hasta la llegada reciente de códigos que resuelven de manera conjunta las ecuaciones de Poisson (ec. 5.11) y ecuaciones hidrodinámicas (ver por ejemplo Arnold et al., 2019a), no existían códigos disponibles que logren incorporar la física bariones en los estudios numéricos de gravedades alternativas (ver por ejemplo las referencias en Llinares, 2018, para un review de códigos numéricos DMO en MOG). Por la propia naturaleza no lineal de las ecuaciones de la teoría de gravedad $f(\mathbf{R})$, las simulaciones actuales de MOG pueden tardar entre $O(2)$ y $O(10)$ veces más que las simulaciones Λ -CDM con las mismas especificaciones (ver por ejemplo Li et al., 2012b; Arnold et al., 2019b). Los test cosmológicos como los propuestos por Vikram et al. (2018a,b) para ser reproducidos por simulaciones numéricas, necesitan la inclusión de la física bariónica. Por este motivo, y como una primera aproximación a códigos con gravedades $f(\mathbf{R})$, analizamos los efectos en el espectro de potencias de una simulación corrida con el código ECOSMOG (Li et al., 2012a) en comparación con el espectro de potencias cuando a este mismo código se le incluyen bariones.

Para este estudio comparativo fueron corridas tres simulaciones. Una simulación DMO $f(\mathbf{R})$, una simulación DMO Λ -CDM y una simulación Hydro $f(\mathbf{R})$.

5.3.1. Simulaciones ECOSMOG

ECOSMOG es un código del tipo DMO que resuelve de manera eficiente las ec. 5.11 para la teoría de gravedad $f(\mathbf{R})$, además de una amplia clase de modelos de gravedad modificada y energía oscura. ECOSMOG está basado en el código RAMSES (Teyssier, 2002). Está eficientemente paralelizado, soporta refinamientos adaptativos y resuelve las ecuaciones mediante el método multigrilla. La teoría de gravedad $f(\mathbf{R})$ es uno de los modelos más difíciles de simular debido a la alta no linealidad de sus ecuaciones. ECOSMOG funciona muy bien para este modelo y además se ha implementado para ecuaciones de otros modelos como el DGP. Estudiamos el modelo $f(\mathbf{R})$ de Hu & Sawicki que reproduce exactamente la historia de expansión de Λ -CDM (He et al., 2013).

La simulación fue corrida en una caja de $L_{\text{box}} = 64 \text{Mpc} h^{-1}$, conteniendo $N = 256^3$ partículas. La cosmología de fondo concuerda con la estimada en Planck Collaboration et al. (2014) con datos del Fondo Cósmico de Radiación en un Universo Λ -CDM con parámetros $\Omega_b = 0,049$, $\Omega_c = 0,267$, $\Omega_\Lambda = 0,684$, $h = 0,671$, $n_s = 0,049$ y $\sigma_8 = 0,834$. Las condiciones iniciales fueron generadas con el código MUSIC (Hahn et al., 2011). Para el modelo $f(R)$ se eligieron los valores de campo de fondo de $f_{R0} = -10^{-6}$, donde f_{R0} es el valor presente de df/dR .

5.3.2. Hydro ECOSMOG y efectos en $P(k)$

Para incluir la física barónica utilizaremos el mismo método de solución (*solver*) implementado en el código RAMSES (Teyssier, 2002). Este *solver* resuelve las ecuaciones de Euler en su forma conservativa

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) &= 0 \\ \frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \times \mathbf{u}) + \nabla p &= -\rho \nabla \phi \\ \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}(E + p/\rho)) + \nabla p &= -\rho \mathbf{u} \nabla \phi \end{aligned} \quad (5.25)$$

Nótese que la gravedad está incluida en el sistema de ecuaciones y necesita ser modificada si queremos implementar un código MOG con bariones. El código también implementa otra física bariónica de subgrilla donde se incluyen efectos como el enfriamiento, la metalicidad, la formación estelar, la retroalimentación por SN, entre otros efectos físicos.

El primer paso de esta modificación consistió en cambiar los valores del campo escalar gravitatorio en las rutinas hidrodinámicas por el campo escalar total, es decir el de RG más el generado por la quinta fuerza, en caso que esta no fuese apantallada.

Procedimos a modificar cada una de las rutinas en el paquete hidrodinámico de RAMSES para posteriormente realizar tests en el espectro de potencias, $P(k)$. Para la inclusión de ecuaciones hidrodinámicas no reajustamos el modelo para discriminar entre estrellas y gas. Sin embargo Arnold et al. (2019b) ha confirmado que el efecto de $f(R)$ sobre estos

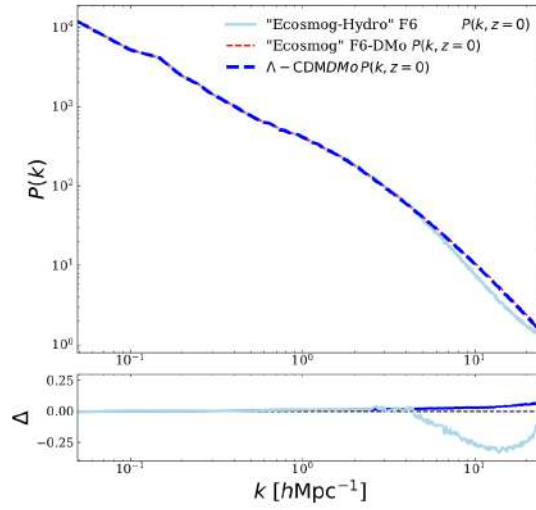


Figura 5.2: El espectro de potencias y la diferencia relativa para las simulaciones F6-DMo, F6-Hydro y Λ -CDM.

observables es menor que las incertidumbres sobre los observables actuales en caso de incluir una discriminación en que la quinta fuerza interactúa con las distintas componentes bariónicas. En el caso de las simulaciones Λ -CDM, tanto Hydro como DMo, fueron corridas con el código original RAMSES (Teyssier, 2002)

A continuación en la Fig. 5.2 mostramos los resultados obtenidos para los espectros de potencias de las tres cajas simuladas. Como se puede ver en el gráfico, la retroalimentación bariónica suprime la potencia a escalas $k \gtrsim 2h\text{Mpc}^{-1}$, llegando a valores de $P(k)$ un ~ 20 por ciento menores con respecto a su contraparte DMo. Estos resultados están en excelente concordancia con trabajos previos que emplean el mismo modelo hidrodinámico (Springel et al., 2017) y con los resultados de la simulación SHIBONE (Arnold et al., 2019b). Las diferencias por la inclusión de bariones sobre el espectro de potencia pasa a ser despreciable para $k \lesssim 2h\text{Mpc}^{-1}$.

5.4. Efectos de las zonas de apantallamiento

Para obtener precisas predicciones teóricas se requiere resolver las ecuaciones no lineales completas en las simulaciones. Por lo tanto, los métodos para explorar el régimen no lineal en la teoría de gravedad $f(\mathbf{R})$ son de gran importancia teórica. En particular, las escalas no lineales son críticas para la medición de lentes débiles y se prestan a comparaciones observacionales detalladas. Cuantificar el efecto camaleón en detalle permite discriminar entre los distintos modelos $f(\mathbf{R})$. Hasta la fecha no ha sido sencillo explorar las consecuencias físicas de esta teoría, debido a la dificultad para resolver el campo escalar acoplado y las ecuaciones de Poisson modificadas. En los últimos años, se han realizado varios esfuerzos para modificar los códigos de DMO e hidrodinámicos existentes para tener en cuenta diferentes modelos de gravedad modificada. En particular, la teoría de gravedad $f(\mathbf{R})$ se encuentra entre las teorías alternativas más prometedoras (véase Llinares (2018) para una revisión de las técnicas de simulación de la gravedad modificada).

5.4.1. Simulaciones numéricas

Simulaciones SHIBONE

Los efectos bariónicos en diferentes cosmologías constituyen un punto crítico ya que los resultados teóricos pueden contrastarse con las observaciones. Un código que pueda resolver las ecuaciones no lineales del modelo $f(\mathbf{R})$ pero que además incluya la física bariónica es fundamental para este tipo de estudios. Los resultados presentados en este capítulo se han obtenido analizando la simulación SHIBONE de Arnold et al. (2019b). Este conjunto de simulaciones incluye simulaciones hidrodinámicas empleando el modelo Illustris-TNG con gravedad de $f(\mathbf{R})$ Hu & Sawicki.

La simulación fue corrida con AREPO (Springel, 2010), y emplea un método nuevo y optimizado para resolver las ecuaciones de la teoría de gravedad $f(\mathbf{R})$, que contiene ecuaciones no lineales en el límite cuasi-estático, combinado con el modelo de formación de galaxias de Illustris-TNG (Pillepich et al., 2017; Springel et al., 2018; Genel et al., 2018; Marinacci et al., 2018; Nelson et al., 2018), descrito en el capítulo anterior.

Simulación	Hydro Model	Cosmologies	N_{DM}	N_{gas}	$m_{DM}[h^{-1}M_{\odot}]$	$\bar{m}_{gas}[h^{-1}M_{\odot}]$
Full-physics, 62 Mpc box	TNG-model	Λ CDM, F6, F5	512^3	$\approx 512^3$	$1,3 \times 10^8$	$\approx 3,1 \times 10^7$
Full-physics, 25 Mpc box	TNG-model	ΛCDM, F6, F5	512^3	$\approx 512^3$	$8,4 \times 10^6$	$\approx 2,2 \times 10^6$
Non-rad, 62 Mpc box	Non-radiative	Λ CDM, F6, F5	512^3	$\approx 512^3$	$1,3 \times 10^8$	$\approx 3,6 \times 10^7$
DM-only, 62 Mpc box	-	Λ CDM, F6, F4	512^3	-	$1,5 \times 10^8$	-

Tabla 5.1: Una visión general del conjunto de simulaciones SHIBONE. En este capítulo analizaremos el conjunto de cajas Full-physics 25 Mpc (letras en negrita).

Las simulaciones SHIBONE consisten en 13 corridas realizadas utilizando para ello diferentes cosmologías y dos tipos de resoluciones. Todas las simulaciones contienen inicialmente 512^3 partículas de MO (véase la Tabla 5.1) y el mismo número de celdas de gas. Para nuestro estudio, utilizamos la caja de 25 Mpc, porque tiene mejor resolución de masa. Las simulaciones comienzan en el desplazamiento al rojo $z = 127$, con una resolución de $0,5 \text{ kpc } h^{-1}$. Todas las simulaciones utilizan los parámetros cosmológicos de Planck Collaboration et al. (2016): $\sigma_8 = 0,8159$, $\Omega_B = 0,0486$, $\Omega_{\Lambda} = 0,6911$, $h = 0,6774$ y $n_s = 0,9667$.

5.5. Selección de galaxias

5.5.1. Voids en $f(R)$

Por definición, los *voids* son regiones poco densas de la red cósmica. En estas regiones, debido a la baja densidad, las modificaciones potenciales de la gravedad deberían quedar sin apantallar y dar lugar a diferencias observacionales respecto a la RG.

Estas regiones poco densas proporcionan una poderosa herramienta para investigar la expansión acelerada del Universo en un entorno adecuado (Li et al., 2012b; Cai et al., 2015; Paillas et al., 2019; Wilson et al., 2020; Contarini et al., 2021). Los interiores *voids* presentan un $\delta\rho$ negativo que empuja el campo δf_R a valores negativos, desactivando así el mecanismo de apantallamiento y potenciando las modificaciones de la gravedad.

Los relevamientos de galaxias y del CMB han demostrado cómo los datos observacionales de los *voids* pueden proporcionar restricciones cosmológicas. Los perfiles de densidad de los *voids*, sus perfiles de lentes gravitatorias y las distorsiones de los espacios de corrimiento al rojo, son ejemplos de observaciones que proporcionarán nuevas oportunidades para seguir sondeando la gravedad a gran escala (Li, 2011; Clampitt et al., 2013; Cai et al., 2015; Paillas et al., 2019).

5.5.2. Selección de los halos

Nuestro objetivo es investigar los efectos de la física bariónica en los halos no apantallados y parcialmente apantallados (*PSH*), donde el principio de equivalencia ya no es válido (véase por ejemplo la revisión de Sakstein, 2020).

Para seleccionar nuestro catálogo de halos, ejecutamos un buscador de *voids* para todo el catálogo. Aplicamos el buscador de *voids* esféricos 3D (SVF; Paillas et al., 2019) que encuentra *voids* esféricos para un radio dado y, a continuación, los clasifica en número de vecinos crecientes. El resultado es un catálogo de los halos en la región más subdensa de la caja de simulación. Para cada halo obtenemos el número correspondiente de vecinos en una esfera de 1 Mpc de radio.

El SVF se implementó para tener siempre un halo en el centro de cada *void*. Los pasos para construir el catálogo clasificado de halos fueron:

- Recoger el número total de halos vecinos para cada galaxia.
- Comprobar el volumen local de células de Voronoi para limitar nuestro catálogo SVF a las regiones más subdensas de la caja simulada.
- Tomar los halos con menos vecinos en las regiones más subdensas, con una masa de corte igual a $M_{\text{star}} = 10^9 M_{\odot}$ (Ver Fig. 6.7).

5.5.3. Reconstrucción del campo gravitatorio de los halos seleccionados

Para los halos resultantes, mapeamos el potencial newtoniano sobre el catálogo de galaxias, según las relaciones Cabré et al. (2012),

$$3\Phi_{\text{int}}/2c^2 = \frac{3GM_{200}}{2r_{200}c^2} \quad (5.26)$$

$$3\Phi_{\text{ext}}/2c^2 = \sum_{d_i < \lambda_c + r_i} \frac{3GM_{i,200}}{2d_i c^2}$$

En estas ecuaciones, el potencial newtoniano interno (Φ_{int}) se evaluó utilizando la masa de la galaxia y con los potenciales newtonianos externos (Φ_{ext}) se evaluaron utilizando objetos vecinos, donde d_i es la distancia a la galaxia vecina con su correspondiente masa virial, $M_{i,200}$ y radio virial, $r_{i,200}$. Por último, λ_c es la longitud de onda Compton dada por,

$$\lambda_c = 32\sqrt{|f_{R0}|/10^{-4}\text{Mpc}}. \quad (5.27)$$

Las relaciones de Cabré et al. (2012) se construyeron para comparar los valores de los campos newtonianos con los del campo escalar de fondo, f_{R0} . Con esta comparación presente, podemos estimar si las galaxias están autoapantalladas ($3\Phi_{\text{int}}/2c^2 > |f_{R0}|$) o no lo están ($3\Phi_{\text{int}}/2c^2 < |f_{R0}|$). Las mismas condiciones pueden estimarse con el campo gravitatorio externo, Φ_{ext} , y la condición de tener un régimen de apantallamiento del entorno.

Los halos de nuestra selección no están completamente autoapantallados, ni están apantallados por su entorno. De hecho, para la mayoría de los halos, tanto las contribuciones internas como externas al potencial gravitatorio satisfacen las condiciones de Cabré et al. (2012) para halos no apantallados, es decir $3\Phi_{\text{int}}/2c^2 < |f_{R0}|$ y $3\Phi_{\text{ext}}/2c^2 < |f_{R0}|$, como podemos ver en la Fig. 5.3.

Este criterio general hace que los halos seleccionados sean adecuados para estudiar los efectos bariónicos en modelos MOG. Según las ecs. (5.26), nuestros halos están, como mucho, sólo parcialmente apantallados.

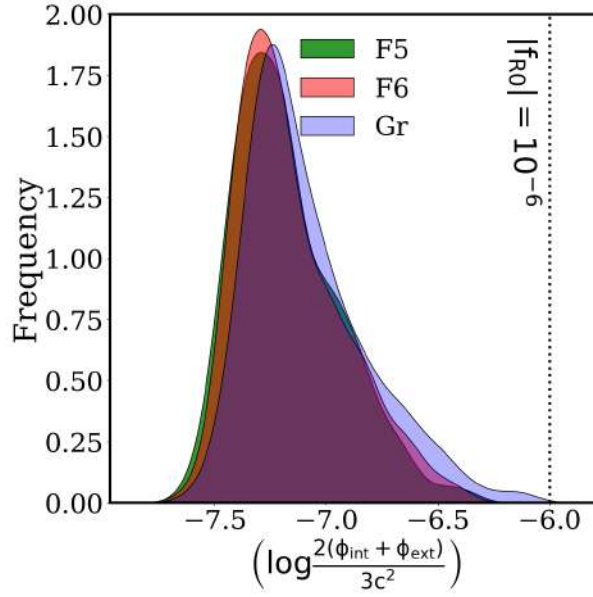


Figura 5.3: La distribución normalizada del potencial gravitatorio total ($\Phi_{int} + \Phi_{ext}$) en los halos para las tres cosmologías elegidas (F6, F5 y GR). La línea vertical punteada marca el valor $|f_{R0}| = 10^{-6}$. Para casi todos los halos de nuestros catálogos, se cumple el criterio de Cabré et al. (2012) para halos no apantallados, es decir $3(\Phi_{int} + \Phi_{ext})/2c^2 < |f_{R0}|$.

5.6. Resultados

5.6.1. Propiedades de las galaxias y relaciones de escala

Propiedades de la densidad del halo

Dividimos cada catálogo de halos en intervalos de masa total (gas, estrellas y MO) dentro del radio de media masa, $M_{tot}[\lt r_{hm}]$ ¹. Dado que M_{tot} también incluye la contribución de las partículas de MO, estas cantidades pueden utilizarse como caracterización de la concentración de masa total en el interior de las galaxias.

Para minimizar errores numéricos, sólo seleccionamos objetos resueltos con más de 1000 de partículas bariónicas dentro del radio de media masa (véase la resolución de masa en la Tabla 5.1). Nuestro objetivo es inspeccionar y analizar la relación entre las aceleraciones total y newtoniana (a_{TOT}/a_{GR}) para cada halo, que mostramos en la Fig. 5.4. Esta llamada “relación de aceleración” fue estudiada en el pasado por Arnold et al. (2016) como un buen indicador del radio de apantallamiento, más allá del cual los efectos de la quinta fuerza

1. El radio de media masa, r_{hm} , se define como el radio que encierra el 50 por ciento de la masa bariónica (partículas de gas y estrellas)

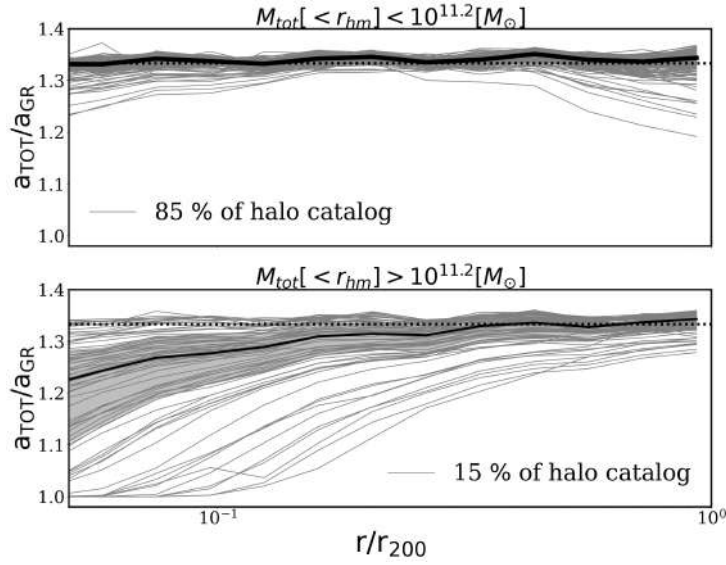


Figura 5.4: La relación de aceleración para cada halo, $a_{\text{TOT}}/a_{\text{GR}}$, en función del radio, r/r_{200} , para el modelo F6 en dos intervalos de $M_{\text{tot}}[<r_{\text{hm}}]$ (véanse los títulos de los dos subpaneles). La proporción de los halos individuales se representa con líneas grises. La línea sólida negra es la mediana de la proporción de todos los halos y las áreas sombreadas encierran los cuartiles 25th y 75th. Para los halos más masivos ($M_{\text{tot}}[<r_{\text{hm}}] > 10^{11.2}M_{\odot}$; panel inferior), sólo sus partes interiores tienen regiones apantalladas. Los halos con una región apantallada y otra no apantallada son lo que definimos como halos parcialmente apantallados (PSH). Esto supone aproximadamente el $\sim 15\%$ de todo el catálogo de halos. En el caso de la simulación F5, todos los halos están completamente no apantallados.

comienzan a ser relevantes, es decir, $a_{\text{TOT}}/a_{\text{GR}}$ se vuelve significativamente mayor que la unidad. El módulo de aceleración se calculó como $(\bar{a}_x^2 + \bar{a}_y^2 + \bar{a}_z^2)^{1/2}$, para aceleraciones RG. En el caso de la aceleración MOG, se tuvo en cuenta la contribución de la quinta fuerza.

En el catálogo F5, toda la selección del halo está completamente sin apantallar, como se espera de un modelo con un gran campo camaleón de fondo. En el caso de F6, la masa total dentro del radio de media masa parece ser un buen indicador de los halos totalmente no seleccionados ($M_{\text{tot}}[<r_{\text{hm}}] < 10^{11.2}M_{\odot}$) o *PSH* ($M_{\text{tot}}[<r_{\text{hm}}] > 10^{11.2}M_{\odot}$). En el catálogo F6, los *PSH* constituyen aproximadamente el $\sim 15\%$ de todos los halos.

Morfología de las galaxias

Realizamos una evaluación más cuantitativa de la demografía de la población de galaxias seleccionada, como se muestra en la Fig. 5.5 para la morfología de las galaxias (véanse también las Fig. 6.7 y 6.8 del Apéndice, para las relaciones de escala generales de las tres cosmologías analizadas).

Para caracterizar la morfología de las galaxias, utilizamos la relación entre la fracción de masa del disco y la masa estelar total, D/T . Este criterio fue aplicado previamente por Tissera et al. (2012), Pedrosa et al. (2015) y Cataldi et al. (2020), entre otros. Se estimó utilizando el parámetro de circularidad ϵ de las partículas estelares definido como $\epsilon = J_z/J_{z,\max}(E)$, es decir, la relación entre el momento angular J_z y el momento angular máximo sobre todas las partículas a una energía de enlace E dada, (es decir, $J_{z,\max}(E)$). Una estrella en una órbita circular en el plano del disco debería tener $\epsilon \simeq 1$. La componente del disco está asociada a aquellas partículas con $\epsilon > 0,5$ y el resto de partículas están asociadas a la componente esferoidal. La fracción D/T es la fracción de masa en la componente de disco.

Para los componentes esferoidales centrales (es decir, dominados por la dispersión) definimos la fracción bulbo-total como $B/T = 1 - D/T$.

La distribución de la morfología de las galaxias muestra una dependencia con los intervalos de masa y con las cosmologías (véase la Fig. 5.5). Hay una tendencia general a que el catálogo RG tenga más galaxias dominadas por discos, seguido de F5 y F6, donde las galaxias elípticas son mayoría.

Los halos de F6 cambian significativamente en los dos intervalos de masas. Para las galaxias con mayor masa dentro del radio de media masa bariónica (mayor $M_{\text{tot}}[< r_{\text{hm}}]$), las galaxias tienen mayor fracción D/T . Arnold et al. (2019b) ha reportado que en SHIBO-NE las galaxias pueden formarse a pesar de los regímenes de apantallamiento parciales (*PSH*). Es más, hay más discos bien definidos en F6 en comparación con RG (y muchos menos en F5). Siguiendo la misma tendencia, encontramos que los halos MOG aumentan su fracción D/T en el bin más masivo, para nuestro catálogo de halos más pequeños.

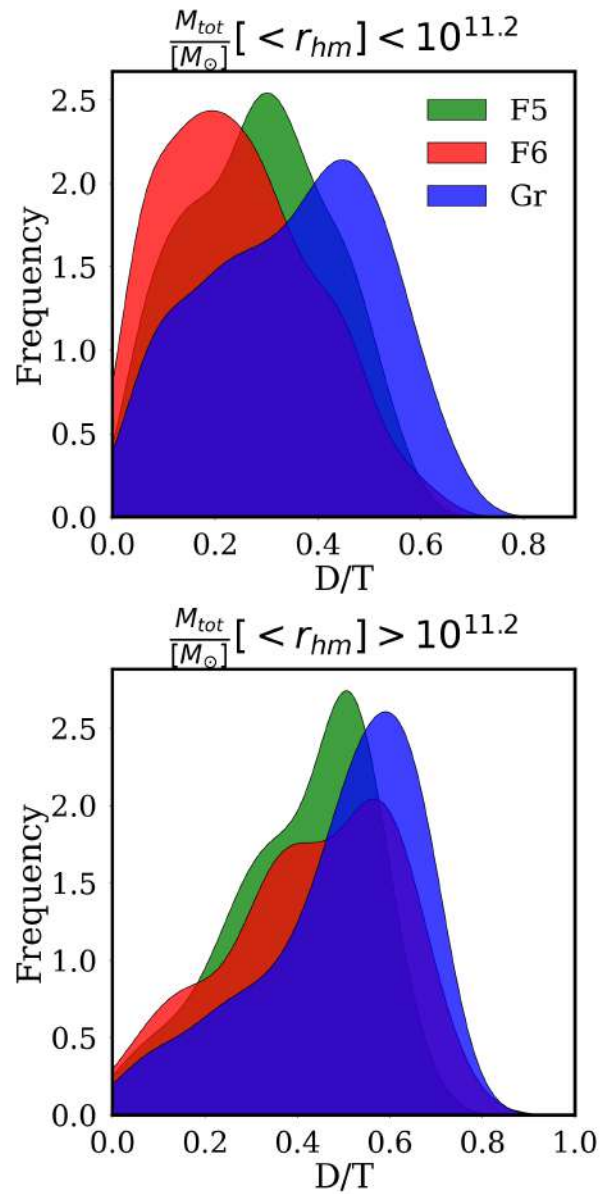


Figura 5.5: Comparación de la morfología de las galaxias entre F6 (rojo), F5 (verde) y RG (GR en los paneles, de color azul). Cada panel muestra un intervalo de masas determinado, como se indica en la leyenda. RG contiene mayores fracciones de discos (mayor D/T) y mayor frecuencia de para B/T más pequeñas, seguida de F5 y F6, con D/T más bajas.

5.6.2. Masa efectiva

La masa dinámica de un halo es la masa “sentida” por las partículas de prueba. Puede medirse utilizando la relación entre la energía potencial gravitatoria y la energía cinética de todas las partes constituyentes. En el caso de las simulaciones, puede calcularse a partir del campo de densidad creado por las partículas de MO. Más explícitamente, el campo de densidad efectivo, $\delta\rho_{\text{eff}}$, puede definirse utilizando la ec. (5.11) de la siguiente forma (He et al., 2015):

$$\nabla^2\Phi = 4\pi G\delta\rho_{\text{eff}}, \quad \delta\rho_{\text{eff}} \equiv \left(\frac{4}{3} - \frac{\delta R}{24\pi G\delta\rho}\right)\delta\rho. \quad (5.28)$$

La relación de $\delta\rho_{\text{eff}}$ y $\delta\rho$ puede calcularse para toda la caja simulada. Esta relación se multiplica por la masa de todas las partículas que residen en cada celda para calcular una “masa efectiva” de estas partículas. La masa efectiva total para todas las partículas de un halo da la masa efectiva, \mathbf{M}_{eff} .

La masa del halo *true* (real), \mathbf{M}_{true} , no es necesariamente la misma que la \mathbf{M}_{eff} . Se define dentro del mismo radio alrededor del mismo centro del halo, pero utilizando la masa verdadera de las partículas. He et al. (2015) sugirió que es preferible utilizar la masa efectiva con el fin de analizar las propiedades dinámicas de los halos en los modelos $f(R)$. Se puede utilizar \mathbf{M}_{eff} como sustituto de la masa dinámica \mathbf{M}_{dyn} ; tanto la masa efectiva como la masa dinámica varían entre \mathbf{M}_{true} y $\frac{4}{3}\mathbf{M}_{\text{true}}$: cuando no hay apantallamiento camaleónico del campo escalar, la relación es $\mathbf{M}_{\text{dyn}} = \frac{4}{3}\mathbf{M}_{\text{true}}$, mientras que cuando el halo está fuertemente apantallado, la masa dinámica se reduce al valor verdadero en RG ($\mathbf{M}_{\text{dyn}} \simeq \mathbf{M}_{\text{true}}$).

Los efectos de apantallamiento camaleónico proceden también de la materia que rodea al halo, lo que se conoce comúnmente como apantallamiento debido al entorno. Debido a las condiciones impuestas para la selección de la muestra en este estudio, no tenemos efectos del entorno para los *PSH*.

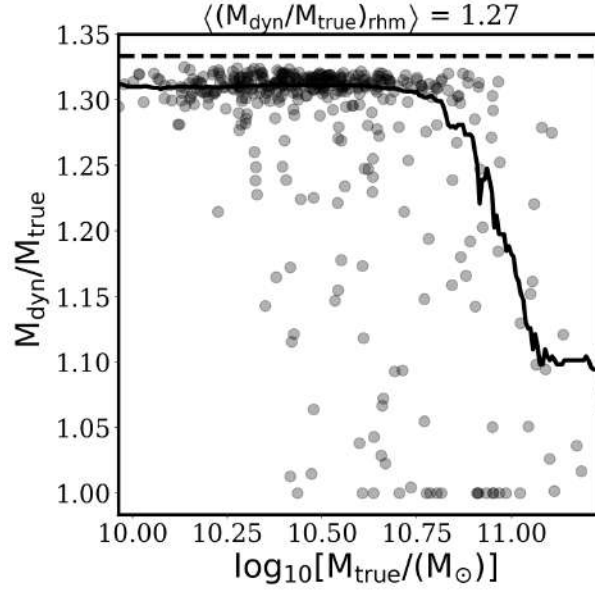


Figura 5.6: La relación entre masas dinámicas y verdaderas, $M_{\text{dyn}}/M_{\text{true}}$, en función de M_{true} para el catálogo de halos F6 seleccionados en base a la masa total dentro del radio de media masa, r_{hm} . Cada símbolo representa un halo individual, y la línea continua representa el valor medio. El título del gráfico muestra el valor medio de la relación de masas dentro del r_{hm} .

En la Fig. 5.6 trazamos la relación de masas, $M_{\text{dyn}}/M_{\text{true}}$, en función de la masa verdadera, M_{true} , para los halos F6. Cada punto corresponde a un halo individual, donde la mayoría se encuentra a lo largo de la línea horizontal cerca de $4/3$. Para los halos más masivos, $M_{\text{true}} \approx M_{\text{dyn}}$, lo que corresponde a un apantallamiento camaleónico lo suficientemente fuerte como para suprimir la quinta fuerza.

La leyenda de la Fig. 5.6 indica los valores medios de la relación de masas, lo que muestra que hasta el radio de media masa, sólo una pequeña fracción de los halos F6 está apantallada, a pesar de que nos centramos en las regiones interiores del halo donde se espera que el efecto de apantallamiento sea más fuerte. Este valor medio disminuye cuando analizamos la masa dentro de un radio más pequeño (por ejemplo, 5% del radio virial: $0,05 \times r_{200}$), como era de esperar. Mitchell et al. (2018) ha propuesto un “modelo de juguete” que sigue una función ‘tanh’ con dos parámetros libres para ajustar esta relación entre masas.

5.6.3. Curvas rotacionales

Para describir las diferentes formas en que calculamos las velocidades bariónicas, ilustramos los perfiles de velocidad para dos *PSH* en la Fig. 5.7. Calculamos la velocidad tangencial binaria de la componente del disco estelar. Para ello elegimos un sistema de coordenadas perpendicular al momento angular total de la galaxia.

Considerando sólo los halos con radio de apantallamiento inferior a r_{opt} (la mayoría de los *PSH*), calculamos la velocidad tangencial media de las partículas de gas, $\langle \mathbf{V}_{\phi, \text{gas}} \rangle$ en intervalos radiales igualmente espaciados. Para sistemas en equilibrio rotacional dentro de tales pozos de potencial, debemos esperar que $\langle \mathbf{V}_{\phi} \rangle \sim \mathbf{V}_{\text{rot}}$. Encontrar una desviación de esta igualdad podría ser indicativo de una perturbación en el momento angular por la acción de una fuerza adicional.

Para visualizar mejor las velocidades tangenciales en comparación con \mathbf{V}_{rot} , analizamos dos halos de manera individual para la simulación F6. En cada gráfico hemos indicado el radio de apantallamiento numérico para las relaciones de aceleración r_s^{NUM} y el radio de apantallamiento teórico calculado utilizando un perfil de densidad NFW, r_s^{NFW} (véase la ec. 5.24), en líneas de trazos verticales grises. Como puede observarse en el panel inferior izquierdo de la Fig. 5.7, la relación entre las aceleraciones $a_{\text{TOT}}/a_{\text{GR}}$ aumenta de 1 a 4/3 para un rango de radios determinados, en los cuales se puede definir un radio numérico de apantallamiento. En este trabajo definimos r_s^{NUM} , como el radio correspondiente a una relación de aceleraciones $a_{\text{TOT}}/a_{\text{GR}} = 1,03$.

Ambos radios de apantallamiento difieren debido a los distintos métodos utilizados para calcularlos. En el caso de *PSH* (panel izquierdo) el objeto es lo suficientemente masivo como para afectar a la relación $a_{\text{TOT}}/a_{\text{GR}}$ en los radios interiores. En este caso, la quinta fuerza disminuye rápidamente y se produce el apantallamiento camaleónico ($a_{\text{TOT}} \sim a_{\text{GR}}$).

Analizamos las desviaciones entre los distintos métodos de cálculo de las velocidades de rotación, $V_{\text{acc}} = \sqrt{a_{\text{TOT}} \cdot r}$ y $V_{\text{Minc}} = \sqrt{\text{GM}(< r)/r}$, de la velocidad tangencial del disco $\langle \mathbf{V}_{\phi, \text{gas}} \rangle$ y $\langle \mathbf{V}_{\phi, \text{star}} \rangle$ (calculado usando partículas estelares del disco estelar).

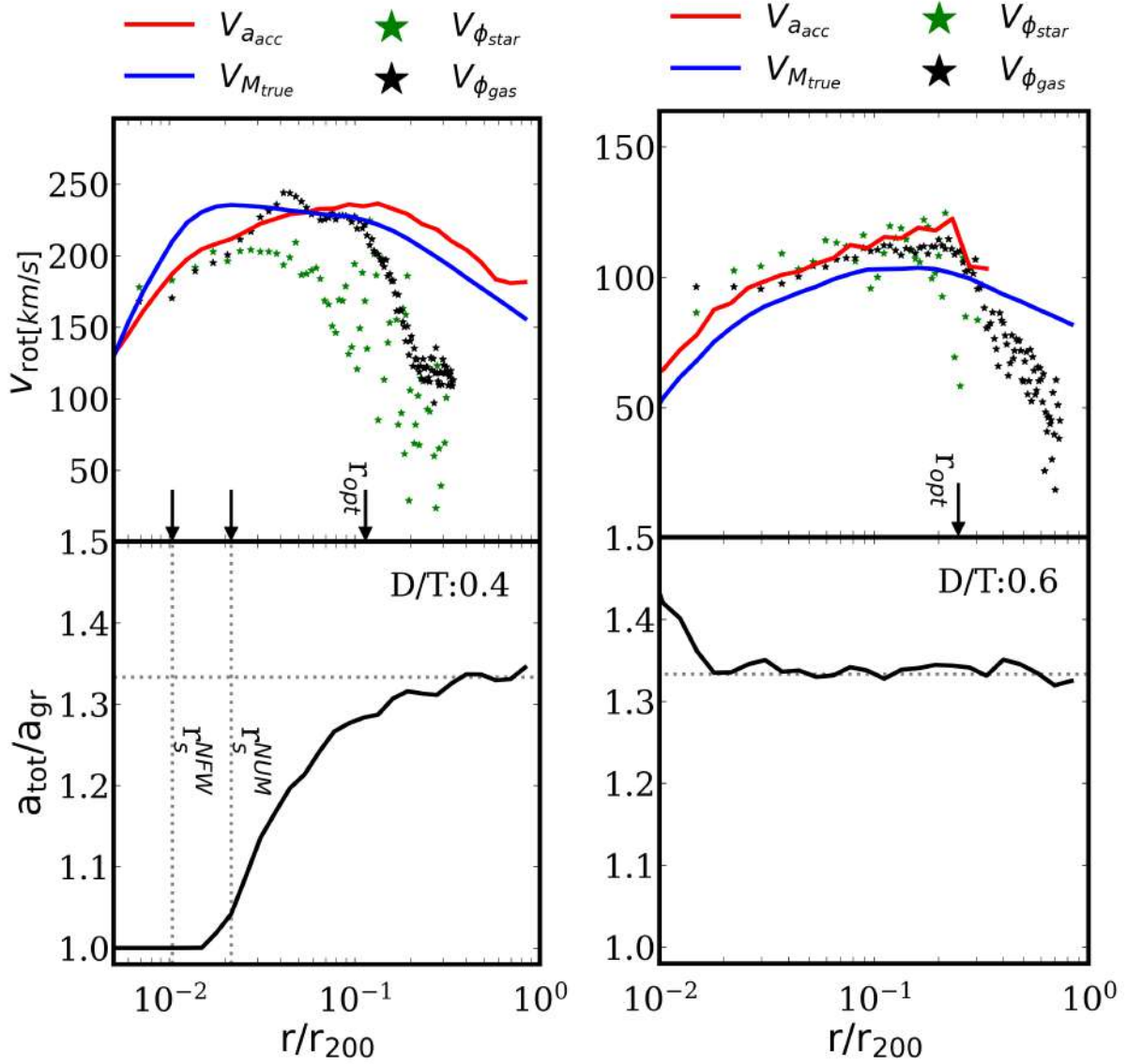


Figura 5.7: Ejemplos de las curvas de rotación observadas para dos halos F6: un halo PSH (panel izquierdo) y un halo completamente sin apantallar (panel derecho). $\langle V_{\phi,stars} \rangle$ y $\langle V_{\phi,gas} \rangle$ (para estrellas y partículas de gas) se muestran en símbolos estelares verdes y negros, respectivamente. También trazamos la $V_{M_{true}}$ (línea azul) y $V_{a_{acc}}$ (línea roja). *Paneles inferiores* la relación a_{TOT}/a_{GR} vs r/r_{200} para los dos halos. El gráfico de la izquierda muestra el radio de apantallamiento, $r_s^{NUM} = 1,6[\text{kpc}/h]$, para las relaciones de aceleración y $r_s^{NFW} = 3,3[\text{kpc}/h]$, en líneas de trazos verticales. Sus valores correspondientes están representados en flechas negras en el panel superior. Además, cada gráfico tiene en flecha negra el radio óptico, r_{opt} , ($17,4[\text{kpc}/h]$ y $19,8[\text{kpc}/h]$ para el panel derecho e izquierdo, respectivamente), como estimación de donde termina el disco de la galaxia.

Las velocidades residuales $\mathbf{R} = \langle \mathbf{V}_\phi \rangle - \mathbf{V}_{M_{\text{true}}}$ entre diferentes métodos pueden analizarse mediante la relación Tully-Fisher, inspeccionando las diferentes velocidades máximas de rotación. En los próximos años, con simulaciones MOG con mejor resolución y para modelos en los que las partículas de gas y estrellas experimenten diferentes grados de apantallamiento, este tipo de gráficos podrán utilizarse para poder testear los experimentos de Vikram et al. (2018a) en contextos numéricos.

Relaciones de Tully-Fisher

La relación Tully-Fisher (TFR) es una ley empírica que relaciona la velocidad de rotación máxima alcanzada en la curva de rotación de una galaxia espiral y su contenido de masa o luminosidad. La TFR evidencia los perfiles aplanados encontrados en las curvas de rotación de las galaxias espirales (modificados a partir de la curva de caída kepleriana esperada) prediciendo la velocidad de rotación constante asintótica de las estrellas alejadas de los centros galácticos en términos de la masa total, o viceversa (ver Acedo, 2020).

Las teorías de gravedad modificada junto con las relaciones de TFR se han utilizado como una primera prueba para restringir los parámetros cosmológicos (por ejemplo Dutton et al., 2009; Trujillo-Gomez et al., 2011; McGaugh, 2012; Brook et al., 2012), especialmente en los modelos MOND (Milgrom, 1983) (por ejemplo McGaugh, 2012; Zobnina et al., 2020). Los modelos MOND son modificación de la ley de gravitación universal de Newton para sustituir a la MO. Recientemente, Amekhyan et al. (2021) obtuvo restricciones sobre el modelo de energía oscura Gurzadyan et al. (2019), utilizando TFRs bariónicos.

Las propiedades de la TFR bariónica (BTFRs) y la TFR estelar (STFRs) dependen inevitablemente de la forma en que se miden las masas de gas y estelar. En este capítulo nos centramos en las relaciones estelares (STFRs), donde la masa puede deducirse a partir de la luminosidad de la galaxia con una supuesta relación masa-luz. La velocidad máxima de rotación de una galaxia, en una simulación numérica, puede medirse o estimarse independientemente con tres métodos diferentes:

- utilizando la masa de partículas total integrada (estrellas, gas y MO) dentro de un radio r , dada por $V_M = \sqrt{GM(< r)/r}$;

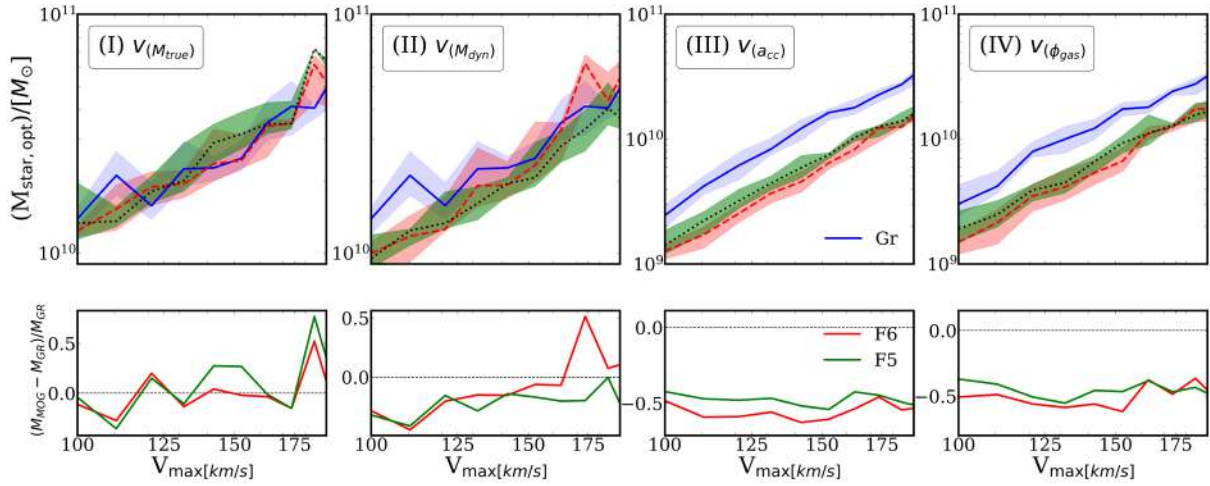


Figura 5.8: La relación Tully Fisher estelar (STFR) para los halos seleccionados. Panel (I) V_{\max} calculado usando la masa integrada. Panel (II): $V_{M_{\text{true}}}$, utilizando la masa dinámica integrada, $V_{M_{\text{dyn}}}$ para los modelos MOG (para RG es igual a $V_{M_{\text{true}}}$). Panel (III) calculado con la aceleración total $V_{a_{\text{acc}}}$. Panel (IV) con la velocidad tangencial de la partícula de gas, $V_{\phi_{\text{gas}}}$. Paneles inferiores: los residuales de cada cosmología MOG: F6 (rojo), F5 (verde) vs RG (GR)(líneas azules sólidas).

- utilizando la velocidad tangencial de las partículas de gas del disco gaseoso, como $V_{\phi_{\text{gas}}}$, donde V_{ϕ} denota la componente tangencial de la velocidad;
- o utilizando el campo de aceleración en la dirección radial, dado por $V_{a_{\text{acc}}} = \sqrt{a_{\text{TOT}} \cdot r}$ donde \cdot es el producto interno entre dos vectores.

La velocidad de rotación máxima se toma entonces como el valor máximo del perfil de velocidad de rotación, V_{rot} . Estos tres métodos son equivalentes cuando el halo no está perturbado por fusiones recientes. Los halos más esféricos tienden a tener velocidades de rotación máximas más similares, independientemente del método, que los halos con formas más irregulares. Las fusiones tienen un impacto importante en la velocidad de rotación (Pedrosa et al., 2008). Por lo tanto, para sistemas en equilibrio rotacional dentro de un pozo de potencial gravitatorio, deberíamos encontrar los mismos valores para V_{rot} , independientemente del método de cálculo.

En la Fig. 5.8, mostramos los STFRs para las tres cosmologías y métodos de cálculo de V_{rot} . En cada panel mostramos la diferencia relativa en masa óptica de cada cosmología MOG con respecto a RG, es decir $(M_{\text{MOG}} - M_{\text{GR}}) / M_{\text{GR}}$.

Tabla 5.2: La relación Tully-Fisher estelar (STFR) para los tres catálogos, con sus correspondientes coeficientes de correlación de Pearson, $\rho_{pearson}^{COSMO}$, y su dispersión σ en M_{opt} .

Tully-Fisher (estrellas)	$\rho_{pearson}^{GR}$	$\sigma_{\dot{y}}^{GR} [10^{10} M_{\odot}]$	$\rho_{pearson}^{F6}$	$\sigma_{\dot{y}}^{F6} [10^{10} M_{\odot}]$	$\rho_{pearson}^{F5}$	$\sigma_{\dot{y}}^{F5} [10^{10} M_{\odot}]$
$M_{star,opt}(M_{true})$ vs $V_{max}(M_{true})$	0,87	2,96	0,91	1,81	0,90	1,59
$M_{star,opt}(M_{true})$ vs $V_{max}(M_{dyn})$	0,87	2,96	0,89	1,81	0,90	1,59
$M_{star,opt}(M_{true})$ vs $V_{max}(gas_{ig})$	0,79	2,97	0,86	1,75	0,84	1,60
$M_{star,opt}(M_{true})$ vs $V_{max}(ar)$	0,87	2,96	0,88	1,81	0,90	1,47

En el Panel (I) de la Fig. 5.8 el STFR se calculó como $V_{M_{true}} = \sqrt{GM(<r)/r}$ y luego tomamos el valor máximo. El gráfico resultante no muestra diferencias significativas entre los tres modelos de gravedad.

El panel (II) es el mismo cálculo usando la masa dinámica (discutida más adelante en la sección 5.6.2) como $V_{M_{dyn}} = \sqrt{GM_{dyn}(<r)/r}$. Fijando $M_{star,opt}$, los halos MOG muestran V_{max} mayores, en comparación con RG. La quinta fuerza no afecta significativamente a la masa estelar, pero sí aumenta la M_{dyn} y, en consecuencia, la $V_{M_{dyn}}$. Para galaxias más masivas, recuperamos el comportamiento del Panel (I) para F6, ya que $M_{dyn} \sim M_{true}$ para los objetos más masivos de este modelo. En el caso de los halos pequeños de nuestro catálogo (que están completamente sin apantallar, véase la Fig. 5.4), la diferencia entre RG es significativa. Esto puede verse claramente en el régimen de $M_{star,opt}$ más bajo, donde los halos menos masivos de F6 y F5 alcanzan el mismo V_{max} , lo cual es consecuencia del aumento de la fuerza gravitatoria.

En el Panel (III) calculamos la velocidad como $V_{acc} = \sqrt{a_{TOT} \cdot r}$, donde la aceleración total es $a_{GR} + a_{mod}$. El aumento de V_{max} debido a la quinta fuerza es en este caso directo.

Por último, en el Panel (IV) analizamos la velocidad como $V_{\phi_{gas}}$. Las diferencias entre modelos en este caso siguen siendo significativas. Las velocidades tangenciales son sensibles a las fusiones recientes y a la estabilidad del disco estelar, además de a la quinta fuerza. En el caso de F6 y F5, los diferentes regímenes gravitatorios dentro del disco estelar, refuerzan las diferencias en la velocidad tangencial para el mismo $M_{star,opt}$. Cuando se disponga de mediciones observacionales más precisas de estas velocidades podrían dar indicios que reflejen los efectos de la MOG.

En la Tabla 5.2, mostramos el grado de correlación de $M_{\text{star,opt}}$ frente a V_{max} para cada halo para todas las cosmologías y métodos de velocidad analizados. Para ello, calculamos el coeficiente de Pearson, $\rho_{\text{Pearson}}^{\text{COSMO}}$, como el grado de correlación lineal entre dos conjuntos de datos. Para un sistema totalmente correlacionado, este coeficiente es igual a 1. En cambio, para conjuntos no correlacionados, el coeficiente toma un valor igual a 0. En todos los casos, el coeficiente de Pearson $\rho_{\text{Pearson}}^{\text{COSMO}}$ refleja fuertes correlaciones.

Por otra parte, la dispersión σ en la masa óptica, $M_{\text{star,opt}}$, para un V_{max} dado, varía significativamente, dando una posible huella para probar los efectos de la MOG.

5.6.4. Concentración del halo

En el modelo Λ -CDM, los halos de MO están bien descritos por el perfil de densidad NFW dado por la ec. (5.21), que tiene dos parámetros libres, ρ_0 y r_{NFW} . También se ha demostrado que el perfil NFW funciona razonablemente bien para halos en la teoría de gravedad $f(R)$ (por ejemplo, He et al., 2015; Arnold et al., 2016; Mitchell et al., 2019). De los dos parámetros NFW, el radio de escala r_{NFW} puede expresarse en términos de la concentración del halo, $c_{\Delta} \equiv r_{\Delta}/r_{\text{NFW}}$ y ρ_0 puede fijarse además utilizando la masa del halo. Aquí, Δ denota la sobredensidad media dentro del radio del halo, que se utiliza comúnmente para definir el radio del halo. Por ejemplo, $\Delta = 200$ indica que dentro del radio del halo r_{200} la densidad media de la materia es 200 veces la densidad crítica del Universo al desplazamiento al rojo del halo.

Estudiamos la relación concentración-masa $c_{200}(M_{200})$ en regímenes con y sin apantallamiento. La concentración del halo fue definida originalmente por Navarro et al. (1997) como un parámetro del perfil NFW. Aunque existen diferentes métodos para calcularla sin ajustar directamente este perfil para los halos, este último suele ser un medio más fiable para medir con precisión la concentración de forma fiel a su definición. Se ha afirmado (Mitchell et al., 2019) que incluso en halos no apantallados en la teoría de gravedad $f(R)$, la concentración puede medirse de la misma manera.

Tabla 5.3: Relación de las concentraciones para los halos F6 y RG (c_{F6}/c_{GR}), dividido en cuatro bins de la masa total contenida en el radio de media masa, r_{hm} .

$\frac{M}{M_{\odot}} [< r_{hm}]$	c_{F6}/c_{GR}
$< 10^{10,3}$	1,58
$[10^{10,3}, 10^{10,5}]$	1,28
$[10^{10,5}, 10^{10,7}]$	1,76
$> 10^{10,7}$	1,70

Analizando la teoría de gravedad $f(R)$, Mitchell et al. (2019) reportó que la concentración puede aumentar o disminuir debido a los efectos de la quinta fuerza sobre el perfil de densidad. En el caso de los halos que se han desapantallado recientemente, las partículas experimentan una mayor aceleración debido a la mayor fuerza gravitatoria, mientras que sus velocidades no se han visto fuertemente afectadas, ya que este proceso lleva tiempo, alterando el perfil de densidad de forma que se eleva en las regiones interiores y se reduce en las exteriores. Si, por el contrario, un halo lleva mucho tiempo sin apantallarse, entonces la velocidad de las partículas se incrementan en $\simeq 1/3$, dando lugar a un aumento de la energía cinética que supera la profundización del potencial gravitatorio causada por la quinta fuerza; en tales situaciones las partículas tienden a desplazarse hacia las regiones exteriores de los halos, disminuyendo la concentración.

Aún no existe un modelo cuantitativo general para la concentración en la teoría de gravedad $f(R)$, pero Mitchell et al. (2019) proporcionó una fórmula de ajuste que funciona con precisión para una amplia gama de variantes de $f(R)$. Se pueden encontrar estudios similares de los efectos de la quinta fuerza sobre la concentración y el perfil de densidad para otros modelos de gravedad (por ejemplo, Zhao et al., 2011; Lombriser et al., 2012; Shi et al., 2015; Arnold et al., 2016; Mitchell et al., 2021).

No podemos hacer una comparación uno a uno de los halos entre diferentes cosmologías, ya que no hay una correspondencia clara entre los halos con diferentes historias de fusión. En los halos F6, comparamos los valores medios de $\Delta c_{200}(M_{200})$ entre F6 y RG para cuatro intervalos de masa $M[< r_{hm}]$. Encontramos que la concentración es mayor en F6 que en RG (ver Tabla 5.3), en acuerdo con los hallazgos de Mitchell et al. (2019).

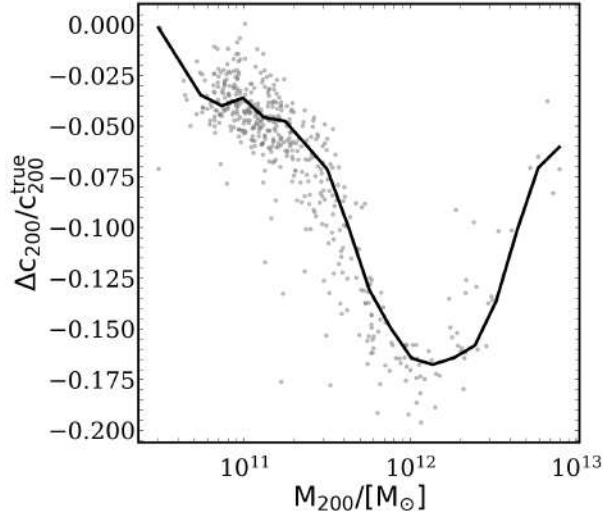


Figura 5.9: Diferencia relativa entre las concentraciones de los perfiles de densidad efectiva y real ('true'), a $z = 0$ para el catálogo F6. Los puntos grises representan los halos individuales, y la línea sólida negra muestra la mediana de dicha relación.

También tomamos el perfil de densidad efectiva, ρ_{eff} , para los halos F6 al ajustar su perfil de densidad al modelo NFW. La Fig. 5.9 muestra la diferencia relativa entre los parámetros de concentración de los perfiles de densidad efectiva y verdadera, $(c_{\text{F6}}^{\text{dyn}} - c_{\text{F6}}^{\text{true}})/c_{\text{F6}}^{\text{true}}$. Para todos los halos, encontramos que cuando tenemos en cuenta la contribución adicional debida a la masa efectiva, los halos están menos concentrados ($c_{\text{F6}}^{\text{dyn}} < c_{\text{F6}}^{\text{true}}$). Este efecto es el esperado. Cuando consideramos la masa dinámica, las regiones exteriores, donde la quinta fuerza está menos apantallada, reciben la contribución de un término adicional en masa, de modo que el perfil de densidad efectiva, ρ_{eff} , es significativamente mayor que el perfil de densidad verdadera. En cambio, en las regiones interiores, ρ_{eff} tiende a ser similar a ρ debido al apantallamiento camaleónico, generando un perfil de densidad $\rho_{\text{eff}}(r)$ menos profundo y, en consecuencia, con una concentración menor.

Para los halos más masivos, recuperamos el perfil de densidad 'true', en consonancia con nuestros hallazgos anteriores de la Sección 5.6.2. Esto debería reflejarse en las pruebas que pretenden medir tanto el perfil de densidad de masa efectivo como el verdadero. Por ejemplo, los trabajos de Terukina et al. (2014), Wilcox et al. (2015) y Pizzuti et al. (2017) comparan el gas emisor de rayos X (influido por la quinta fuerza, si esta existe) con los perfiles de lentes débiles (que recuperan la masa verdadera) para de esta forma comprobar si existe una disparidad en su concentración.

5.6.5. Morfología

Regiones apantalladas

El campo escalar f_R en las regiones más internas de un halo puede suprimirse en varios órdenes de magnitud con respecto al campo de fondo, \bar{f}_R . Este efecto es esencialmente equivalente a desactivar la presencia de una quinta fuerza. A medida que nos alejamos de las regiones exteriores, el campo escalar crece asintóticamente hasta alcanzar el valor del campo de fondo.

Analizamos tres criterios diferentes para definir un radio de apantallamiento o la correspondiente superficie de apantallamiento. Como se mencionó en la Sección 5.2.5, la morfología de la superficie de apantallamiento en galaxias de disco muestra desviaciones de la simetría esférica, como ha sido reportado por Naik et al. (2018).

Inspeccionamos los mapas del campo escalar, f_R , visto de canto ('edge on') y de frente ('face-on') de la galaxia. Como ejemplo, véase la Fig. 5.1. Los contornos muestran las ubicaciones de la superficie de apantallamiento para un valor específico de la amplitud del campo ($|f_R/f_{R0}| = 10^{-2}$) o la relación de aceleración total (MOG + GR) frente a GR (es decir, $a_{TOT}/a_{GR} = 1,03$).

Cuantificamos la desviación de la superficie de apantallamiento elipsoidal resultante de una morfología esférica, ajustando la superficie límite con elipses 2D para los marcos de canto y de frente independientemente, según la ecuación $\frac{x^2}{\alpha_{edge}^2} + \frac{y^2}{\beta_{edge}^2} = 1$ y $\frac{x^2}{\alpha_{face}^2} + \frac{y^2}{\beta_{face}^2} = 1$, respectivamente. Los parámetros α, β son los semiejes mayor y menor de los elipsoides respectivamente, donde $\alpha \geq \beta$. Además, calculamos el ángulo de rotación ϕ_{edge}° del eje de las elipses con respecto al marco original del disco estelar.

También ajustamos la región de apantallamiento tridimensional. Para ello, utilizamos

$$\frac{x^2}{\alpha_{ell}^2} + \frac{y^2}{\beta_{ell}^2} + \frac{z^2}{\gamma_{ell}^2} = 1 \text{ y reunir los tres parámetros } (\alpha_{ell}, \beta_{ell}, \gamma_{ell}), \text{ donde } \alpha_{ell} \geq \beta_{ell} \geq \gamma_{ell}.$$

Para calcular el eje de orientación con respecto al plano del disco estelar, consideramos los ángulos de Tait-Bryan. Estos ángulos corresponden a los ángulos de 'roll', 'pitch y 'yaw' (ϕ, θ, ψ) que se definen como los ángulos de rotación alrededor de los ejes \hat{x}, \hat{y} y \hat{z} , respectivamente.

Tabla 5.4: Los valores medios de los ratios de los parámetros de forma y el ángulo de rotación desde el marco del disco estelar frente a los bins D/T.

	$\langle \beta_{\text{face}} / \alpha_{\text{face}} \rangle$	$\langle \beta_{\text{edge}} / \alpha_{\text{edge}} \rangle$	$\langle \phi_{\text{edge}}^\circ \rangle$	
$0,0 < D/T < 0,3$	0,89	0,68	$-0,7^\circ$	
$0,3 < D/T < 0,6$	0,87	0,68	$-2,4^\circ$	
$0,6 < D/T < 1,0$	0,84	0,64	$-6,0^\circ$	
	$\langle \gamma_{\text{ell}} / \alpha_{\text{ell}} \rangle$	$\langle \gamma_{\text{ell}} / \beta_{\text{ell}} \rangle$	$\langle \phi \rangle_{\text{roll}}$	$\langle \theta \rangle_{\text{pitch}}$
$0,0 < D/T < 0,3$	0,59	0,70	$7,8^\circ$	$-2,3^\circ$
$0,3 < D/T < 0,6$	0,56	0,69	$-15,7^\circ$	$-1,2^\circ$
$0,6 < D/T < 1,0$	0,55	0,66	$6,7^\circ$	$10,0^\circ$

En la Fig. 5.10 comparamos los volúmenes de los elipsoides frente a considerar regiones esféricas de apantallamiento con un radio igual a r_s^{NUM} . Las etiquetas en cada panel muestran el criterio para definir estas regiones de apantallamiento: $|f_{\text{R}}/f_{\text{R0}}| = 10^{-2}$ (panel superior), $|f_{\text{R}}/f_{\text{R0}}| = 10^{-3}$ (panel central) y $a_{\text{TOT}}/a_{\text{GR}} = 1,03$ (panel inferior). Tomando intervalos radiales, calculamos r_s^{NUM} como el radio en el que la amplitud de campo $|f_{\text{R}}/f_{\text{R0}}|$ o los coeficientes de aceleración $a_{\text{TOT}}/a_{\text{GR}}$ toman el valor medio del que se muestra en los rótulos de la figura.

Para $|f_{\text{R}}/f_{\text{R0}}| = 10^{-2}$ y $|f_{\text{R}}/f_{\text{R0}}| = 10^{-3}$, los volúmenes resultantes (elipsoides frente a esferas) comparten valores similares, desviándose de la igualdad sólo para los halos más masivos que corresponden a los mayores volúmenes de apantallamiento. Curiosamente, las mayores diferencias se encontraron cuando $a_{\text{TOT}}/a_{\text{GR}} = 1,03$. Para conservar los volúmenes de apantallamiento, a partir de este momento adoptamos $|f_{\text{R}}/f_{\text{R0}}| = 10^{-2}$ como criterio principal para definir los bordes de los volúmenes de apantallamiento.

Aunque los volúmenes fueron similares tanto si parametrizamos con un solo parámetro r_s^{NUM} (esfera) como con tres parámetros $\alpha_{\text{ell}}, \beta_{\text{ell}}, \gamma_{\text{ell}}$ (elipsoides), en este último caso los tres parámetros elipsoidales son bastante diferentes entre sí (véase la Tabla 5.4 y la Fig. 5.4).

La distribución de la masa del disco estelar de la galaxia modifica la morfología del volumen de apantallamiento. Para cuantificar esta interdependencia, estudiamos cómo se comportan los parámetros de los elipsoides (3D) y elipses (2D) en términos de bins de D/T. El plano que contiene el eje mayor de los elipsoides (es decir, $\alpha_{\text{ell}}, \beta_{\text{ell}}$) se desvía

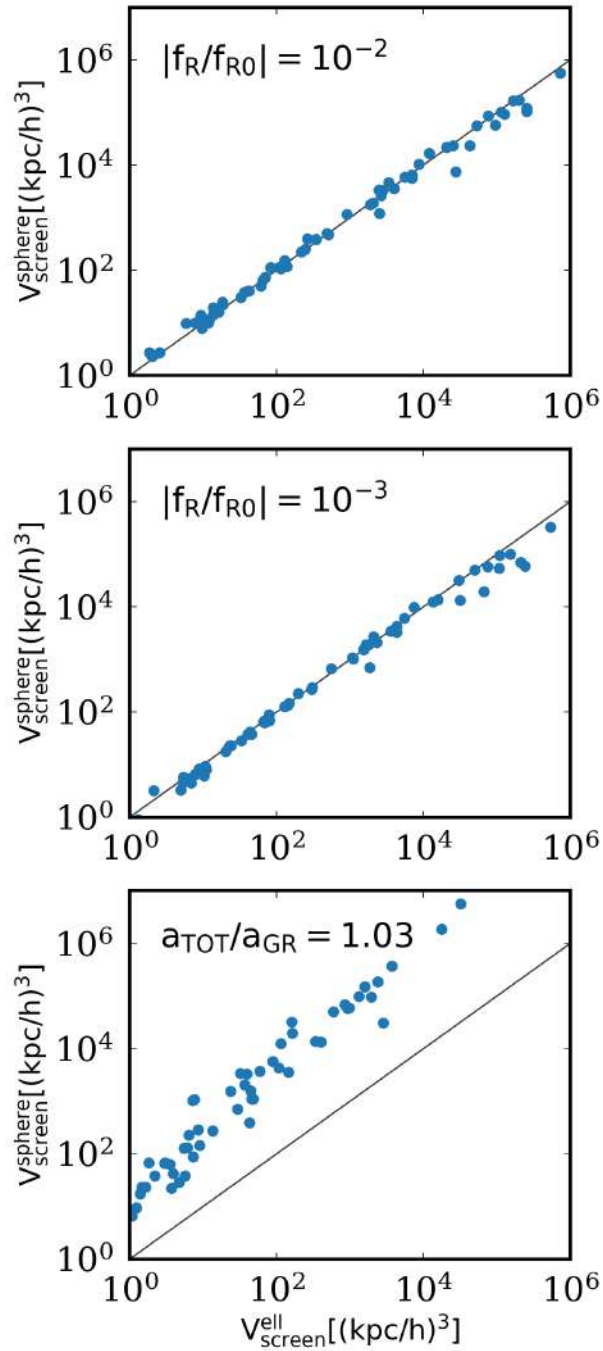


Figura 5.10: Ajuste del volumen de los elipsoides resultantes ($\frac{4}{3}\pi\alpha_{\text{ell}}\beta_{\text{ell}}\gamma_{\text{ell}}$) frente al volumen equivalente ($\frac{4}{3}\pi(r_s^{\text{NUM}})^3$) de las regiones de apantallamiento, en el caso de que consideremos una esfera de radio r_s^{NUM} . En este último caso, r_s^{NUM} es el radio en el que el valor medio mostrado en las etiquetas de la figura toma la amplitud de campo $|f_R/f_{R0}|$ o las relaciones de aceleración $a_{\text{TOT}}/a_{\text{GR}}$.

muy poco del marco del disco estelar (es decir, pequeños $\langle\phi\rangle_{\text{roll}}$ y $\langle\theta\rangle_{\text{pitch}}$). Las regiones ajustadas se alinean con el disco estelar (véase la Tabla 5.4).

La desviación de una esfera debería reflejarse en la relación entre ejes a lo largo del disco estelar. Trazamos la relación entre los parámetros de la elipse en la Fig. 6.9 de la sección Apéndice y se enumeran en la Tabla 5.4. En el marco de frente (‘face’) y de canto (‘edge’), la relación entre los parámetros de forma ($\beta_{\text{face}}/\alpha_{\text{face}}$) anticorrelaciona con D/T , es decir, a medida que el disco estelar está mejor definido. El mismo comportamiento se encontró para la relación $\gamma_{\text{ell}}/\alpha_{\text{ell}}$, que disminuye con D/T . La tendencia, aunque débil, sigue cualitativamente lo observado en estudios anteriores (e.g. Arnold et al., 2016; Naik et al., 2018), a saber, que la superficie de apantallamiento pierde simetría esférica y se vuelve más elíptica, a medida que el disco estelar está mejor definido.

La morfología de halos en MOG

También estudiamos las formas del halo y las morfologías de las galaxias. La Fig. 5.11 muestra la mediana de los parámetros de forma (s , q y T) para F6 (paneles superiores) y RG (paneles centrales), divididos en intervalos de masa. En cada intervalo de masa, incluimos el cambio relativo entre cosmologías (paneles inferiores). Los halos F6 son más prolatos y menos triaxiales que sus homólogos RG para los intervalos menos masivos. Aunque esta tendencia es muy débil, observamos que la morfología de los halos de MOG está poco acotada y hasta ahora sigue siendo necesario un estudio de la dependencia de la cosmología, lo que hace que los resultados aquí presentados sean útiles. En estudios teóricos y observacionales se ha observado que las formas triaxiales de los halos muestran tendencias débiles con los entornos, siendo los halos en entornos poco densos y de mayor masa más prolatos, $T > 0,67$ (e.g. Macciò et al., 2007; van et al., 2017; Lee et al., 2017; Gouin et al., 2021; Hellwing et al., 2021; Menker et al., 2022). Los halos F6 en *voids* refuerzan la tendencia observada en RG. Sin embargo las diferencias entre cosmologías se hacen más pequeñas cuando los halos F6 empiezan a apantallarse (en la submuestra de halos más masivos) en las regiones interiores.

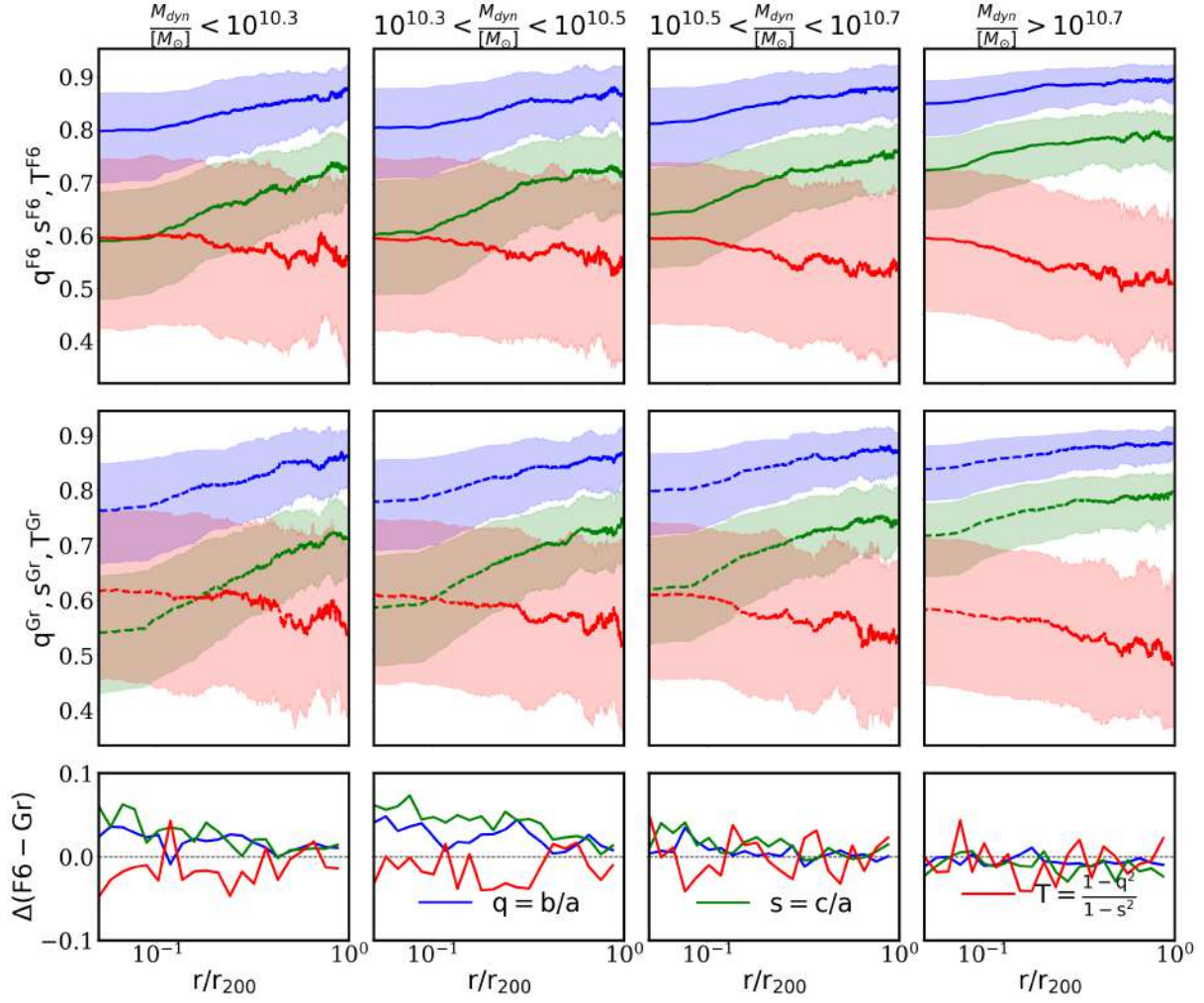


Figura 5.11: (Valores medios de los parámetros de forma q (azul), s (verde) y T (rojo) frente a r/R_{200} para F6 (paneles superiores) y RG (paneles centrales). Las zonas sombreadas encierran los cuartiles 25th y 75th. Los halos se han dividido en cuatro submuestras según la masa efectiva total, que se muestran en las cuatro diferentes columnas. El panel inferior de cada columna muestra el cambio relativo entre los parámetros de forma de las corridas F6 y RG.

5.7. Conclusiones

En este capítulo hemos investigado el impacto de la gravedad modificada $f(\mathbf{R})$ en los halos de MO y los bariones utilizando un enfoque estadístico. Encontramos tendencias generales comparando cajas de simulaciones con las mismas condiciones iniciales pero con distintos modelos gravitatorios. Nuestros principales resultados pueden resumirse como sigue.

- Las Relaciones Tully-Fisher estelares muestran diferencias entre cosmologías cuando consideramos V_{\max} calculado usando los campos de aceleración y las velocidades tangenciales del gas del disco. Para una masa estelar constante, F6 y F5 tienden a tener mayores velocidades máximas, producto del aumento de la fuerza de gravedad. Son necesarias observaciones más precisas de estas velocidades para poder distinguir entre efectos astrofísicos y cosmológicos.
- En las cosmologías MOG, los halos están más concentrados que en la RG. Si nos fijamos en los perfiles de la masa dinámica del halo, la concentración disminuye en comparación con el perfil de densidad de la RG, ya que se añade más masa en las regiones exteriores, donde el halo no está apantallado.
- El disco estelar interactúa con el pozo de potencial global en las regiones centrales, modificando la morfología de las regiones de apantallamiento. Las galaxias con mayores fracciones D/T se desvían más de la forma esférica (aunque el volumen esférico se conserva) en el sentido de que el disco estelar contrae o alarga los ejes de la forma de apantallamiento. También observamos que el eje mayor resultante del elipsoide está alineado con el disco estelar.
- Los pequeños halos de F6 son menos triaxiales y más prolatos que sus homólogos RG. La diferencia entre los parámetros de forma se hace menor cuando los halos F6 comienzan a apantallarse en su región interior, lo que se hace más común a medida que aumenta la masa de los halos.

Estos resultados indican que las mediciones cuidadosas de las masas y formas, combinadas con las mediciones de las velocidades circulares de los objetos individuales para evitar diferencias en las relaciones esperadas de concentración frente a masa, podrían combinarse en futuros estudios con el fin de seguir probando y buscando cosmologías de gravedad modificada.

Capítulo 6

Conclusiones

En la presente Tesis estudiamos la estructura interna de los halos de MO y su conexión con la evolución de las galaxias y para distintas cosmologías. La misma incluye el estudio de las características morfológicas, dinámicas, historias de ensamblaje, así como también la influencia del entorno en los halos. Para desarrollar este tema utilizamos simulaciones hidrodinámicas que nos proveen tanto una variedad de contextos cosmológicos como un marco autoconsistente que naturalmente incorpora la interrelación entre los procesos físicos relacionados con la formación estelar, el enriquecimiento químico, retroalimentación por SN, entre otros.

La Tesis presentada aporta una descripción de aspectos claves para estudiar la estructura de los halos de MO, desde la interconexión de los halos con la forma que adoptan los bariones a $z = 0$ (Capítulo 2), pasando por la manera en que se ensamblan y forman las galaxias que hospedan en su interior (Capítulo 3), hasta la evolución de sus morfologías y la dependencia del entorno en el que se alojan (Capítulo 4). Finalmente, se presenta un estudio de la conexión de los halos de MO con el modelo cosmológico asumido (Capítulo 5).

Los resultados presentados indican que el contenido de masa bariónica en la región central de los halos de MO es un ingrediente clave para determinar la estabilidad y concentración de los halos. Por otra parte, la forma en que se agrupan los bariones también es un aspecto de gran relevancia. Encontramos que las galaxias con discos más importantes se forman preferentemente en los halos más esféricos y esta tendencia intrínseca se ve reforzada por el crecimiento de las galaxias de disco, lo que refuerza su origen cosmológico.

Además, la historia del ensamblaje desempeña un papel clave en la comprensión de la morfología resultante del halo a $z = 0$. Existe una interconexión entre la forma del halo impulsada por la red cósmica en los radios periféricos y el ensamblaje de bariones en las regiones internas. Además los halos de MO resultarían buenos predictores para poder discernir entre cosmologías. Mediciones cuidadosas de las masas y formas de los halos de MO, combinadas con las mediciones de las velocidades rotacionales, podrían combinarse en futuros estudios con el fin de seguir probando y buscando cosmologías posibles de gravedad modificada.

Listamos a continuación los resultados con mayor impacto de cada capítulo:

- Encontramos que el impacto de los bariones en la estructura del halo de MO se maximiza cuando se mide dentro del 20 por ciento del radio virial. Los halos que albergan galaxias con fracciones D/T más altas son más esféricos y menos triaxiales. Sorprendentemente, esta tendencia ya está presente en los halos de DMO. Esto sugiere que los discos estelares se formarán preferentemente en los halos que ya son más esféricos, lo que demuestra que la morfología de las galaxias está interrelacionada con la estructura intrínseca de los halos de MO (sin física bariónica). Esto podría permitirnos predecir estadísticamente de forma aproximada la morfología que tendrá una galaxia si se formara en un halo de una forma determinada.

-
- La historia de acreción de masa de los halos Hydro, muestra que los mismos se ensamblan antes que sus homólogos DMO, lo que puede explicarse debido a que los bariones generan halos más concentrados y, a su vez, más masivos. Existe una conexión entre el ensamblaje de la masa y la evolución de los perfiles de MO. Así, los halos Hydro alcanzan perfiles de MO estables en el tiempo una vez alcanzando el 80% de su masa bariónica actual. Nuestros resultados confirman que el contenido de masa estelar depende de la historia de ensamblaje del halo. También investigamos el momento angular específico en la región interior de los halos mediante una selección lagrangiana y euleriana. En particular, para la selección lagrangiana, los halos de DMO pierden $\sim 85 - 95\%$ de su momento angular entre $z = 4$ y $z = 0$
 - La concentración de los perfiles de densidad de los halos aumenta a desplazamientos al rojo más bajos y en los halos más masivos. Este aumento de la concentración, producto tanto de la condensación bariónica en las regiones internas como de la relajación de los halos, disminuye cuando se producen eventos de fusión. La evolución del tamaño del halo experimenta dos regímenes diferentes antes y después del punto de inflexión ('turnaround') en $z \sim 2$. El MAH también muestra los efectos de las fusiones. Los halos con fusiones importantes en los últimos tiempos, alcanzan después $z_{\text{form},50}$.
 - Encontramos que a desplazamientos al rojo más recientes, los halos se vuelven menos elípticos y, en correspondencia, más esféricos en las regiones centrales. Además, los halos evolucionan para ser más esféricos/oblatos en las regiones interiores y más triaxiales en las exteriores. La evolución de las formas muestra una tendencia hacia configuraciones más esféricas, aunque esta evolución tiene una dependencia de la fuerza de fusión a lo largo del tiempo.
 - Nuestros resultados indican que los halos acretan materia con un modo isotrópico dominante (es decir, monopolar). El modo cuadrupolar (es decir, filamentos) le sigue en contribución, con una dirección privilegiada. Encontramos que la fuerza del modo cuadrupolar disminuye con los radios y también con el desplazamiento al rojo, a medida que los halos pierden su conexión con la red cósmica. Nuestros resultados muestran una conexión más fuerte entre la fuerza del filamento y el grado

de elipticidad de la forma del halo en el 50% del r_{200} . Los filamentos acumulan masa en el halo, de modo que el eje de este se alarga en la misma dirección que la materia acreta. Esto hace que los halos sean más elípticos. Con el debilitamiento de la dirección preferente de acreción en tiempos recientes, la acreción de masa se vuelve más isótropa, con la consiguiente transformación hacia formas de halo más esféricas. Esta conexión puede ajustarse bien con una regresión logarítmica.

- Las Relaciones Tully-Fisher estelares muestran diferencias entre diferentes cosmologías cuando consideramos distintos métodos para hallar la velocidad máxima, como los campos de aceleración y las velocidades tangenciales del gas del disco. Para una masa estelar constante, las cosmologías F6 y F5 del modelo $f(R)$, tienden a tener mayores velocidades máximas, producto del aumento de la fuerza de gravedad. Son necesarias observaciones más precisas de estas velocidades para poder distinguir entre efectos astrofísicos y cosmológicos.
- En las cosmologías MOG, los halos están más concentrados que en la RG. Si nos fijamos en los perfiles de la masa dinámica del halo, la concentración disminuye en comparación con el perfil de densidad de la RG, ya que se añade más masa en las regiones exteriores, donde el halo no está apantallado.
- El disco estelar interactúa con el pozo de potencial global en las regiones centrales, modificando la morfología de las regiones de apantallamiento. Las galaxias con mayores fracciones D/T se desvían más de la forma esférica (aunque el volumen esférico se conserva) en el sentido de que el disco estelar contrae o alarga los ejes de la forma de apantallamiento. También observamos que el eje mayor resultante del elipsoide está alineado con el disco estelar.

Aún persisten preguntas y problemas abiertos relacionados con los halos de MO, por lo que es de gran relevancia continuar investigando mediante el uso de simulaciones numéricas para interpretar los resultados observacionales de futuros relevamientos de la estructura a gran escala, cada vez más precisos y robustos estadísticamente. El cuerpo de

conocimientos vinculados a estos tópicos, afortunadamente, ha crecido significativamente en los últimos años. Se espera que la investigación expuesta en esta tesis, así como los siguientes trabajos que la misma puede motivar, converjan a un aporte valioso a estos estudios.

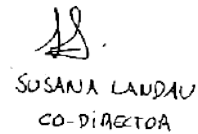


Dra. Susana Pedrosa



Pedro A. Cataldi

Lic. Pedro Cataldi



SUSANA LANDAU
CO-DIRECTORA

Dra. Susana Landau

Apéndice

El código P-GADGET-3 y el modelo químico-dinámico

En las últimas décadas, las simulaciones numéricas han demostrado ser una herramienta imprescindible para resolver y entender la formación y evolución de las galaxias dentro del marco cosmológico estándar Λ -CDM. En esta Tesis el código hidrodinámico utilizado en la mayoría de los capítulos es el desarrollado por Springel et al. (2005), GADGET (GALaxies with Dark matter and Gas intERacT). Este código incluye un modelo para la evolución química desarrollado por Mosconi et al. (2001) e incluido dentro de P-GADGET-3 por Scannapieco et al. (2005), y los modelos multifase y de feedback por SN de Scannapieco et al. (2006).

En el siguiente capítulo, se describen las características principales del código, y se explica brevemente la física incluida dentro del mismo.

P-GADGET-3

El código se basa en un método Lagrangiano donde la distribución masa es discretizada. Los diferenciales de masa son asociados a partículas las cuales representan la distribución de materia oscura, estrellas y gas. Debido a sus características físicas, las mismas son modeladas de manera diferente: las partículas estelares y de materia oscura son modeladas como partículas no colisionales, mientras que las partículas de gas son modeladas como un fluido ideal.

La estructura principal del código P-GADGET-3 está basado en el algoritmo TreeSPH (Hernquist et al., 1989). En este algoritmo, las interacciones gravitacionales se calculan utilizando una expansión multipolar jerárquica (método denominado *tree*) que puede ser opcionalmente calculada con un método TreePM. Este utiliza un algoritmo de árbol para las fuerzas de rango corto, mientras que para las fuerzas de rango largo utiliza técnicas de

transformadas de Fourier. La evolución hidrodinámica del gas es modelada a través del método denominado como hidrodinámica de partículas suavizadas (en inglés *smoothed particle hydrodynamics*, SPH para detalles ver Gingold et al. (1977)). En la siguiente sección, se presentan las ecuaciones utilizadas para modelar ambos tipos de partículas.

Modelo físico para las partículas no colisionales: materia oscura y estrellas

Como se mencionó anteriormente, los diferenciales de materia oscura y estrellas son modelados como partículas de fluido no colisionales y autogravitantes. Las mismas están regidas por las ecuaciones de Poisson-Vlasov:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} \mathbf{v} - \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (6.1)$$

con el potencial Φ , solución de ecuación de Poisson:

$$\nabla^2 \Phi(\mathbf{r}, t) = 4\pi G \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (6.2)$$

donde $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ es la densidad de masa de una partícula en el espacio de fases. La integración numérica se realiza discretizando la distribución de masas e integrando el sistema de N cuerpos resultante. Para una partícula i se cumple

$$\begin{aligned} \ddot{\mathbf{x}}_i &= -\nabla^2 \Phi_i(\mathbf{r}_i) \\ \Phi(r) &= -G \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{[(\mathbf{r}-\mathbf{r}_j)^2 + \varepsilon^2]^{1/2}} \end{aligned} \quad (6.3)$$

se incluye una longitud de suavizado ε (o *gravitational softening* en inglés) para prevenir la formación de pares artificialmente ligados.

Para simulaciones en un contexto cosmológico como las utilizadas en esta Tesis, debe considerarse el factor de expansión $\mathbf{a}(t)$ y coordenadas comóviles \mathbf{x} con $\mathbf{r} = \mathbf{a}(t)\mathbf{x}$ ($\mathbf{u} = \dot{\mathbf{r}} = H(t)\mathbf{r} + \mathbf{v}$), donde $H(t)$ es la constante de Hubble y el segundo término representa la velocidad peculiar). La ecuación de Friedmann para un Universo isótropo y homogéneo es

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}\bar{\rho} + \frac{\Lambda c^2}{3}, \quad (6.4)$$

con $\bar{\rho} = \rho + \frac{3P}{c^2}$ la densidad de energía, y Λ la constante cosmológica. Redefiniendo al potencia gravitacional como $\nabla^2\phi = \nabla^2\Phi - 4\pi G\bar{\rho}a^2 = 4\pi G(\rho - \bar{\rho})$, las ecuaciones para modelar a las partículas no colisionales son

$$\begin{aligned} \frac{D\mathbf{v}}{Dt} + H(t)\mathbf{v} &= -\frac{1}{a}\nabla_x\phi \\ \nabla^2\phi &= 4\pi G\bar{\rho}a^2\delta \end{aligned} \quad (6.5)$$

donde δ es la delta de Dirac. La derivada $\frac{D}{Dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_x + \left(\frac{\partial \mathbf{x}}{\partial t}\right)_r \nabla_x + \frac{1}{a(t)}\mathbf{u} \cdot \nabla_x$. Esta expresión indica que los movimientos se producen por fluctuaciones de la densidad con respecto a la densidad media global.

Como se mencionó anteriormente, el código P-GADGET-3 utiliza el método TreePM (Hernquist et al., 1989). A su vez, el potencial es dividido en interacciones de rango largo y rango corto en el espacio de Fourier. Para las interacciones de rango largo, se utiliza un algoritmo de Particle-Mesh. Este método resuelve el campo gravitatorio sobre una malla. Las interacciones de rango corto se describen con un algoritmo Tree en el que las partículas se agrupan en celdas más grandes, permitiendo estimar la fuerza a través de una expansión multipolar. Para la integración temporal, P-GADGET-3 adopta un esquema de *leap-frog*. Para más detalles sobre las condiciones iniciales que se utilizan, ver el review de Dolag et al. (2008).

El modelo hidrodinámico de partículas suavizadas

Las partículas de gas son modeladas siguiendo las ecuaciones hidrodinámicas y asumiendo un gas ideal. En primer lugar, la ecuación de continuidad

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (6.6)$$

la ecuación de Euler,

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{\nabla P}{\rho} - \nabla\Phi \quad (6.7)$$

y la ecuación para la energía térmica u por unidad de masa

$$\frac{du}{dt} = -\frac{P}{\rho}\nabla\cdot\mathbf{v} - \frac{\Lambda(u,\rho)}{\rho}, \quad (6.8)$$

aquí $\Lambda(u,\rho)$ representa la función enfriamiento. La ecuación de estado para un gas ideal es $P = (\gamma - 1)\rho u = A\rho^\gamma$, con γ el exponente adiabático y A la función entrópica ($A \equiv P/\rho^\gamma$). Para un gas monoatómico $\gamma = 5/3$, y la velocidad del sonido adiabático es $c^2 = \gamma P/\rho$.

El método de SPH (Gingold et al., 1977) consiste en representar al fluido utilizando un conjunto finito de partículas e interpolando, para estimar el valor ponderado de una dada función en un determinado punto. En este método, cada partícula representa un elemento de fluido con una determinada masa.

Aplicando el método SPH, las ecuaciones 6.7 y 6.8 pueden expresarse como

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = -\sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} \right) \nabla_i \bar{W}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j; h) - \nabla\Phi \quad (6.9)$$

$$\frac{du_i}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} \right) \mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j \cdot \nabla_i \bar{W}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j; h) - \frac{\Lambda(u,\rho)}{\rho} \quad (6.10)$$

donde $\bar{W}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j; h)$ es la función de suavizado o *kernel*. La longitud de suavizado h representa el ancho característico del *kernel*. Para asegurar el cumplimiento de la tercera ley de Newton, es necesario que cuando la partícula i incorpore a la partícula j en su lista de vecinos, también exista el par de reacción, pidiendo ecuaciones simetrizadas y expresadas de acuerdo a los promedios simétricos.

Modelos *subgrid* para la física de los bariones

El modelo implementado dentro de P-GADGET-3 para la formación estelar, y la producción y eyección de elementos químicos por supernovas (SN) está basado en el modelo desarrollado por Mosconi et al. (2001) e introducido por Scannapieco et al. (2005) dentro de la versión del código utilizada en esta Tesis. En el mismo, los elementos químicos son sintetizados en los interiores estelares y eyectados al medio interestelar por las explosiones de SN tipo Ia y II. Los tres factores más importantes para desarrollar dicho modelo son la tasa de SN (i.e. el número de de estrellas que explotan por unidad de tiempo), la producción de elementos químicos eyectados al medio, y los tiempos de vida típicos de las estrellas, que determinan el momento en el que los elementos químicos son liberados.

En el modelo desarrollado por Scannapieco et al. (2005) se incluye un tratamiento de manera separada para las SNIa y SNII, debido a sus diferentes características físicas. Las SNII se originan en estrellas masivas, cuyo tiempo de vida es corto ($\leq 10^7 \text{yr}$). Las SNII son las responsables de producir la mayor parte de los elementos químicos livianos con excepción del hierro, que es producido principalmente en las SNIa. Este modelo químico considera el enriquecimiento de doce elementos: H, ^4He , ^{20}Ne , ^{32}S , ^{40}Ca , ^{62}Zn , ^{12}C , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{56}Fe y ^{14}N . Se adoptan abundancias primordiales $X_{\text{H}}=0.76$, $Y_{\text{He}}=0.24$ y metalicidad $Z=0$, que representa la fracción de elementos más pesados que el helio. El código además incluye el tratamiento del fondo de radiación UV por fotoionización desarrollado por Springel et al. (2003) que sigue el modelo de Haardt & Madau (1996). En la siguiente sección, se presentan los detalles del modelo de formación estelar y de producción y evolución química por SNIa y SNII, que se encuentran incluidos en el código.

Modelo de formación estelar

El algoritmo de transformación de gas en estrellas asume que las partículas de gas se convierten en partículas estelares, si satisfacen ciertos criterios. En primer lugar, las partículas de gas deben tener flujo convergente. Para cumplir que el flujo sea convergente, se requiere que la divergencia de la velocidad de las partículas sea negativa $\nabla \cdot \mathbf{v} < 0$. Se pide además que la densidad del gas sea mayor a un determinado valor crítico (i.e. $\rho_g > \rho_c$).

Para las partículas que cumplan las condiciones mencionadas, el modelo asume que la tasa de formación estelar por unidad de volumen sigue la ley de Schmidt observada:

$$\frac{d\rho_s}{dt} = -\frac{d\rho_g}{dt} = c_* \frac{\rho_g}{t_{din}} \quad (6.11)$$

donde c_* es la eficiencia de formación estelar, y $t_{din} = 1/\sqrt{4\pi G}$. Por lo tanto, para cada partícula que satisface las condiciones en un determinado paso temporal Δt , se le asigna una probabilidad de transformarse en partícula estelar como:

$$p_* = \frac{m_g}{m_*} \left[1 - \exp\left(-\frac{c_* \Delta t}{t_{din}}\right) \right] \quad (6.12)$$

donde m_g es la masa del gas, y $m_* = m_0/N_g$ con m_0 la masa inicial de la partícula de gas y N_g el número de generaciones de estrellas formadas a partir de una partícula de gas. Para determinar si la partícula de gas es transformada o no a estrella, se genera un valor al azar a partir de una distribución uniforme. Si el valor generado es inferior a p_* , entonces se convierte en partícula estelar.

Retroalimentación y evolución química por supernovas

Como se mencionó anteriormente, la versión de P-GADGET-3 utilizada incluye un modelo para la distribución química y feedback por SNIa y SNII acoplado a un modelo multifase para el medio interestelar (Scannapieco et al., 2005, 2006).

Supernova tipo II

Se asume que todas las estrellas masivas (i.e. con masas superiores a $8 M_\odot$) finalizan su evolución como SNII. Los modelos de evolución estelar señalan además, que estas estrellas tienen tiempos de vida cortos ($\leq 10^7 \text{yr}$). Por lo tanto, se estima el número de SNII generadas por cada partícula estelar formada en el paso previo, considerando una función

inicial de masa (IMF). La IMF es una función obtenida empíricamente que representa el número de estrellas en cada rango de masas dm para una población de estrellas. Las simulaciones que han sido analizadas en esta Tesis, utilizan dos IMF distintas, de Salpeter (1955) y Chabrier (2003).

Supernova tipo Ia

El modelo considerado adopta como progenitoras de las SNIa a los sistemas binarios donde la estrella primaria es una enana blanca CO, y la secundaria puede ser desde una estrella de alta masa a otra enana blanca. En estos sistemas, la estrella secundaria transfiere masa a la estrella primaria hasta que la masa transferida excede la de Chandrasekhar. Debido a que la estrella compañera puede variar en un rango de masas muy grande, el tiempo de vida de estos sistemas y por ende, el momento en el que se genera la SNIa depende de en qué estadio se encuentra la estrella secundaria. Por lo tanto, el modelo para las SNIa selecciona al azar una edad entre $[0,1, 1]$ Gyr. Con respecto a los elementos químicos, estos son liberados luego de transcurrido un tiempo τ SNIa. Para estimar el número de SNIa producidos por la población estelar, se adoptó el resultado observacional de van den Bergh (1991) que estima la proporción de SNIa con respecto a las SNII. Como se mencionó anteriormente, las SNIa son las principales proveedoras de hierro al medio interestelar.

Retroalimentación por SN y tratamiento multifase

Debido a las propiedades y resolución del método de SPH, existen ciertos problemas numéricos cuando se trata de regiones donde coexisten zonas de gas frío y denso con otras difusas y calientes. Uno de los problemas es la sobrestimación de la formación estelar. Esto es debido a que en el SPH clásico cuando coexisten regiones difusas y calientes cercanas a regiones densas y frías, se sobrestima artificialmente su densidad y en consecuencia se sobrestima la tasa de enfriamiento. Para resolver este problema, diversos autores han propuesto un tratamiento multifase del medio interestelar de manera de desacoplar las

regiones de gas frías y densas de las difusas y calientes. Por lo tanto cuando una SN explota, se transfiere su energía (E_{SN}) al ISM instantáneamente. Una fracción de la misma ϵ_h es transferida a las partículas de gas de la fase caliente, una fracción ϵ_r a la fase fría, y una fracción ϵ_r podría escapar como radiación sin interactuar con el medio.

Apéndice del Capítulo 2: Análisis ampliado de la forma del halo

Presentamos en la Fig. 6.1 los histogramas 2D que comparan los parámetros de forma de los halos Hydro y DMO para la simulación Fenix en los tres radios seleccionados: $r = 0,05R_{200}$, $r = 0,10R_{200}$, $r = 0,20R_{200}$ y el radio virial R_{200} . Además de los halos EAGLE, en las regiones interiores se detecta la mayor desviación de los halos de forma Hydro de los de DMO en $r = 0,20R_{200}$.

También ampliamos el análisis presentado en la Sección 2.4, mostrando la distribución de las relaciones axiales internas para los halos EAGLE y Fénix a $0,05R_{200}$ y $0,10R_{200}$ (ver Fig. 6.2).

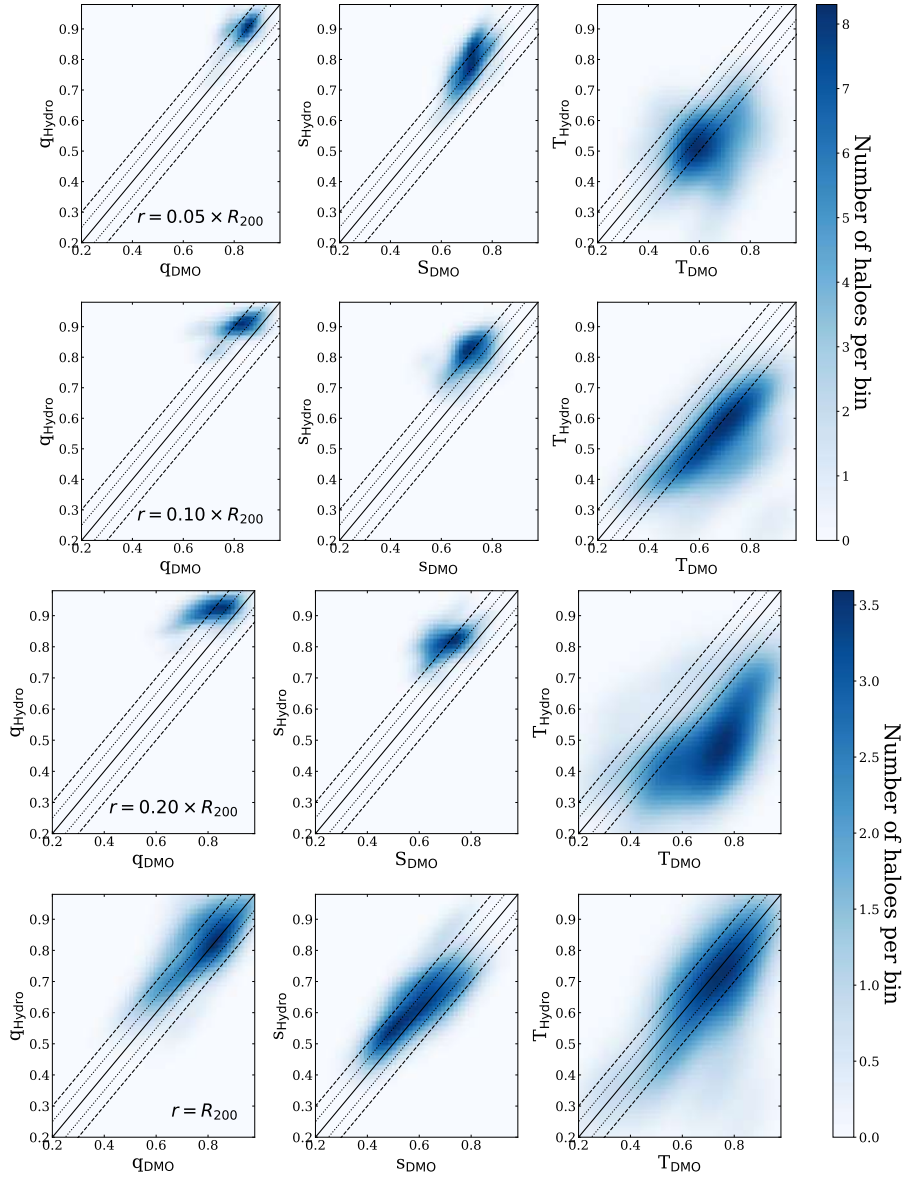


Figura 6.1: Histograma 2D de los parámetros de forma del halo de DM para las simulaciones Hydro frente a las simulaciones DMO medidas a $r = 0,05R_{200}$ (arriba a la izquierda), $r = 0,10R_{200}$ (abajo a la izquierda), $r = 0,20R_{200}$ (arriba a la derecha) y $r = R_{200}$ (abajo a la derecha) para los halos Fénix. Se muestran las relaciones 1:1 (líneas continuas) junto con las desviaciones del 5 y el 10 por ciento (líneas de puntos) para las series Hydro y DMO. Los halos interiores del experimento Hydro son más esféricos y achatados que los del experimento DMO. En el radio virial, el efecto de los bariones es menos significativo, mientras que las desviaciones máximas también se encuentran para $r = 0,20R_{200}$.

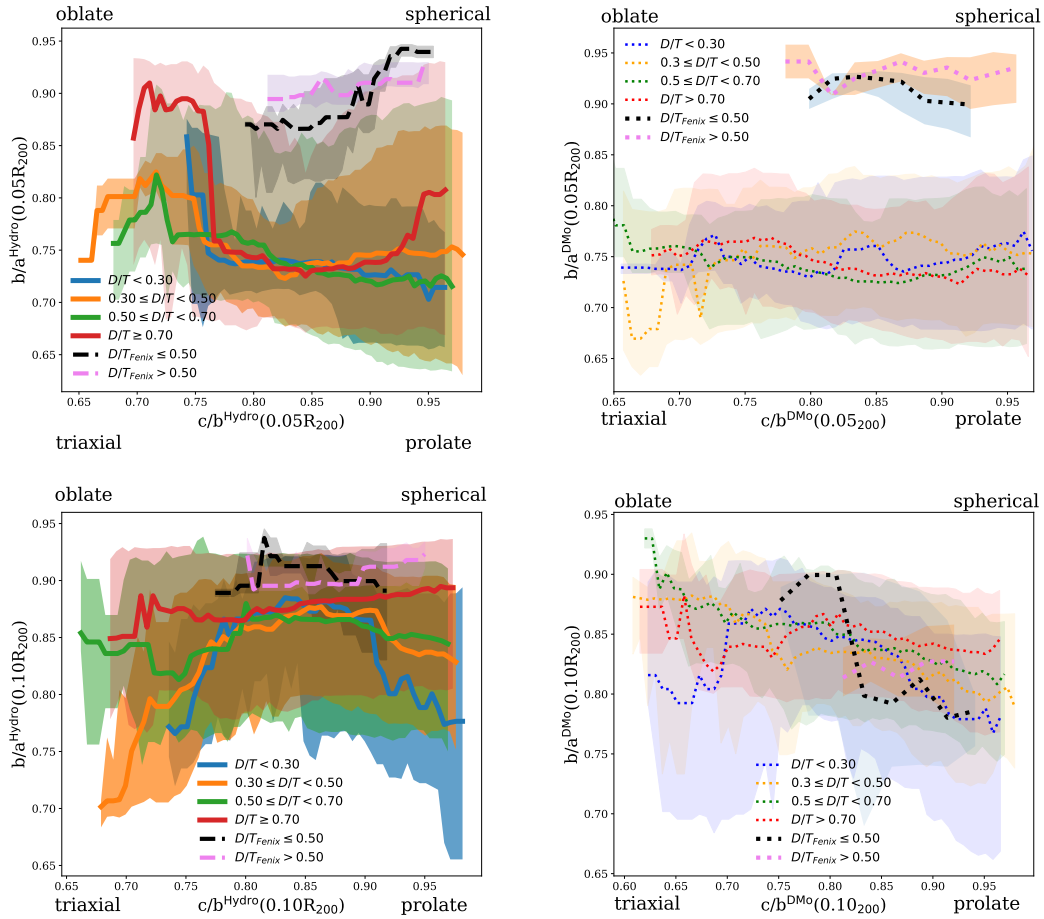


Figura 6.2: Distribución de los halos EAGLE y Fenix en función de sus relaciones axiales internas medidas al 5 (paneles superiores) y al 10 por ciento (paneles inferiores) del radio virial. Los halos individuales están coloreados según la escala Las líneas continuas indican la mediana de la distribución para los bins de D/T y en líneas punteadas su contrapartida en la simulación DMo. Las áreas sombreadas denotan los cuartiles centrales 25th y 75th.

Apéndice del Capítulo 3: Contracción adiabática

En la Fig. 6.3, presentamos la distribución de masas de los halos SPH (Hydro) en el intervalo $3\%R_{200,z}-R_{200,z}$ comparada con cuatro modelos de contracción del halo (Blumenthal et al. (1986) líneas azules, Gnedin et al. (2004) líneas rosas, y modelos empíricos de Abadi et al. (2010) líneas naranjas, y Pedrosa et al. (2010) líneas verdes, en $z = 0, 1, 2, 3$ y 4 . Las distancias están normalizadas por el radio virial a cada corrimiento al rojo, $R_{200,z}$. También incluimos los residuos entre los modelos y la distribución de masas obtenida a partir de los halos SPH. El gris vertical indica el $5\%R_{200,z}$ que es la distancia adoptada en este trabajo para explorar las regiones internas del halo. Como indicamos en la Sec. 3.3.6, a $z = 0$ los modelos propuestos por Abadi et al. (2010) y Pedrosa et al. (2010) concuerdan bien con la distribución de masas de los halos SPH. Sin embargo, el modelo de Gnedin et al. (2004) es el que mejor reproduce la distribución de masas en todo el rango de corrimientos al rojo estudiado.

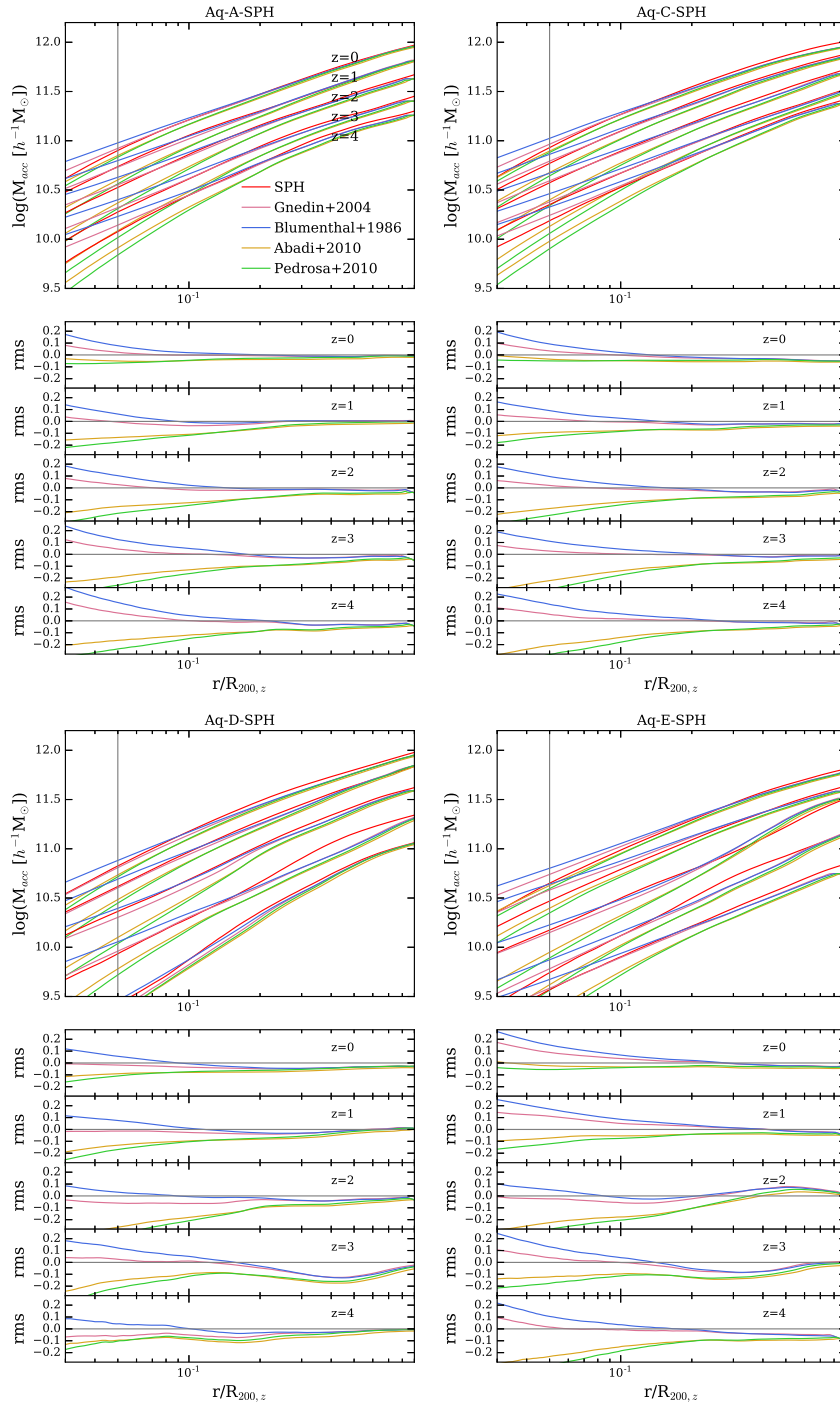


Figura 6.3: Distribución de masas obtenida a partir de los cuatro halos SPH Aquarius, comparada con cuatro implementaciones diferentes de la contracción del halo a $z = 0, 1, 2, 3$, y 4 (de arriba a abajo para cada halo). Los modelos AC son Blumenthal et al. (1986) (líneas azules), Gnedin et al. (2004) (líneas rosas). También comparamos con los modelos empíricos de Abadi et al. (2010) (líneas naranjas) y Pedrosa et al. (2010) (líneas verdes). La línea gris vertical indica el radio virial del 5% en cada corrimiento al rojo. También incluimos los residuos entre la distribución de masas de los halos SPH con cada modelo AC.

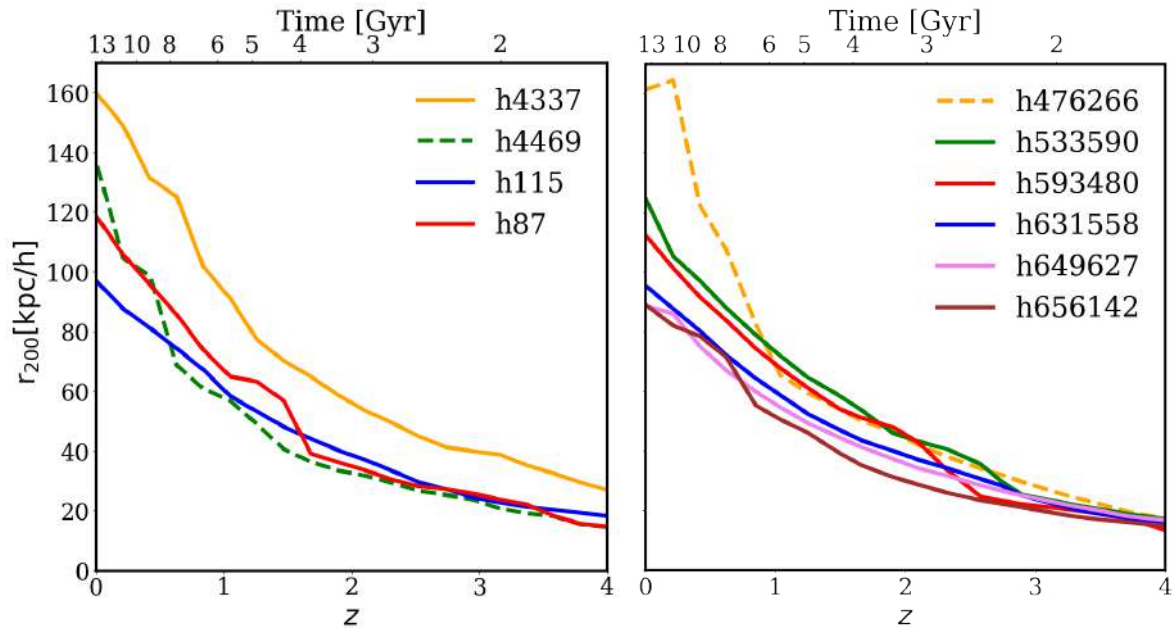


Figura 6.4: La evolución cósmica del radio virial, r_{200} para los halos de DM de CIELO (panel izquierdo) y TNG50 (panel derecho). Las líneas de trazos indican los halos con actividad de fusión reciente.

Apéndice del Capítulo 4: Análisis ampliado de la evolución de los halos

En la Fig. 6.4 mostramos la evolución del radio virial r_{200} . Observamos dos regímenes diferentes en la evolución. En primer lugar, un lento aumento del tamaño del halo con el tiempo, hasta $z = 2$ seguido de una aceleración en el aumento de r_{200} . Los efectos de la actividad de las fusiones recientes (h4469 y h476266) pueden observarse con un repentino incremento del tamaño del halo en tiempos recientes.

También estudiamos la evolución de la historia de la acreción de masa bariónica para los halos seleccionados en la Fig. 6.5. La acreción de bariones (estrellas y gas) sigue la misma tendencia que las partículas de MO. Observando la Fig. 4.2, los bariones tienen pendientes de la curva de MAH que aumentan menos monotónicamente que las partículas MO, producto de la formación estelar y la compleja dinámica del gas dentro de cada galaxia.

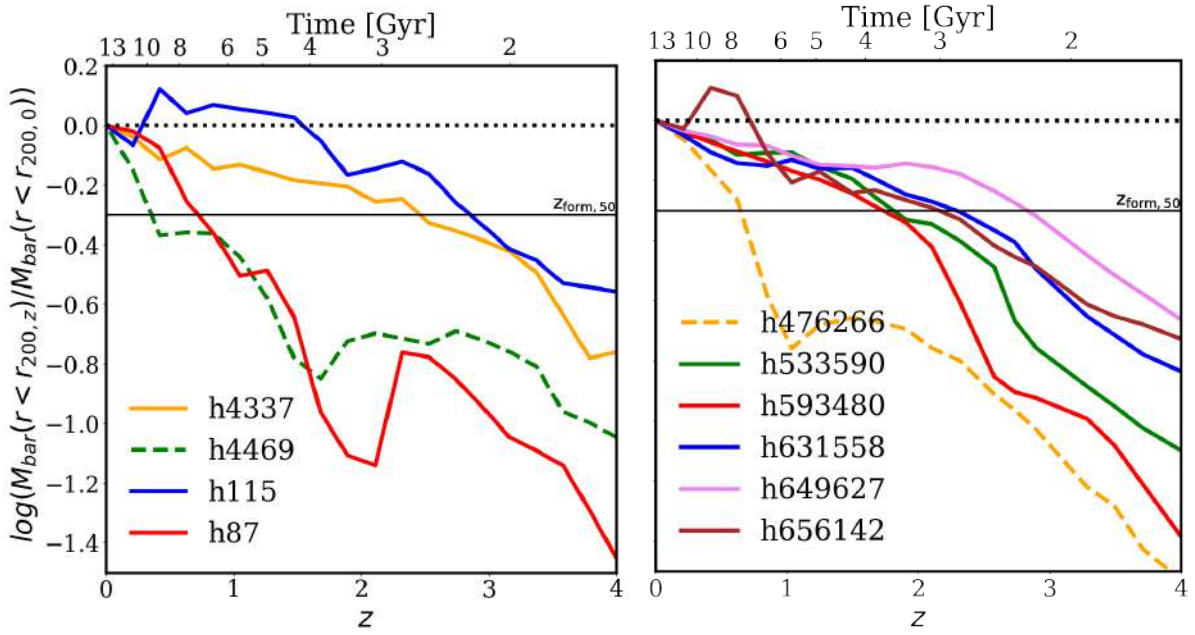


Figura 6.5: La historia de acreción de masa bariónica de los halos frente al desplazamiento al rojo z en CIELO (panel izquierdo) y TNG50 (panel derecho). Las líneas de trazos indican los halos con actividad de fusión reciente. La línea horizontal negra ($z_{\text{form},50}$) en los paneles MAH tiene como referencia estimar el tiempo de formación de los halos, como el desplazamiento al rojo en el que la masa del halo alcanza la mitad de su masa a $z = 0$.

Calculando el crecimiento de la masa de los halos a lo largo del tiempo cósmico, podemos calcular diferentes aproximaciones de su historia de ensamblaje de masa. Varios estudios describen la tasa instantánea de acreción de masa (por ejemplo, Rodríguez-Puebla et al., 2016; Gouin et al., 2021; Montero-Dorta et al., 2021) como,

$$\frac{dM_{200}}{dt} = \frac{M_{200}(t+dt) - M_{200}(t)}{dt} \quad (6.13)$$

En la Fig. 6.6 estimamos la tasa logarítmica de crecimiento del halo. Para ello, elegimos calcular la masa en $20\% r_{200}$, donde estudiamos los cambios en las morfologías.

En la Tab. 6.1 presentamos la tasa de crecimiento logarítmica instantánea $d\log(M)/dt_{z \sim 0}$ a $z = 0$, junto con el desplazamiento al rojo de formación a 70% , $z_{\text{form},70}$, definido como el desplazamiento al rojo en el que la masa del progenitor principal del halo a $20\% r_{200}$ es igual al 70% de la masa encerrada en el mismo radio a $z = 0$. Los halos con actividad de fusión reciente (como h4469 y h476266) son los últimos en alcanzar el 70% de la masa a $z = 0$ y, en consecuencia, son los halos con mayor tasa de crecimiento instantáneo a $z = 0$.

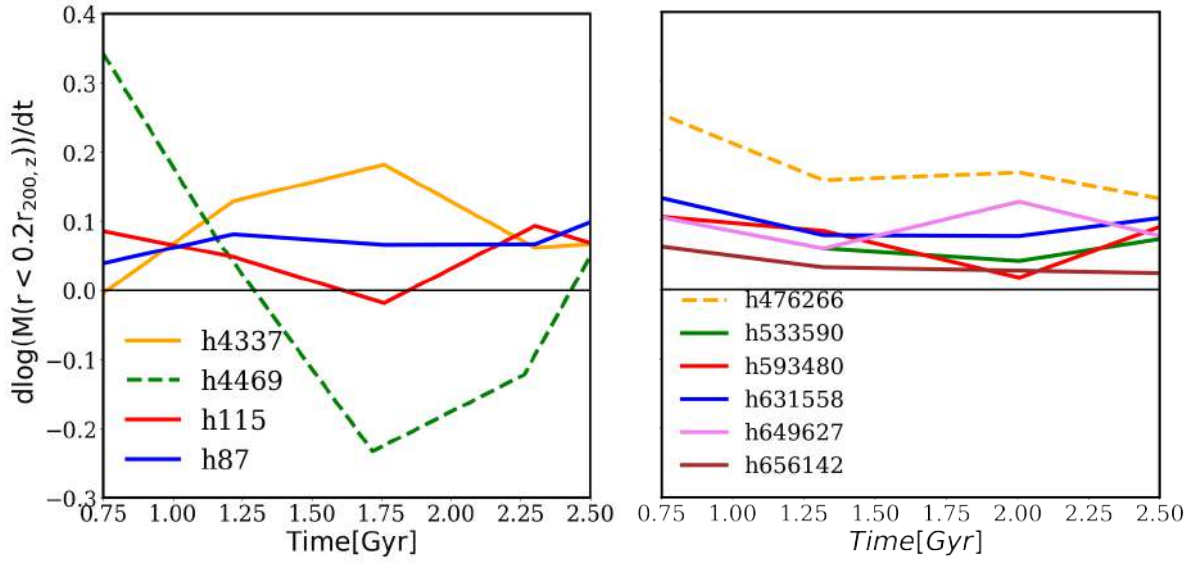


Figura 6.6: La tasa de crecimiento instantáneo del halo para CIELO (panel izquierdo) y los halos TNG50 (panel derecho) en función del tiempo de retrosección.

Tabla 6.1: El corrimiento al rojo de formación al 70% , $z_{\text{form},70}$, y la tasa de crecimiento logarítmica instantánea $d\log(M)/dt_{z\sim 0}$ a $z = 0$ para los halos selectos.

CIELO	$z_{\text{form},70}$	$d\log(M)/dt_{z\sim 0}$
h4337	0.75	-0.02
h4469	0.44	0.40
h87	0.88	0.09
h115	0.55	0.03
TNG50	$z_{\text{form},70}$	$d\log(M)/dt_{z\sim 0}$
h476266	0.48	0.27
h533590	0.82	0.05
h593480	0.68	0.11
h631558	0.70	0.14
h649627	0.85	0.11
h656142	0.62	0.06

Cosmology	superposición de GR	superposición de F6	superposición de F5
Tomando 100 haloes	23 (23 %)	13 (13 %)	17 (17 %)
Tomando 200 haloes	98 (49 %)	75 (37,5 %)	76 (38 %)
Tomando 300 haloes	215 (72 %)	171 (57 %)	188 (63 %)
Tomando 400 haloes	386 (97 %)	318 (80 %)	332 (83 %)

Tabla 6.2: Una visión general sobre el número de halos solapados entre los dos métodos para construir catálogos de halos utilizados en este trabajo.

Apéndice del Capítulo 5: Construcción del catálogo mediante el teselado de Voronoi.

VORO++ es un código numérico útil para calcular una teselación tridimensional de Voronoi en un espacio de coordenadas. Construimos un catálogo complementario para las tres simulaciones (F6, F5 y GR) y seleccionamos los halos con un entorno correspondiente a las densidades de Voronoi más bajas (que da cuenta del grado de aislamiento). Graficamos los resultados en un histograma 1D que muestra dónde residen los halos elegidos en términos de volumen de células de Voronoi. Comparamos el catálogo VORO++ resultante con los halos seleccionados con el método SVF.

Como podemos ver en la Tabla 6.2, el solapamiento entre los dos catálogos es considerable. Mantuvimos el método SVF para construir los catálogos de halos, ya que ambos métodos seleccionan casi los mismos halos (véase la Tabla 6.2).

Propiedades y relaciones de escala

En la Fig. 6.7 mostramos la relación SMHM, incluyendo los modelos Moster et al. (2018), Guo et al. (2010b) y Behroozi et al. (2013a).

Para las tres simulaciones la relación tiene valores similares a los que ya estaban presentes en la simulación original Illustris-TNG (ver Fig. 4 de Pillepich et al. (2017)) y también reportados por Arnold et al. (2019a).

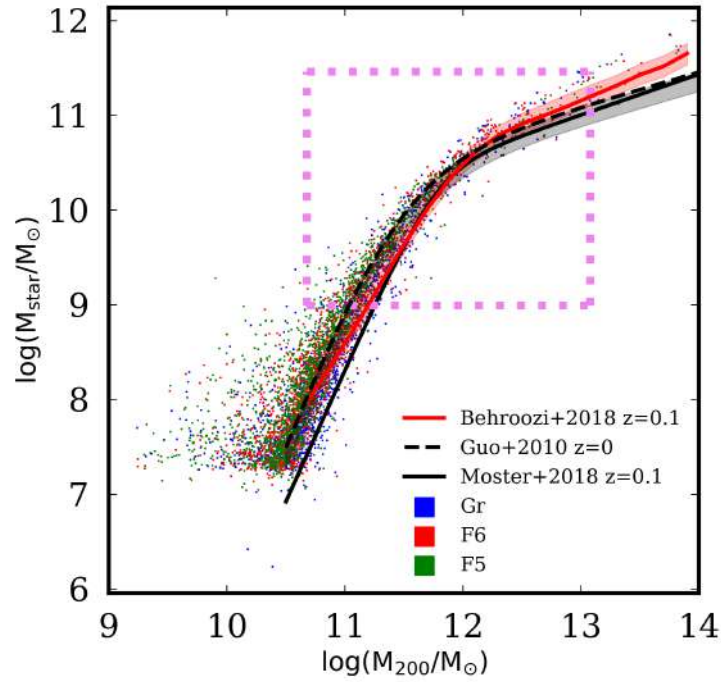


Figura 6.7: La relación SMHM, definida como la relación entre la masa estelar de la galaxia y la masa del halo para los halos seleccionados, para la simulación GR (azul), la simulación F6 (rojo) y F5 (verde). El cuadrado rojo de trazos muestra los cortes de masa estelar y del halo utilizados para seleccionar nuestro catálogo de halos. También mostramos los modelos Moster et al. (2018), Guo et al. (2010b) y Behroozi et al. (2013a).

En la Fig. 6.8 mostramos la relación masa-tamaño para los halos seleccionados. La tendencia también es similar a los resultados originales de Illustris-TNG (véase la Fig. 4 de Pillepich et al. (2017)). Los halos con mayor masa estelar tienen tamaños más grandes (mayor radio de media masa estelar, r_{hm}). Esta tendencia está presente independientemente de los efectos de la quinta fuerza.

Parámetros elipsoidales y correlación morfológica

En la Fig. 6.9, trazamos los histogramas 2D de los parámetros de forma de las elipses de canto ($\alpha_{\text{edge}}/r_{200}$ vs $\beta_{\text{edge}}/r_{200}$) en términos de D/T (paneles de la izquierda). Para los elipsoides 3D, mostramos los parámetros ($\beta_{\text{ell}}/r_{200}$ vs $\gamma_{\text{ell}}/r_{200}$) (paneles de la derecha). Para valores mayores de D/T, la región esférica de apantallamiento se rompe. Un disco de galaxia estelar más definido puede ser un indicador potencial de la morfología de una región de apantallamiento.

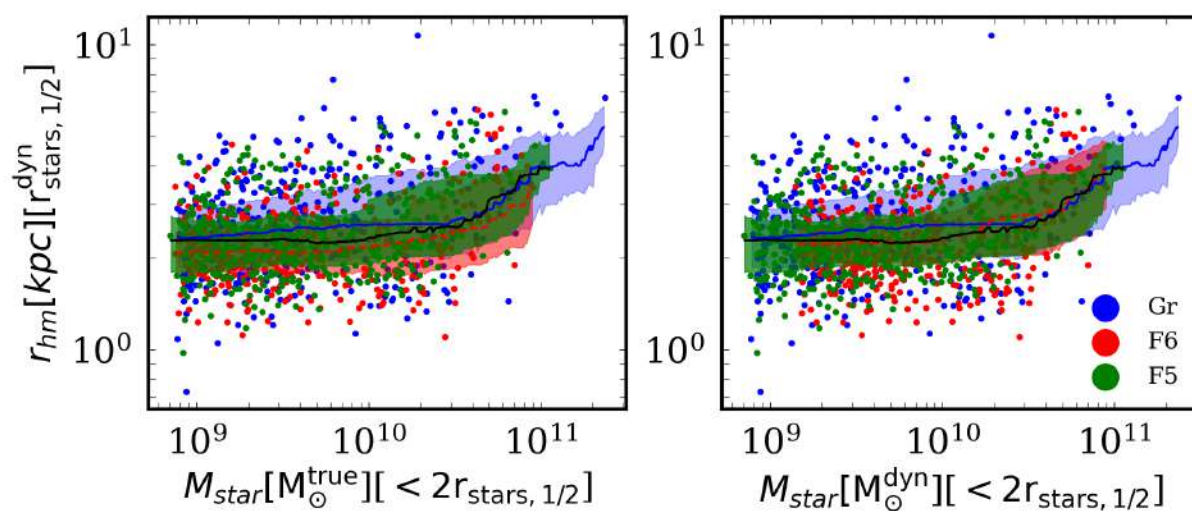


Figura 6.8: Relación masa-tamaño de los halos seleccionados, para la simulación RG (azul), F6 (rojo) y F5 (verde). En líneas continuas, la mediana móvil. Las zonas sombreadas encierran los cuartos 25th y 75th. Panel derecho, en función de la masa real estelar. En el panel izquierdo, es considerando la masa estelar dinámica.

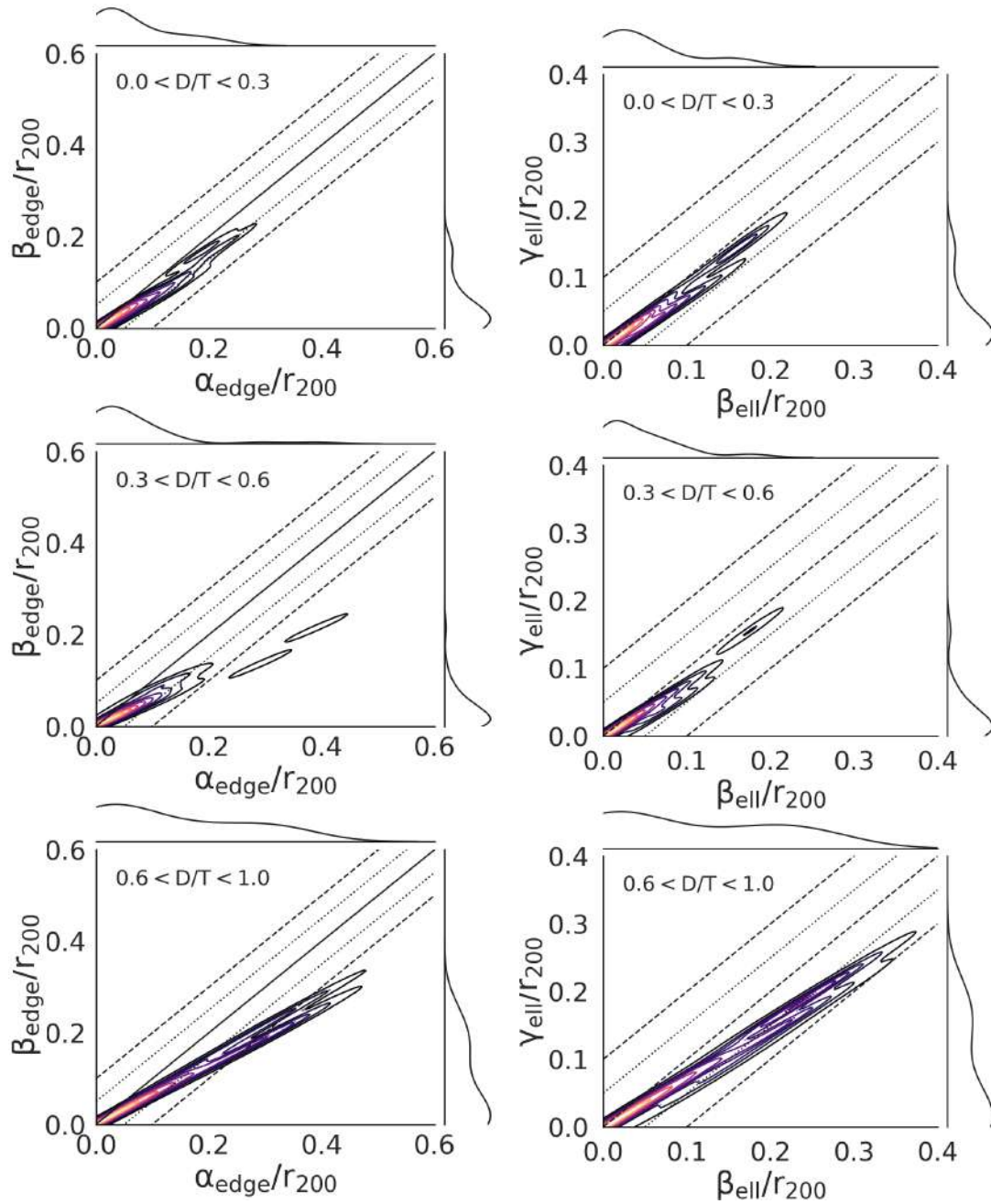


Figura 6.9: La distribución del histograma de los parámetros elipsoidales (2D) de las elipses: $\alpha_{\text{edge}}/r_{200}$ frente a $\beta_{\text{borde}}/r_{200}$ (paneles de la izquierda). Para los elipsoides (3D), tomamos $\beta_{\text{ell}}/r_{200}$ frente a $\gamma_{\text{ell}}/r_{200}$ (paneles derechos). Cada fila representa un intervalo D/T y su desviación de la igualdad. Definimos las regiones de apantallamiento como los radios con valores de campo inferiores a $|f_{\text{R}}/f_{\text{R0}}| = 10^{-2}$. Para las galaxias de disco, los parámetros β_{edge} y γ_{ell} fueron menores que los parámetros junto al marco del disco estelar, es decir, α_{edge} , α_{ell} y β_{ell} . Véase la tabla 5.4.

Lista de acrónimos

Λ -CDM	<i>Lambda Cold Dark Matter</i> , Modelo de materia oscura fría con constante
AGN	<i>Active Galactic Nuclei</i> , Galaxias de núcleo activo
DMo	<i>Dark matter only</i> , simulación numérica con solo materia oscura
DC14	Perfil de materia oscura del Di Cintrio
FoF	<i>Friends-of-Friends</i> , Algoritmo para buscar las estructuras virializadas en la simulación
HI	Hidrógeno atómico
IGM	<i>Inter-Galactic Medium</i> , Medio Intergaláctico
IMF	<i>Initial Mass Function</i> , Función Inicial de Masa
ISM	<i>Interstellar Medium</i> , Medio Interestelar
MAH	<i>Mass accretion history</i>
MO	Materia oscura
MOG	<i>MOdified Gravity</i>
MW	<i>Milky Way</i> , Vía Láctea
NFW	Perfil de materia oscura del modelo de Navarro, Frenk y White
RG	Relatividad General
SDSS	<i>Sloan Digital Sky Survey</i>
SN	Supernova
SNIa	Supernova tipo Ia
SNII	Supernova tipo II
SPH	<i>Smoothed Particle Hydrodynamics</i> , Hidrodinámica de partículas suavizadas
SFR	<i>Star Formation Rate</i> , Tasa de formación estelar

Publicaciones a las que dio origen esta Tesis

Publicaciones en revistas con referato

- *Dark matter response to galaxy assembly history*, M. C. Artale, S. E. Pedrosa, P. B. Tissera, **P. Cataldi**, and A. Di Cintio, *Astronomy & Astrophysics*, vol. 622, A197, A197, (2019).
- *Baryons shaping dark matter haloes*, **P. Cataldi**, S. E. Pedrosa, P. B. Tissera, and M. C. Artale, *Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 501, no. 4, pp. 5679–5691, (2020).
- *Fingerprints of modified gravity on galaxies in voids*, **P. Cataldi**, S.E. Pedrosa, N. Padilla, S. Landau, C. Arnold, and B. Li, *Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 515, no. 4, pp. 5358–5374, (2022).
- *Redshift evolution of the dark matter haloes shapes*, **P. Cataldi**, S. E. Pedrosa, P. B. Tissera, M. C. Artale, N.D Padilla, R. Dominguez-Teneiro, L. Bignone, R. Gonzalez and L.J Pellizza, *Notices of the Royal Astronomical Society* (2023).
- *Redshift evolution of the dark matter haloes shapes*, **P. Cataldi**, S. E. Pedrosa, P. B. Tissera, M. C. Artale, L. Bignone, N.D Padilla and R. Dominguez-Teneiro, *BAAA64* (2023).

Publicaciones en congresos

- *Estudio numérico de los halos de materia oscura en simulaciones cosmológicas*, **P. Cataldi**, S. E. Pedrosa, P. B. Tissera, and M. C. Artale in 60th Annual Reunion of the Argentinian Astronomy Association, Mendoza, Argentina, 2017.
- *Studying the dark matter halo shape*, **P. Cataldi**, S. E. Pedrosa, P. B. Tissera, and M. C. Artale in Friends-of-friends virtual meeting, Cordoba, Argentina, 2018.

-
- *Baryons shaping dark matter haloes*, **P. Cataldi**, S. E. Pedrosa, P. B. Tissera, and M. C. Artale in II Reunion Bi-National AAA-SOCHIAS, La Serena, Chile, 2018.
 - *Fingerprints of modified gravity effects on galaxies in voids*, **P. Cataldi**, S. Pedrosa, N. Padilla, S. Landau, C. Arnold, and B. Li in 63th Annual Reunion of the Argentinian Astronomy Association, 2021.
 - *Study on the evolution of dark matter haloes in cielo simulations*, **P. Cataldi**, S. E. Pedrosa, P. B. Tissera, and M. C. Artale, in 64th Annual Reunion of the Argentinian Astronomy Association, Buenos Aires, Argentina, 2022.
 - *Fingerprints of modified gravity effects on galaxies in voids*, **P. Cataldi**, S. Pedrosa, N. Padilla, S. Landau, C. Arnold, and B. Li, in First Rio Dark Matter Workshop, Rio de Janeiro, Brazil, 2023.

Bibliografía

- Abadi, M. G. et al. (sep. de 2010). En: *MNRAS* 407, págs. 435-446.
- Abazajian, Kevork N. et al. (jul. de 2014). En: *PhRvD* 90.2, 023526, pág. 023526.
- Acedo, Luis (2020). En: *Universe* 6.11.
- Alam, S. M. Khairul et al. (jun. de 2002). En: *ApJ* 572.1, págs. 34-40.
- Allgood, B. A. (2005). Tesis doct.
- Amekhyan, Armine et al. (dic. de 2021). En: *Research in Astronomy and Astrophysics* 21.12, 309, pág. 309.
- Arnold, Christian y Baojiu Li (dic. de 2019a). En: *MNRAS* 490.2, págs. 2507-2520.
- Arnold, Christian et al. (oct. de 2016). En: *MNRAS* 462.2, págs. 1530-1541.
- Arnold, Christian et al. (jul. de 2019b). En: *Nature Astronomy* 3, págs. 945-954.
- Artale, M. C. et al. (abr. de 2015). En: *MNRAS* 448, págs. 3071-3080.
- Artale, María Celeste et al. (feb. de 2019). En: *A&A* 622, A197, A197.
- Aumer, Michael et al. (oct. de 2013). En: *MNRAS* 434.4, págs. 3142-3164.
- Avila-Reese, Vladimir et al. (nov. de 2005). En: *ApJ* 634.1, págs. 51-69.
- Bailin, J. y M. Steinmetz (jul. de 2005). En: *ApJ* 627, págs. 647-665.
- Baptista, Jay et al. (nov. de 2022). En: *arXiv e-prints*, arXiv:2211.16382, arXiv:2211.16382.
- Barnes, Joshua E. y Lars Hernquist (nov. de 1996). En: *ApJ* 471, pág. 115.
- Becquaert, J. -F. y F. Combes (sep. de 1997). En: *A&A* 325, págs. 41-56.
- Behroozi, Peter et al. (sep. de 2019). En: *MNRAS* 488.3, págs. 3143-3194.
- Behroozi, Peter S. et al. (jun. de 2013a). En: *ApJ* 770.1, 57, pág. 57.
- Behroozi, Peter S. et al. (ene. de 2013b). En: *ApJ* 762.2, 109, pág. 109.
- Belokurov, V. et al. (jul. de 2018). En: *MNRAS* 478.1, págs. 611-619.
- Blumenthal, G. R. et al. (feb. de 1986). En: *ApJ* 301, págs. 27-34.
- Bonamigo, Mario et al. (mayo de 2015). En: *MNRAS* 449.3, págs. 3171-3182.
- Bond, J. R. et al. (oct. de 1991). En: *ApJ* 379, pág. 440.

- Bovy, Jo et al. (dic. de 2016). En: *ApJ* 833.1, 31, pág. 31.
- Brax, Philippe et al. (dic. de 2004). En: *PhRvD* 70.12, 123518, pág. 123518.
- Brax, Philippe et al. (nov. de 2008). En: *PhRvD* 78.10, 104021, pág. 104021.
- Brook, C. B. et al. (ago. de 2012). En: *MNRAS* 424.2, págs. 1275-1283.
- Brook, Chris B. y Arianna Di Cintio (oct. de 2015). En: *MNRAS* 453.2, págs. 2133-2143.
- Bryan, S. E. et al. (mayo de 2012). En: *MNRAS* 422.3, págs. 1863-1879.
- Bryan, S. E. et al. (mar. de 2013). En: *MNRAS* 429, págs. 3316-3329.
- Bullock, James S. y Michael Boylan-Kolchin (ago. de 2017). En: *ARA&A* 55.1, págs. 343-387.
- Buote, David A. y Claude R. Canizares (feb. de 1996). En: *ApJ* 457, pág. 565.
- (ago. de 1998). En: *MNRAS* 298.3, págs. 811-823.
- Buote, David A. et al. (sep. de 2002). En: *ApJ* 577.1, págs. 183-196.
- Burrage, Clare y Jeremy Sakstein (mar. de 2018). En: *Living Reviews in Relativity* 21.1, 1, pág. 1.
- Butsky, I. et al. (oct. de 2016). En: *MNRAS* 462, págs. 663-680.
- Cabré, Anna et al. (jul. de 2012). En: *JCAP* 2012.7, 034, pág. 034.
- Cai, Yan-Chuan et al. (jul. de 2015). En: *MNRAS* 451.1, págs. 1036-1055.
- Cataldi, P et al. (dic. de 2020). En: *MNRAS* 501.4, págs. 5679-5691.
- Cataldi, Pedro et al. (oct. de 2022). En: *MNRAS* 515.4, págs. 5358-5374.
- Catelan, Paolo y Tom Theuns (sep. de 1996a). En: *MNRAS* 282.2, págs. 436-454.
- (sep. de 1996b). En: *MNRAS* 282.2, págs. 455-469.
- Ceverino, Daniel et al. (oct. de 2015). En: *MNRAS* 453.1, págs. 408-413.
- Chabrier, Gilles (jul. de 2003). En: *PASP* 115.809, págs. 763-795.
- Chan, T. K. et al. (dic. de 2015). En: *MNRAS* 454.3, págs. 2981-3001.
- Chiba, Takeshi (nov. de 2003). En: *Physics Letters B* 575.1-2, págs. 1-3.
- Choi, Ena et al. (jul. de 2010). En: *MNRAS* 406.1, págs. 320-328.
- Chua, Kun Ting Eddie et al. (mar. de 2019). En: *MNRAS* 484, págs. 476-493.
- Chua, Kun Ting Eddie et al. (sep. de 2022). En: *MNRAS* 515.2, págs. 2681-2697.
- Clampitt, Joseph et al. (mayo de 2013). En: *MNRAS* 431.1, págs. 749-766.
- Clifton, Timothy et al. (2012). En: *Physics Reports* 513.1. Modified Gravity and Cosmology, págs. 1-189.

-
- Codis, Sandrine et al. (sep. de 2018). En: *MNRAS* 479.1, págs. 973-993.
- Colberg, J. M. et al. (sep. de 1999). En: *MNRAS* 308.3, págs. 593-598.
- Contarini, Sofia et al. (jul. de 2021). En: *MNRAS* 504.4, págs. 5021-5038.
- Cooper, A. P. et al. (ago. de 2010). En: *MNRAS* 406.2, págs. 744-766.
- Crain, Robert A. et al. (jun. de 2015). En: *MNRAS* 450.2, págs. 1937-1961.
- Curir, Anna et al. (ago. de 1993). En: *ApJ* 413, pág. 70.
- Dalla Vecchia, Claudio y Joop Schaye (oct. de 2012). En: *MNRAS* 426.1, págs. 140-158.
- Davis, Anne-Christine et al. (jun. de 2012). En: *PhRvD* 85.12, 123006, pág. 123006.
- De Felice, Antonio y Shinji Tsujikawa (jun. de 2010). En: *Living Reviews in Relativity* 13.1, 3, pág. 3.
- De Rossi, M. E. et al. (nov. de 2013). En: *MNRAS* 435, págs. 2736-2752.
- Debattista, V. P. et al. (jul. de 2008). En: *ApJ* 681, págs. 1076-1088.
- Debattista, Victor P. y J. A. Sellwood (ene. de 1998). En: *ApJL* 493.1, págs. L5-L8.
- Dekel, Avishai et al. (mayo de 2003). En: *MNRAS* 341.1, págs. 326-342.
- Desmond, Harry y Pedro G. Ferreira (nov. de 2020). En: *PhRvD* 102.10, 104060, pág. 104060.
- Despali, Giulia et al. (oct. de 2014). En: *MNRAS* 443.4, págs. 3208-3217.
- Despali, Giulia et al. (abr. de 2017). En: *MNRAS* 466.1, págs. 181-193.
- Di Cintio, A. et al. (jul. de 2014a). En: *MNRAS* 441, págs. 2986-2995.
- Di Cintio, Arianna et al. (jul. de 2014b). En: *MNRAS* 441.4, págs. 2986-2995.
- Diemand, Jürg et al. (dic. de 2005). En: *MNRAS* 364.2, págs. 665-673.
- Diemand, Jürg et al. (mar. de 2007). En: *ApJ* 657.1, págs. 262-270.
- Dolag, K. et al. (feb. de 2008). En: *SSRv* 134.1-4, págs. 229-268.
- Donato, F. et al. (ago. de 2009). En: *MNRAS* 397.3, págs. 1169-1176.
- Doroshkevich, A. G. (ene. de 1970). En: *Astrofizika* 6, págs. 581-600.
- Dubinski, J. y R. G. Carlberg (sep. de 1991). En: *ApJ* 378, págs. 496-503.
- Duffy, A. R. et al. (jul. de 2010). En: *MNRAS* 405, págs. 2161-2178.
- Dutton, A. A. et al. (sep. de 2016). En: *MNRAS* 461, págs. 2658-2675.
- Dutton, Aaron A. y Frank C. Van Den Bosch (jun. de 2009). En: *MNRAS* 396.1, págs. 141-164.
- Einasto, J. (ene. de 1965). En: *Trudy Astrofizicheskogo Instituta Alma-Ata* 5, págs. 87-100.
- Errani, Raphaël et al. (feb. de 2017). En: *MNRAS* 465.1, págs. L59-L63.

- Evans, Anna Kathinka Dalland y Sarah Bridle (abr. de 2009). En: *ApJ* 695.2, págs. 1446-1456.
- Fabricant, D. et al. (nov. de 1984). En: *ApJ* 286, págs. 186-195.
- Fakhouri, Onsi et al. (ago. de 2010). En: *MNRAS* 406, págs. 2267-2278.
- Faltenbacher, Andreas et al. (sep. de 2005). En: *MNRAS* 362.3, págs. 1099-1108.
- Frenk, C. S. et al. (oct. de 1985). En: *Nature* 317.6038, págs. 595-597.
- Frenk, Carlos S. et al. (abr. de 1988). En: *ApJ* 327, pág. 507.
- Gaia Collaboration et al. (ago. de 2018). En: *A&A* 616, A1, A1.
- Gao, Liang et al. (jun. de 2008). En: *MNRAS* 387.2, págs. 536-544.
- Genel, Shy et al. (mar. de 2018). En: *MNRAS* 474.3, págs. 3976-3996.
- Ghigna, Sebastiano et al. (oct. de 1998). En: *MNRAS* 300.1, págs. 146-162.
- Gingold, R. A. y J. J. Monaghan (dic. de 1977). En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 181.3, págs. 375-389.
- Gnedin, O. Y. et al. (nov. de 2004). En: *ApJ* 616, págs. 16-26.
- Gouin, C. et al. (jul. de 2021). En: *A&A* 651, A56, A56.
- Governato, F. et al. (mayo de 2012). En: *MNRAS* 422.2, págs. 1231-1240.
- Grand, Robert J. J. et al. (mayo de 2017). En: *MNRAS* 467.1, págs. 179-207.
- Guo, Qi et al. (mayo de 2010a). En: *MNRAS* 404.3, págs. 1111-1120.
- (mayo de 2010b). En: *MNRAS* 404.3, págs. 1111-1120.
- Gurzadyan, V. y Arman Stepanian (feb. de 2019). En: *The European Physical Journal C* 79.
- Hahn, Oliver y Tom Abel (ago. de 2011). En: *MNRAS* 415.3, págs. 2101-2121.
- He, Jian-hua y Bin Wang (ene. de 2013). En: *Phys. Rev. D* 87 (2), pág. 023508.
- He, Jian-hua et al. (ago. de 2015). En: *PhRvL* 115.7, 071306, pág. 071306.
- Hellwing, Wojciech A. et al. (mar. de 2021). En: *PhRvD* 103.6, 063517, pág. 063517.
- Helmi, Amina et al. (oct. de 2018). En: *Nature* 563.7729, págs. 85-88.
- Hernquist, Lars y Neal Katz (jun. de 1989). En: *ApJS* 70, pág. 419.
- Hoekstra, Henk et al. (mayo de 2004). En: *ApJ* 606.1, págs. 67-77.
- Hu, Wayne e Ignacy Sawicki (sep. de 2007). En: *PhRvD* 76.6, 064004, pág. 064004.
- Ibata, Rodrigo et al. (abr. de 2001). En: *ApJ* 551.1, págs. 294-311.
- Iwamoto, K. et al. (dic. de 1999). En: *ApJS* 125, págs. 439-462.

-
- Jain, Bhuvnesh y Jake VanderPlas (oct. de 2011). En: *JCAP* 2011.10, 032, pág. 032.
- Jiménez, Noelia et al. (sep. de 2015). En: *ApJ* 810.2, 137, pág. 137.
- Jing, Y. P. y Yasushi Suto (ago. de 2002). En: *ApJ* 574.2, págs. 538-553.
- Katz, Harley et al. (abr. de 2017). En: *MNRAS* 466.2, págs. 1648-1668.
- Kawahara, Hajime (ago. de 2010). En: *ApJ* 719.2, págs. 1926-1931.
- Kazantzidis, S. et al. (sep. de 2010). En: *ApJL* 720, págs. L62-L66.
- Knebe, Alexander et al. (mar. de 2004). En: *ApJ* 603.1, págs. 7-11.
- Knollmann, Steffen R. y Alexander Knebe (jun. de 2009). En: *ApJS* 182.2, págs. 608-624.
- Komatsu, E. et al. (feb. de 2009). En: *ApJS* 180.2, págs. 330-376.
- Kraljic, Katarina et al. (ene. de 2020). En: *MNRAS* 491.3, págs. 4294-4309.
- Kuhlen, Michael et al. (feb. de 2010). En: *JCAP* 2010.2, 030, pág. 030.
- Lagos, Claudia del P. et al. (feb. de 2017). En: *MNRAS* 464.4, págs. 3850-3870.
- Lapi, A. y A. Cavaliere (dic. de 2011). En: *ApJ* 743.2, 127, pág. 127.
- Lau, Erwin T. et al. (nov. de 2013). En: *ApJ* 777.2, 151, pág. 151.
- Law, David R. y Steven R. Majewski (mayo de 2010). En: *ApJ* 714.1, págs. 229-254.
- Lee, Christoph T. et al. (abr. de 2017). En: *MNRAS* 466.4, págs. 3834-3858.
- Li, Baojiu (mar. de 2011). En: *MNRAS* 411.4, págs. 2615-2627.
- Li, Baojiu et al. (ene. de 2012a). En: *JCAP* 2012.1, 051, pág. 051.
- Li, Baojiu et al. (abr. de 2012b). En: *MNRAS* 421.4, págs. 3481-3487.
- Libeskind, Noam I. et al. (mar. de 2011). En: *MNRAS* 411.3, págs. 1525-1535.
- Llinares, Claudio (ene. de 2018). En: *International Journal of Modern Physics D* 27.15, 1848003, pág. 1848003.
- Lombriser, Lucas et al. (jun. de 2012). En: *Phys. Rev. D* 85 (12), pág. 124054.
- Lu, Yu et al. (abr. de 2006). En: *MNRAS* 368.4, págs. 1931-1940.
- Ludlow, Aaron D. et al. (jun. de 2014). En: *MNRAS* 441.1, págs. 378-388.
- Macciò, A. V. et al. (ene. de 2012). En: *ApJL* 744.1, L9, pág. L9.
- Macciò, Andrea V. et al. (jun. de 2007). En: *MNRAS* 378.1, págs. 55-71.
- Machado, R. E. G. et al. (ene. de 2018). En: *A&A* 609, A66, A66.
- Malhan, Khyati y Rodrigo A. Ibata (jul. de 2019). En: *MNRAS* 486.3, págs. 2995-3005.
- Marinacci, Federico et al. (ene. de 2014). En: *MNRAS* 437.2, págs. 1750-1775.

- Marinacci, Federico et al. (ago. de 2018). En: *MNRAS* 480.4, págs. 5113-5139.
- McAlpine, S. et al. (abr. de 2016). En: *Astronomy and Computing* 15, págs. 72-89.
- McGaugh, Stacy S. (feb. de 2012). En: *AJ* 143.2, 40, pág. 40.
- Menker, Paul y Andrew J. Benson (mayo de 2022). En: *arXiv e-prints*, arXiv:2205.02955, arXiv:2205.02955.
- Milgrom, M. (jul. de 1983). En: *ApJ* 270, págs. 365-370.
- Mitchell, Myles A. et al. (jun. de 2018). En: *MNRAS* 477.1, págs. 1133-1152.
- Mitchell, Myles A. et al. (2019). En: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 487.1, págs. 1410-1425.
- Mitchell, Myles A. et al. (dic. de 2021). En: *MNRAS* 508.3, págs. 4140-4156.
- Mollitor, Pol et al. (feb. de 2015). En: *MNRAS* 447.2, págs. 1353-1369.
- Montero-Dorta, Antonio D. et al. (nov. de 2021). En: *MNRAS* 508.1, págs. 940-949.
- Moore, B. et al. (oct. de 2004). En: *MNRAS* 354, págs. 522-528.
- Mosconi, M. B. et al. (jul. de 2001). En: *MNRAS* 325, págs. 34-48.
- Moster, Benjamin P. et al. (jun. de 2018). En: *MNRAS* 477.2, págs. 1822-1852.
- Naik, A. P. et al. (oct. de 2020). En: *PhRvD* 102.8, 084066, pág. 084066.
- Naik, Aneesh P. et al. (nov. de 2018). En: *MNRAS* 480.4, págs. 5211-5225.
- Naik, Aneesh P. et al. (oct. de 2019). En: *MNRAS* 489.1, págs. 771-787.
- Navarro, J. F. et al. (mayo de 1996). En: *ApJ* 462, pág. 563.
- Navarro, J. F. et al. (feb. de 2010). En: *MNRAS* 402, págs. 21-34.
- Navarro, Julio F. et al. (dic. de 1997). En: *ApJ* 490.2, págs. 493-508.
- Nelson, Dylan et al. (mar. de 2018). En: *MNRAS* 475.1, págs. 624-647.
- Nelson, Dylan et al. (mayo de 2019). En: *Computational Astrophysics and Cosmology* 6.1, 2, pág. 2.
- Oguri, Masamune et al. (jul. de 2010). En: *MNRAS* 405.4, págs. 2215-2230.
- Oguri, Masamune et al. (mar. de 2012). En: *MNRAS* 420.4, págs. 3213-3239.
- Oh, Se-Heon et al. (dic. de 2008). En: *AJ* 136.6, págs. 2761-2781.
- Oh, Se-Heon et al. (jun. de 2015). En: *AJ* 149.6, 180, pág. 180.
- Pace, Francesco et al. (sep. de 2019). En: *JCAP* 2019.9, 060, pág. 060.
- Paillas, Enrique et al. (mar. de 2019). En: *MNRAS* 484.1, págs. 1149-1165.
- Patiri, Santiago G. et al. (dic. de 2006). En: *ApJ* 652.2, págs. L75-L78.

- Pedrosa, S. et al. (jun. de 2008). En: *A&A* 484.2, págs. 299-302.
- Pedrosa, S. et al. (feb. de 2010). En: *MNRAS* 402, págs. 776-788.
- Pedrosa, S. E. y P. B. Tissera (dic. de 2015). En: *A&A* 584, A43, A43.
- Pedrosa, S. E. et al. (jul. de 2014). En: *A&A* 567, A47, A47.
- Pedrosa, Susana et al. (mayo de 2009). En: *MNRAS* 395.1, págs. L57-L61.
- Peebles, P. J. E. (1980).
- Pillepich, Annalisa et al. (oct. de 2017). En: *MNRAS* 473.3, págs. 4077-4106.
- (ene. de 2018). En: *MNRAS* 473.3, págs. 4077-4106.
- Pizzuti, L. et al. (jul. de 2017). En: *JCAP* 2017.7, 023, pág. 023.
- Planck Collaboration et al. (nov. de 2014). En: *A&A* 571, A1, A1.
- Planck Collaboration et al. (sep. de 2016). En: *A&A* 594, A13, A13.
- Planck Collaboration et al. (sep. de 2020). En: *A&A* 641, A6, A6.
- Pontzen, Andrew y Fabio Governato (feb. de 2014). En: *Nature* 506.7487, págs. 171-178.
- Power, C. et al. (ene. de 2003). En: *MNRAS* 338.1, págs. 14-34.
- Press, William H. y Paul Schechter (feb. de 1974). En: *ApJ* 187, págs. 425-438.
- Read, J. I. y G. Gilmore (ene. de 2005). En: *MNRAS* 356.1, págs. 107-124.
- Riess, Adam G. et al. (dic. de 2021). En: *arXiv e-prints*, arXiv:2112.04510, arXiv:2112.04510.
- Robotham, Aaron et al. (ene. de 2008). En: *ApJ* 672.2, págs. 834-848.
- Rodríguez-Gomez, Vicente et al. (mayo de 2015). En: *MNRAS* 449.1, págs. 49-64.
- Rodríguez-Puebla, Aldo et al. (jul. de 2016). En: *MNRAS* 462.1, págs. 893-916.
- Rodríguez, S. et al. (ago. de 2022). En: *MNRAS* 514.4, págs. 6157-6172.
- Rosas-Guevara, Y. M. et al. (nov. de 2015). En: *MNRAS* 454.1, págs. 1038-1057.
- Rosito, M. S. et al. (jun. de 2018). En: *A&A* 614, A85, A85.
- Sakstein, Jeremy (dic. de 2013). En: *Phys. Rev. D* 88 (12), pág. 124013.
- (dic. de 2015). En: *PhRvD* 92.12, 124045, pág. 124045.
- (feb. de 2020). En: *arXiv e-prints*, arXiv:2002.04194, arXiv:2002.04194.
- Salpeter, Edwin E. (ene. de 1955). En: *ApJ* 121, pág. 161.
- Salucci, P. y A. Burkert (jul. de 2000). En: *ApJL* 537.1, págs. L9-L12.
- Sawala, Till et al. (mayo de 2013). En: *MNRAS* 431.2, págs. 1366-1382.
- Sayers, J. et al. (feb. de 2011). En: *ApJ* 728.1, 39, pág. 39.

-
- Scannapieco, C. et al. (dic. de 2005). En: *MNRAS* 364, págs. 552-564.
- (sep. de 2006). En: *MNRAS* 371, págs. 1125-1139.
- (sep. de 2008). En: *MNRAS* 389, págs. 1137-1149.
- Scannapieco, C. et al. (jun. de 2009). En: *MNRAS* 396, págs. 696-708.
- Schaller, Matthieu et al. (ago. de 2015a). En: *MNRAS* 451.2, págs. 1247-1267.
- Schaller, Matthieu et al. (dic. de 2015b). En: *MNRAS* 454.3, págs. 2277-2291.
- Schaller, Matthieu et al. (sep. de 2016a). En: *MNRAS* 461.1, págs. L56-L61.
- (sep. de 2016b). En: *MNRAS* 461.1, págs. L56-L61.
- Schaye, Joop y Claudio Dalla Vecchia (ene. de 2008). En: *MNRAS* 383.3, págs. 1210-1222.
- Schaye, Joop et al. (ene. de 2015). En: *MNRAS* 446.1, págs. 521-554.
- Schimd, C. y M. Sereno (abr. de 2021). En: *MNRAS* 502.3, págs. 3911-3921.
- Shao, Shi et al. (jul. de 2021). En: *MNRAS* 504.4, págs. 6033-6048.
- Shi, Difu et al. (sep. de 2015). En: *MNRAS* 452.3, págs. 3179-3191.
- Soucail, G. et al. (ene. de 1987). En: *A&A* 172, págs. L14-L16.
- Sparre, Martin y Steen H Hansen (oct. de 2012). En: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2012.10, págs. 049-049.
- Spergel, D. N. et al. (sep. de 2003). En: *ApJS* 148.1, págs. 175-194.
- Springel, V. y L. Hernquist (feb. de 2003). En: *MNRAS* 339, págs. 289-311.
- Springel, V. et al. (abr. de 2001). En: *NewA* 6, págs. 79-117.
- Springel, V. et al. (dic. de 2008). En: *MNRAS* 391.4, págs. 1685-1711.
- Springel, Volker (dic. de 2005). En: *MNRAS* 364.4, págs. 1105-1134.
- (ene. de 2010). En: *MNRAS* 401.2, págs. 791-851.
- Springel, Volker et al. (jun. de 2005). En: *Nature* 435.7042, págs. 629-636.
- Springel, Volker et al. (dic. de 2017). En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 475.1, págs. 676-698.
- (mar. de 2018). En: *MNRAS* 475.1, págs. 676-698.
- Stadel, J. et al. (sep. de 2009). En: *MNRAS* 398.1, págs. L21-L25.
- Swaters, R. A. et al. (dic. de 1997). En: *ApJ* 491.1, págs. 140-145.
- Tapia, B. et al. (jul. de 2022). En: *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina* 63, págs. 256-258.

- Teklu, Adelheid F. et al. (dic. de 2017). En: *MNRAS* 472, págs. 4769-4785.
- Terukina, Ayumu et al. (abr. de 2014). En: *JCAP* 2014.4, 013, pág. 013.
- Teyssier, R. (abr. de 2002). En: *A&A* 385, págs. 337-364.
- Thob, Adrien C. R. et al. (mayo de 2019). En: *MNRAS* 485.1, págs. 972-987.
- Tissera, P. B. y R. Dominguez-Tenreiro (jun. de 1998). En: *MNRAS* 297.1, págs. 177-194.
- Tissera, P. B. et al. (ago. de 2010). En: *MNRAS* 406, págs. 922-935.
- Tissera, P. B. et al. (mar. de 2016a). En: *MNRAS* 456, págs. 2982-2992.
- Tissera, P. B. et al. (ago. de 2016b). En: *A&A* 592, A93, A93.
- Tissera, P. B. et al. (ago. de 2017). En: *A&A* 604, A118, A118.
- Tissera, Patricia B. et al. (feb. de 2012). En: *MNRAS* 420.1, págs. 255-270.
- Tissera, Patricia B. et al. (ene. de 2019). En: *MNRAS* 482.2, págs. 2208-2221.
- Tollet, Edouard et al. (mar. de 2016). En: *MNRAS* 456.4, págs. 3542-3552.
- Tormen, Giuseppe (sep. de 1997). En: *MNRAS* 290.3, págs. 411-421.
- Trayford, James W. et al. (feb. de 2019). En: *MNRAS* 483.1, págs. 744-766.
- Trujillo-Gomez, Sebastian et al. (nov. de 2011). En: *ApJ* 742.1, 16, pág. 16.
- Valluri, Monica et al. (mar. de 2010). En: *MNRAS* 403.1, págs. 525-544.
- van Uitert, Edo et al. (jun. de 2017). En: *MNRAS* 467.4, págs. 4131-4149.
- Vega-Ferrero, Jesús et al. (mayo de 2017). En: *MNRAS* 467.3, págs. 3226-3238.
- Vera-Ciro, Carlos A. et al. (sep. de 2011a). En: *MNRAS* 416.2, págs. 1377-1391.
- (sep. de 2011b). En: *MNRAS* 416.2, págs. 1377-1391.
- Vera-Ciro, Carlos A. et al. (abr. de 2014). En: *MNRAS* 439, págs. 2863-2872.
- Vikram, Vinu et al. (mayo de 2018a). En: *PhRvD* 97.10, 104055, pág. 104055.
- (mayo de 2018b). En: *PhRvD* 97.10, 104055, pág. 104055.
- Vogelsberger, Mark et al. (dic. de 2009). En: *MNRAS* 400.4, págs. 2174-2184.
- Vogelsberger, Mark et al. (ene. de 2020). En: *Nature Reviews Physics* 2.1, págs. 42-66.
- Walker, Matthew G. y Jorge Peñarrubia (nov. de 2011). En: *ApJ* 742.1, 20, pág. 20.
- Wang, J. et al. (abr. de 2011). En: *MNRAS* 413.2, págs. 1373-1382.
- Wechsler, Risa H. et al. (mar. de 2002). En: *The Astrophysical Journal* 568.1, pág. 52.
- Weinberger, Rainer et al. (mar. de 2017). En: *MNRAS* 465.3, págs. 3291-3308.
- Weinberger, Rainer et al. (jun. de 2020). En: *ApJS* 248.2, 32, pág. 32.

-
- White, S. D. M. (nov. de 1984). En: *ApJ* 286, págs. 38-41.
- White, S. D. M. y M. J. Rees (mayo de 1978). En: *MNRAS* 183, págs. 341-358.
- Wiersma, Robert P. C. et al. (feb. de 2009). En: *MNRAS* 393.1, págs. 99-107.
- Wilcox, Harry et al. (jul. de 2015). En: *MNRAS* 452.2, págs. 1171-1183.
- Wilson, Christopher y Rachel Bean (dic. de 2020). En: *arXiv e-prints*, arXiv:2012.05925, arXiv:2012.05925.
- Woosley, S. E. y T. A. Weaver (nov. de 1995). En: *ApJS* 101, pág. 181.
- El-Zant, Amr et al. (oct. de 2001). En: *ApJ* 560.2, págs. 636-643.
- El-Zant, Amr A. et al. (sep. de 2016). En: *MNRAS* 461.2, págs. 1745-1759.
- Zavala, Jesus et al. (jun. de 2008). En: *MNRAS* 387.1, págs. 364-370.
- Zavala, Jesús et al. (ago. de 2016). En: *MNRAS* 460, págs. 4466-4482.
- Zel'dovich, Ya. B. (mar. de 1970). En: *A&A* 5, págs. 84-89.
- Zemp, M. et al. (dic. de 2011). En: *ApJS* 197, 30, pág. 30.
- Zemp, Marcel et al. (mar. de 2012). En: *ApJ* 748.1, 54, pág. 54.
- Zhao, D. H. et al. (feb. de 2003). En: *MNRAS* 339.1, págs. 12-24.
- Zhao, Gong-Bo et al. (feb. de 2011). En: *Phys. Rev. D* 83 (4), pág. 044007.
- Zhu, Qirong et al. (mayo de 2016). En: *MNRAS* 458.2, págs. 1559-1580.
- Zhu, Qirong et al. (abr. de 2017). En: *MNRAS* 466.4, págs. 3876-3886.
- Zobnina, D. y A. Zasov (abr. de 2020). En: *Astronomy Reports* 64, págs. 295-309.