



Momento angular y dinámica interna de halos de materia

por

Pablo López

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

Universidad Nacional de Córdoba

Julio, 2023

Director:

Dr. Manuel Merchán

Tribunal especial:

Dra. Elisa Chisari¹

Dr. Mario Abadi^{2,3,4}

Dr. Ariel Zandivares^{2,3,4}

¹Institute for Theoretical Physics, Utrecht University, Princetonplein 5, 3584 CC, Utrecht, Países Bajos

²Observatorio Astronómico de Córdoba, Universidad Nacional de Córdoba, Laprida 854, Córdoba, Argentina

³Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Rivadavia 1917, Buenos Aires, Argentina

⁴Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Laprida 922, Córdoba



Momento angular y dinámica interna de halos de materia por Pablo López se distribuye bajo una Licencia Creative Commons Atribución 4.0 Internacional.

Resumen

De acuerdo al modelo cosmológico estándar, las galaxias y sistemas de galaxias se forman en los pozos de potencial de estructuras de materia oscura que llamamos halos. Estos sistemas provienen de pequeñas fluctuaciones en el campo de densidad de un Universo primitivo casi homogéneo, amplificadas por inestabilidad gravitatoria hasta conformar un complejo entramado de filamentos, nodos, paredes y vacíos que en la literatura se suele denominar red cósmica o *cosmic web*. El estudio de la distribución espacial, evolución y propiedades de los halos permite conectar fenómenos en un amplio rango de escalas: desde la determinación de parámetros cosmológicos hasta la astrofísica galáctica.

En esta Tesis analizamos el proceso de adquisición y evolución de momento angular (MA) en estos sistemas. El modelo más aceptado en la actualidad para abordar el fenómeno es la teoría de torques de marea o *tidal torque theory* (TTT), de acuerdo a la cual los halos y las galaxias adquieren MA en las etapas tempranas de su formación debido a las fuerzas de marea que ejerce la distribución de materia circundante. Sin embargo, las hipótesis del modelo son válidas únicamente durante el régimen lineal y cuasi-lineal de formación de estructuras, de modo que es difícil reconciliar sus predicciones con los fenómenos que sufren los halos en las etapas finales, como fusiones, encuentros cercanos o *fly-bys*, torques de marea secundarios o acreción anisotrópica de materia.

Para abordar este problema utilizamos simulaciones numéricas hidrodinámicas y de materia oscura para analizar las propiedades de los halos y su relación con las galaxias y el entorno. Para ello consideramos cómo su evolución se desvía sistemáticamente de las predicciones de la TTT. Así, clasificamos a cada halo de acuerdo a si su MA crece por encima (halos H) o por debajo (halos L) de lo que se espera del modelo. Esto permite detectar propiedades específicas de cada muestra, contribuyendo a identificar los fenómenos que afectan su evolución y, por ende, las causas de las desviaciones.

En el [Capítulo 2](#) presentamos los resultados de [López et al. \(2019\)](#). Allí vemos que los halos H tienen típicamente mayor soporte rotacional, mayor alineación entre su MA y su eje menor y tiempos de formación más recientes. Lo opuesto ocurre con los halos L. Además, detectamos una preferencia del MA de los halos H a orientarse de manera perpendicular a la distribución de materia de su entorno, en oposición a los halos de la muestra L, cuyo MA tiende a alinearse con la estructura dominante.

Estos resultados motivan la investigación que presentamos en el [Capítulo 3](#), correspon-

diente al trabajo [López et al. \(2021\)](#). Allí analizamos la evolución del MA con respecto a los filamentos cósmicos. En primer lugar, encontramos que para corrimientos al rojo lo suficientemente altos ($z = 80$), las predicciones de la TTT son consistentes con la alineación que medimos en la simulación. Sin embargo, la evolución subsecuente produce una variación sistemática del MA en la dirección perpendicular a la espina de los filamentos. Este fenómeno se produce en toda la población y ocurre mayormente durante los regímenes lineal y cuasi-lineal ($z > 2$), lo cual sugiere que debería ser tenido en cuenta por la TTT. En segundo lugar, encontramos que la evolución tardía correlaciona fuertemente con nuestra clasificación. Mientras que los halos H mantienen la tendencia de las etapas tempranas, los halos L parecen tender a realinearse con la espina de los filamentos.

Más adelante, en el [Capítulo 4](#), abordamos el problema de la conexión halo-galaxia, es decir, la capacidad de comprender las propiedades de las galaxias a partir de las propiedades de los halos. Por un lado, analizamos el efecto de nuestra clasificación sobre la morfología galáctica. Utilizando las simulaciones hidrodinámicas EAGLE analizamos cómo se distribuyen las galaxias espirales y elípticas en los halos H y L. Contrario a lo que esperábamos, no encontramos una correlación clara entre las desviaciones de la TTT y la tendencia a formar sistemas estelares dominados por discos o por bulbos; tampoco en la alineación del MA halo-galaxia. A continuación exploramos la conexión halo-galaxia a través de un estimador diferente, la pérdida de MA interior de los halos. Midiendo esta cantidad en la simulación *dark matter only* intentamos predecir la morfología galáctica en la simulación hidrodinámica. Nuestro análisis no sólo confirma que la pérdida de MA de los halos condiciona la formación de discos o bulbos estelares, sino también que la conexión se vuelve aún más ajustada si se considera la tasa a la que se produce esta pérdida.

Finalmente, en el [Capítulo 5](#) proponemos una explicación formal para la reorientación temprana del MA reportada en [López et al. \(2021\)](#). Para ello, derivamos una expresión análoga a la de la TTT en la que incorporamos, mediante un enfoque de “universo separado”, el efecto anisotrópico de un campo de marea en gran escala sobre una región lagrangiana finita. A continuación, mostramos que este modelo de crecimiento anisotrópico predice la dirección del MA durante el régimen lineal y cuasi-lineal mejor que la implementación estándar de la TTT. Por último, mostramos que el modelo efectivamente reproduce la variación sistemática de la orientación del MA, y que este marco puede ayudar a entender el origen de la masa de transición o *spin flip* a tiempo presente.

Estos resultados también nos permiten interpretar la existencia de halos H como pro-

ducto de un intenso crecimiento anisotrópico del MA durante un periodo de tiempo extendido. Es decir, como consecuencia del dominio de nuestro modelo en las primeras etapas de formación de estructuras, y de la persistencia de torques de marea secundarios coherentes durante y después del colapso de los halos. Por el contrario, los halos de la muestra L parecen surgir principalmente como resultado de la decorrelación entre la evolución predicha por nuestro modelo y los diversos mecanismos no lineales de las etapas finales, que típicamente diluyen o borran el MA obtenido a través de torques de marea.

Palabras clave: momento angular, estructura en gran escala, halos, materia oscura

Summary

According to the standard cosmological model, galaxies and galaxy clusters form in the potential wells of massive dark matter structures that we call halos. These systems arise in the early Universe from small fluctuations in an otherwise homogeneous density field, which are subsequently amplified by gravitational instability to form the complex pattern of filaments, nodes, walls and voids that we observe today. This arrangement is often referred to as the “cosmic web”. Thus, the study of the spatial distribution, evolution and properties of halos allows us to relate phenomena on a wide range of scales: from constraining cosmological parameters to determining galactic astrophysics.

In this Thesis we analyze the process of angular momentum (AM) acquisition and evolution in dark matter halos. The most accepted approach to understand this phenomenon is the tidal torque theory (TTT), according to which halos and galaxies acquire AM in the early stages of their formation due to the tidal forces exerted by the surrounding matter distribution. However, the assumptions that support the TTT are only valid during the linear and quasi-linear regime of structure formation, making it difficult to reconcile its predictions with the diverse nonlinear effects that halos actually undergo in the late stages, such as mergers, fly-bys, secondary tidal torques or anisotropic mass accretion.

To address this problem, we use numerical hydrodynamical and dark matter simulations to analyze the properties of halos and their relation to their galaxies and their environment. To do so, we consider how the evolution of these structures systematically deviates from the TTT predictions. That is, we classify each halo according to whether its AM has grown above (H halos) or below (L halos) than expected by the model. This allows us to detect specific properties for each sample, helping to identify the phenomena that affect its evolution and, therefore, the causes of these deviations.

In [Chapter 2](#) we present the results of [López et al. \(2019\)](#). We find that halos whose AM has grown above expected from the TTT tend to have higher rotational support, better alignment between their AM and shape and more recent formation times. The opposite happens with halos from the L sample. In addition, we detect a mass-dependent trend for the AM of H halos to be oriented perpendicular to the surrounding matter distribution, unlike the halos in sample L, whose AM tends to align with their environment.

These results motivate the investigation we present in [Chapter 3](#), corresponding to the work in [López et al. \(2021\)](#). We analyze the evolution of the AM orientation of

halos with respect to the preferred directions of the cosmic filaments. We first find that, for sufficiently high redshifts ($z = 80$), the TTT predictions are consistent with the true alignments measured in the simulation. However, subsequent evolution produces a systematic variation of the AM in the direction perpendicular to the filament spine. This phenomenon occurs throughout the halo population, especially during the linear and quasi-linear regime of structure formation ($z > 2$), suggesting that it should be accounted for in the TTT approach. Second, we show that late evolution strongly correlates with our classification. While H halos clearly maintain the trend of the early stages, L halos seems to realign with the filament spine.

Later, in [Chapter 4](#), we address the problem of the halo-galaxy connection, i.e., the inference and understanding of galaxy properties from halo properties. On the one hand, we analyze the effect of our classification on galactic morphology. Using EAGLE hydrodynamical simulations we study how spiral and elliptical galaxies are distributed in the H and L samples. Contrary to our expectations, given the importance of AM in galaxy formation models, we do not find a clear correlation between AM growth and the tendency of haloes to form disk-dominated or bulge-dominated stellar systems, nor in the alignment between the AM of galaxies and their host haloes. We next explore the halo-galaxy connection using a different estimator, the inner AM loss of halos. We measure this quantity in the dark matter only simulation and use it to predict galaxy morphologies in the hydrodynamical version. Our analysis not only confirms that the inner AM loss of halos conditions the formation of disk or bulge-dominated galaxies, but also that an even closer connection can be established by considering the rate at which this loss occurs.

Finally, in [Chapter 5](#), we propose a formal explanation for the early AM reorientation reported in [López et al. \(2021\)](#). To this end, we derive an expression analogous to that of TTT in which we incorporate, via a “separate universe” approach, the anisotropic effect of a large-scale tidal field over a finite Lagrangian region. We then show that this model of AM evolution with anisotropic growth is able to predict the direction of the AM during linear stages better than the standard TTT implementation. Furthermore, we show that the model indeed reproduces the systematic variation of the AM orientation, and that this theoretical framework can help to understand the origin of the widely reported spin flip mass at present time.

These results also allow us to interpret the existence of H halos as a product of the intense anisotropic growth of AM over a long period of time. That is, as a consequence

of the dominance of our model in the early stages of structure formation and the persistence of coherent secondary tidal torques during and after halo collapse. In contrast, the halos in the L sample appear to arise mainly as a result of the decorrelation between the anisotropic growth predicted by our model and the nonlinear mechanisms that emerge in the late stages, which typically dilute or erase the AM obtained via tidal torques.

Key words: angular momentum, large scale structure, halos, dark matter

A Mili,
por acompañarme
y aguantarme,
por lo que hicimos
y lo que somos.

Índice de contenidos

Resumen	3
Summary	7
Lista de Figuras	16
Lista de Tablas	18
1. Introducción	19
1.1. Usted está aquí	19
1.2. Fundamentos del modelo cosmológico	26
1.2.1. Ecuaciones de campo de Einstein	26
1.2.2. Universo de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW)	28
1.3. Formación de estructuras	33
1.3.1. Inestabilidad gravitacional	34
1.3.2. Régimen lineal	35
1.3.3. Aproximación de Zel'dovich	36
1.3.4. Modelo del colapso esférico	39
1.4. Descripción estadística del campo de densidad	43
1.4.1. Función de correlación bipuntual	43
1.4.2. Espectro de potencia	46
1.5. Simulaciones numéricas cosmológicas	47
1.5.1. Simulaciones no colisionales	48
1.5.2. Simulaciones hidrodinámicas	50
1.6. Momento angular (MA) en halos de materia oscura	52
1.6.1. ¿Por qué rotan las galaxias y los halos?	52
1.6.2. Formalismo de la teoría de torque de mareas (TTT)	54
1.6.3. Implementación y limitaciones de la TTT	57

2. Desviaciones de la TTT: propiedades de los halos y su entorno	60
2.1. Introducción	61
2.2. Métodos	63
2.2.1. Simulación numérica y propiedades de los halos	63
2.2.2. Implementación de la TTT	64
2.3. Propiedades de los halos H, M y L	68
2.3.1. Propiedades internas a tiempo presente	68
2.3.2. Historia de acreción	70
2.4. Función de correlación halo-halo	73
2.4.1. Función de correlación isotrópica	73
2.4.2. Función de correlación anisotrópica	76
2.5. Conclusiones	83
3. Desviaciones de la TTT: evolución de la alineación MA-filamento	88
3.1. Introducción	88
3.2. Métodos	91
3.2.1. Simulación numérica e identificación de halos	91
3.2.2. Forma y MA de los proto-halos	92
3.2.3. Identificación de la red cósmica	93
3.3. Evolución de la alineación halo-filamento	96
3.3.1. Resumen del análisis	96
3.3.2. Alineación forma-filamento	99
3.3.3. Alineación campo de mareas-filamento	101
3.3.4. Orientación del MA a tiempo presente	104
3.3.5. Evolución de la orientación del MA	107
3.4. Correlación entre el crecimiento del MA y la alineación MA-filamento . .	111
3.4.1. Crecimiento neto del MA: halos H, M y L	111
3.4.2. Alineación MA-filamento a tiempo presente y en las condiciones iniciales	114
3.4.3. Evolución de la alineación MA-filamento	120
3.5. Conclusiones	122
4. La conexión halo-galaxia	128
4.1. Introducción	128
4.1.1. Formación de galaxias	129

4.2.	Métodos	132
4.2.1.	Simulaciones EAGLE	132
4.2.2.	Identificación de estructuras	134
4.2.3.	Propiedades de los halos y las galaxias	138
4.3.	Crecimiento neto del MA vs morfología galáctica	148
4.3.1.	Propiedades de los halos H, M y L en EAGLE	149
4.3.2.	Morfología de los galaxias	150
4.3.3.	Alineación del MA halo-galaxia	153
4.4.	Pérdida de MA vs morfología galáctica	158
4.4.1.	Conexión halo interior-galaxia en EAGLE y DMO	158
4.4.2.	Tasa de pérdida de MA en los halos interiores	164
4.5.	Conclusiones	168
5.	Modelo de crecimiento anisotrópico del MA	174
5.1.	Introducción	174
5.1.1.	Efecto local de una perturbación en gran escala	175
5.1.2.	Evolución anisotrópica del MA	179
5.2.	Métodos	181
5.2.1.	Determinación del campo de mareas en diferentes escalas	182
5.2.2.	Búsqueda de la escala adecuada y método de mezclado aleatorio	186
5.3.	Implentación y desempeño del modelo	190
5.3.1.	Escalas más apropiadas	190
5.3.2.	Predicción de la evolución del MA	192
5.3.3.	Halos H y L	199
5.4.	Conclusiones	204
6.	Conclusiones generales	209
	Bibliografía	216

Lista de Figuras

1.1. Cavernas de Lascaux vs imágenes del JWST	20
1.2. Galaxias más brillantes que $B \sim 19$ en el catálogo Lick	22
1.3. Distribución espacial de ~ 350000 galaxias en el catálogo SDSS	23
1.4. Curvas de rotación de 21 galaxias	24
1.5. Mapa de temperatura del CMB	25
1.6. Diferentes realizaciones de simulaciones Λ CDM	39
1.7. Comportamiento de la función de correlación para diferentes campos de densidad.	44
1.8. Espectro de potencia	46
1.9. Porción de una simulación cosmológica de materia oscura	48
1.10. Imágenes de diferentes simulaciones de N-cuerpos e hidrodinámicas	51
1.11. Evolución del MA para dos halos con diferente masa	56
1.12. Evolución del MA para en una simulación de materia oscura	58
2.1. Evolución del MA para una muestra de halos	67
2.2. Distribución del parámetro adimensional de <i>spin</i> para halos L, M y H	68
2.3. Alineación entre el MA y la forma de los halos L, M y H	70
2.4. Distribución de tiempos de formación para muestras L, M y H	71
2.5. Función de correlación isotrópica halo-halo para muestras L, M y H	74
2.6. Representación esquemática de la función de correlación halo-halo	77
2.7. Función de correlación anisotrópica halo-halo para muestras L, M y H	78
2.8. Cociente entre correlaciones perpendicular y paralela al MA para muestras L, M y H	81
3.1. Evolución de dos proto-halos	93
3.2. Halos y proto-halos en filamentos	95
3.3. Evolución de la alineación entre la forma de los proto-halos y los filamentos	100
3.4. Evolución de la alineación entre el tensor de mareas y los filamentos	102

3.5. Alineación a tiempo presente entre el MA de los halos y los filamentos . .	105
3.6. Evolución de la alineación entre el MA de los proto-halos y los filamentos	108
3.7. Evolución de la desviación del MA de los proto-halos respecto a la TTT .	110
3.8. Clasificación de acuerdo al crecimiento neto del MA: halos L, M y H . . .	112
3.9. Halos L y H en filamentos	113
3.10. Alineación entre el MA de los halos L, M y H y los filamentos	115
3.11. Alineación entre los filamentos y el MA inicial/final de halos L, M y H .	118
3.12. Evolución de la alineación entre los filamentos y el MA de halos L, M y H	121
4.1. Secuencia de Hubble.	130
4.2. Diagrama de formación de galaxias.	131
4.3. Simulación EAGLE.	135
4.4. Dos halos con su gas y estrellas en EAGLE.	136
4.5. Grupo FoF virializado vs espurio.	137
4.6. Clasificación HML en EAGLE.	140
4.7. Pérdida de momento angular galaxia-halo interior.	142
4.8. Pérdida de momento angular en un halo.	143
4.9. Descomposición dinámica en base a la distribución $j_z/ j_{\text{gal}} $	145
4.10. Gas y estrellas en galaxias elípticas y espirales.	146
4.11. Gas y estrellas en galaxias de morfología indeterminada.	147
4.12. Propiedades de los halos FoF en EAGLE	150
4.13. Anti-correlación entre κ_{rot} y B/T	151
4.14. Evolución de la alineación del MA halo-galaxia para galaxias elípticas y espirales.	153
4.15. Evolución de la alineación del MA halo-galaxia en halos L y H.	154
4.16. Evolución mediana de la alineación del MA halo-galaxia.	155
4.17. Relación de los parámetros morfológicos con la alineación del MA halo- galaxia.	157
4.18. Relación entre los parámetros morfológicos y la pérdida de MA estelar de la galaxia.	159
4.19. Relación entre la pérdida de MA estelar y del halo interior en EAGLE. .	160
4.20. Evolución del MA específico de las estrellas y el halo interior en EAGLE y DMO.	161

4.21. Relación entre los parámetros morfológicos y la pérdida de MA de los halos interiores.	163
4.22. Distribución de momentos de máximo MA específico en halos interiores.	165
4.23. Relación entre los parámetros morfológicos y la tasa de pérdida de MA de los halos interiores.	166
4.24. Relación entre la tasa de pérdida de MA específico de los halos interiores en EAGLE y DMO.	168
5.1. Ejemplos de proto-halos y del campo de mareas en su entorno	184
5.2. Autovalores y autovectores del tensor de mareas en diferentes escalas	185
5.3. Ejemplos de la variación del error del modelo con la escala	187
5.4. Escalas adecuadas en función de la masa	190
5.5. Anisotropía del campo de mareas en gran escala	191
5.6. Evolución de las componentes del MA en el modelo y en la simulación	193
5.7. Evolución de la alineación entre el MA verdadero y el predicho	196
5.8. Evolución de la alineación del MA con el entorno a tiempo presente	198
5.9. Evolución de la alineación entre el MA verdadero y el predicho para halos H y L	200
5.10. Evolución de la alineación del MA con el entorno para halos H y L	202

Lista de Tablas

4.1. Parámetros cosmológicos y numéricos EAGLE/DMO	133
4.2. Porcentaje de tipos morfológicos en halos L, M y H.	152

En este Capítulo presentamos, en primer lugar, una breve reseña histórica del estudio de la estructura en gran escala del Universo, repasando algunos de sus hitos fundacionales y principales resultados. Luego analizamos cómo, a partir de las Ecuaciones de campo de Einstein, es posible trazar la evolución del Universo asumiendo las condiciones de isotropía y homogeneidad del Principio Cosmológico. A continuación presentamos diferentes enfoques para estudiar la formación de estructuras y su evolución. Más adelante, describimos algunas de las herramientas estadísticas más utilizadas para caracterizar la distribución de materia y las estructuras en observaciones y en simulaciones numéricas cosmológicas: la función de correlación y el espectro de potencia. Finalmente, abordamos los aspectos teóricos del tema principal de esta Tesis, la adquisición y evolución del momento angular (MA) en halos de materia oscura, y del modelo más aceptado en la actualidad para investigarlo, la teoría de torque de mareas o *tidal torque theory* (TTT).

1.1. Usted está aquí

¿Cómo se formó el Universo? ¿Cuál es su historia, su estructura, su destino? ¿Qué lugar ocupamos en él? Desde que se tiene memoria y capacidad de registro, la humanidad ha intentado responder este tipo de preguntas fundamentales. Sin duda se ha progresado mucho en este sentido, desde las pinturas en las cavernas de Lascaux, 15000 años AC, hasta las sorprendentes imágenes del *James Webb Space Telescope* (JWST) (Figura 1.1). Entre otras cosas, hemos podido superar la idea de un cosmos finito y geocéntrico en el que, inevitablemente, los astros están dispuestos de acuerdo a nuestras creencias y necesidades, para dar lugar al modelo actual: un Universo inconmensurable y en evolución dinámica permanente en el que la única importancia que tenemos está dada por nuestra

propia voluntad de descubrir sus orígenes y desentrañar sus misterios. Que no es poco.



Figura 1.1: A la izquierda, imágenes tomadas en las Cavernas de Lascaux, en Francia. Las pinturas fueron realizadas hace unos ~ 17000 años. Estudios recientes sugieren que aquí se representan asterismos, constelaciones, almanaques fenomenológicos, cálculos de tiempo lunar y una clara cosmovisión (Rappenglück, 2015). A la derecha, imágenes tomadas por el JWST que muestran los efectos de lente gravitacional alrededor de cúmulos galácticos, nebulosas en donde nacen estrellas, detalles de la atmósfera del planeta Júpiter y galaxias con diferentes morfologías.

Afortunadamente, en esta búsqueda, cada paso hacia una respuesta abre la puerta a nuevas preguntas. Al mirar el cielo nocturno vemos planetas, innumerables estrellas y una gran variedad de cuerpos celestes. Sabemos que la Luna está muy cerca, que los planetas, asteroides y cuerpos menores conforman nuestra vecindad en el Sistema Solar y que las estrellas que observamos son parte de nuestra propia galaxia, la Vía Láctea. Sin embargo, existen millones de otros “universos isla” en el cosmos que no son visibles a simple vista y cuya información sólo nos es accesible a través de grandes telescopios.

Concretamente, los primeros datos de objetos de esta naturaleza y, por lo tanto, los pasos iniciales en el estudio de la estructura del Universo, fueron registrados en el siglo X. El astrónomo persa Abd al-Rahman al-Sufi reportó observaciones de las Nubes de Magallanes y de la galaxia Andrómeda, a la que clasificó como “pequeña nube”, por supuesto, sin conocer su naturaleza extragaláctica. En el año 1771, Charles Messier publicó observaciones de 45 objetos peculiares (que luego amplió a 103) a los que llamó “nebulosas” por su aspecto difuso y extendido. La distancia a algunas de estas nebulosas pudo ser determinada con gran exactitud, lo cual permitió establecer que se encontraban dentro de los mismos límites que las estrellas conocidas. Sin embargo, aun no era posible medir la distancia real de muchas de ellas, de modo que no había forma de saber si se trataba de sistemas cercanos o de objetos exteriores a la Vía Láctea. En

1914, el astrónomo Vesto Slipher presentó ante la Sociedad Astronómica Americana las velocidades radiales de 12 nebulosas. Sólo uno de ellas, Andrómeda, se acercaba a la Tierra. Las otras 11 se alejaban a cientos de km/s, unas treinta veces más rápido que las velocidades típicas de las estrellas. Esto sugería que se trataba de sistemas situados fuera de nuestra galaxia, pero esta afirmación era aún imposible de verificar. El 26 de abril de 1920, en el Museo Nacional de Historia Natural del Instituto Smithsonian, Shapley y Curtis mantuvieron una acalorada discusión acerca de la naturaleza intra o extragaláctica de las nebulosas, en lo que se conoció como el “Gran Debate”. No fue sino hasta mediados de la década del 20 que se consiguió resolver la controversia, cuando Hubble (1925) detectó cefeidas en Andrómeda y, utilizando el método de Leavitt & Pickering (1912), determinó que se encontraban a unos 285000 pc. Incluso en el modelo *Big Galaxy* de Shapley (1919), esto era unas tres veces más lejos que el límite exterior de la Vía Láctea (hoy sabemos que dicho modelo sobreestima el tamaño de la Vía Láctea y que Andrómeda se encuentra aún más lejos). Hubble confirmó, de este modo, que Andrómeda era un sistema de estrellas ajeno a nuestra galaxia y posteriormente este análisis se extendió a un número cada vez mayor de objetos similares. Había nacido la astronomía extragaláctica.

Siguiendo el trabajo de Slipher, Hubble descubrió también que las galaxias presentan una velocidad de recesión que aumenta cuanto más lejos se encuentran de nosotros (Hubble, 1929), una relación que conocemos como Ley de Hubble. La hipótesis de que el propio espacio-tiempo se expande (Lemaître, 1927) condujo, a su vez, a la idea de que el Universo entero estuvo alguna vez concentrado en un estado caliente y denso: el *Big Bang*. Este modelo fue validado años después por el descubrimiento del fondo cósmico de radiación de microondas (CMB, por las siglas en inglés de *cosmic microwave background* Penzias & Wilson, 1965), es decir, el residuo de la radiación emitida durante este período

A partir de los descubrimientos de Hubble comenzó a estudiarse la distribución de los sistemas extragalácticos en el Universo. En la década del 30, las observaciones disponibles parecían indicar que la proyección de galaxias en el cielo no es aleatoria y uniforme, sino que existen regiones de mayor densidad y regiones menos pobladas. Dicho resultado fue confirmado con mediciones más precisas a lo largo de las siguientes décadas. En la Figura 1.2, por ejemplo, se puede apreciar un mapa realizado a finales de los 70 con las posiciones proyectadas de unas 800000 galaxias individuales en una región del cielo del hemisferio norte (Seldner et al., 1977).

En los 80, con el advenimiento de los grandes catálogos espectroscópicos, la Ley de

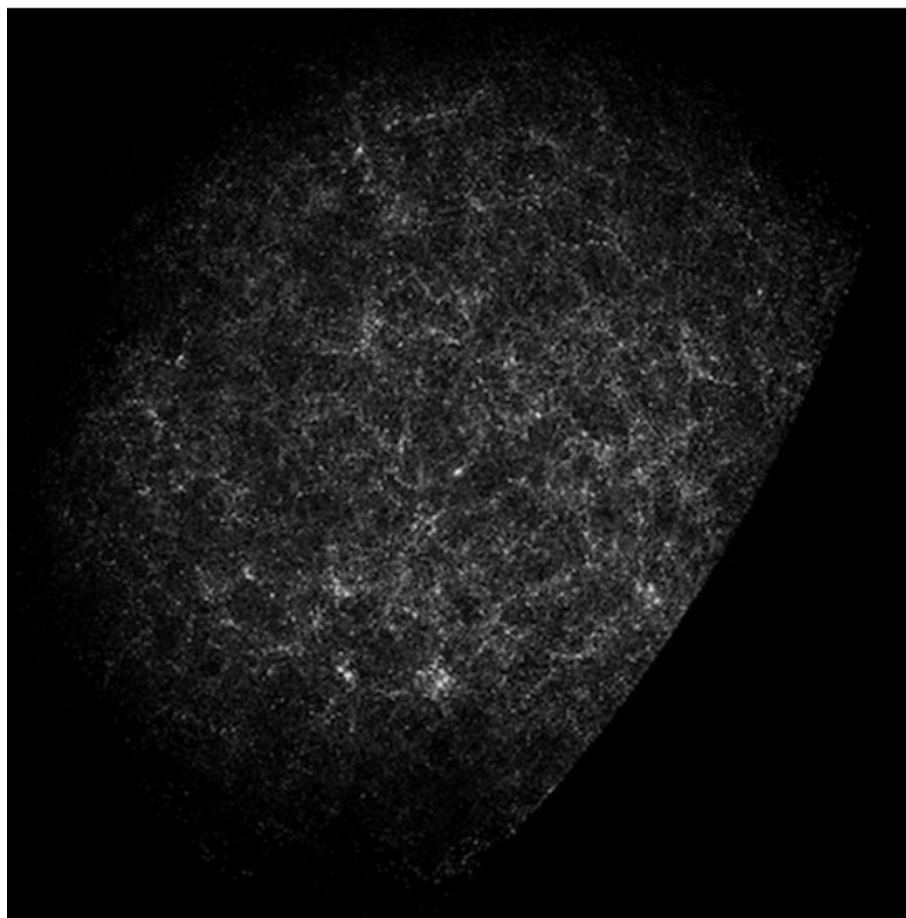


Figura 1.2: Distribución angular de galaxias más brillantes que $B \sim 19$ en el plano del cielo del hemisferio norte (Seldner et al., 1977). Este mapa, construido a partir de conteo de galaxias en celdas de $10' \times 10'$ en el catálogo Lick, muestra claramente la existencia de estructuras más densas y de regiones menos pobladas. El punto brillante en el centro del mapa, por ejemplo, corresponde al Cúmulo de Coma, un conjunto de más de 1000 galaxias.

Hubble permitió realizar un análisis tridimensional de la distribución de galaxias. Algunos ejemplos de esto son los trabajos de Davis & Peebles (1983), de Lapparent et al. (1986) y Saunders et al. (1991). Se confirmó entonces que las galaxias en el Universo no están distribuidas de manera aleatoria, sino que forman una variedad de estructuras: algunas están localizadas en cúmulos que contienen cientos o miles de objetos; otras, relativamente aisladas o en grupos con pocos miembros; la mayoría se aloja en filamentos de densidad intermedia o en estructuras aplanadas. Este tipo de entornos rodean extensas regiones mucho menos densas llamadas vacíos o *voids*, con diámetros que en algunos casos pueden alcanzar los ~ 100 Mpc y que contienen muy pocos o ningún sis-

tema observable (Mo et al., 2010a). Actualmente, gracias a grandes relevamientos como *2dF Galaxy Redshift Survey* (2dFRGS, Peacock et al., 2001; Colless et al., 2003a), *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS, York et al., 2000; Abazajian et al., 2003) o 2MASS (Huchra et al., 2005) se pueden realizar estudios como el de la Figura 1.3, en donde se observa la distribución espacial de $\sim 350,000$ galaxias del catálogo SDSS en función de su corrimiento al rojo (Z en la Figura).

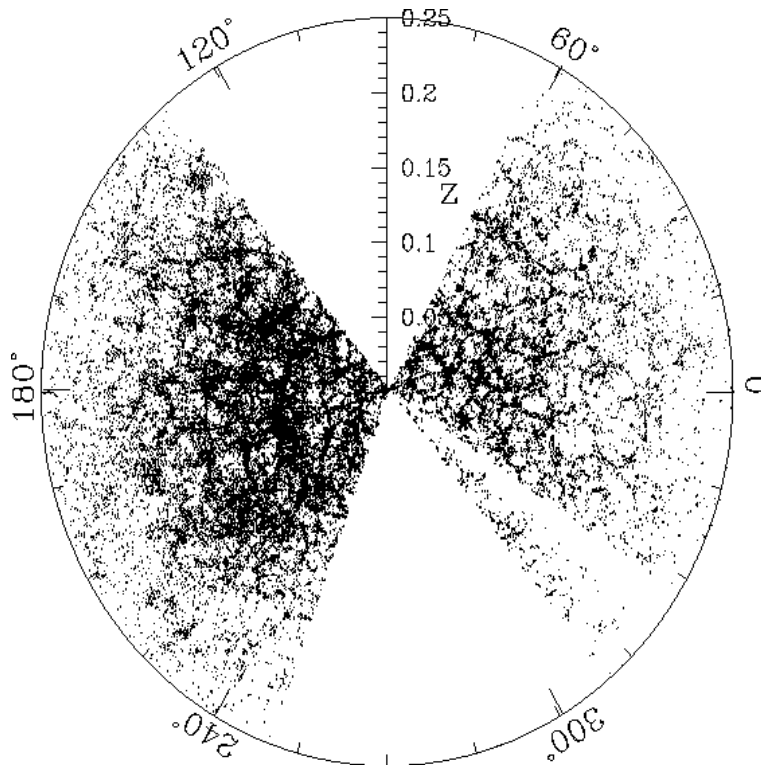


Figura 1.3: Distribución espacial de ~ 350000 galaxias en el catálogo SDSS en una región del cielo de 6° alrededor del ecuador (Blanton et al., 2003).

Es natural suponer que las galaxias reflejan la distribución de masa en el Universo. Sin embargo, ya en la década del 30 las investigaciones de Zwicky (1933) sobre la velocidad orbital de galaxias en cúmulos habían sugerido la existencia de una componente significativa de materia no luminosa. Años después, Rubin et al. (1980) presentó uno de los primeros análisis que confirmaba esta hipótesis. En este trabajo se midieron con gran precisión las curvas de rotación de 21 galaxias espirales y se obtuvieron resultados como los que se muestran en la Figura 1.4. Las diferentes curvas muestran la velocidad de rotación de galaxias individuales en función de la distancia a su centro.

De acuerdo a nuestra comprensión sobre la gravedad, y considerando que la masa de

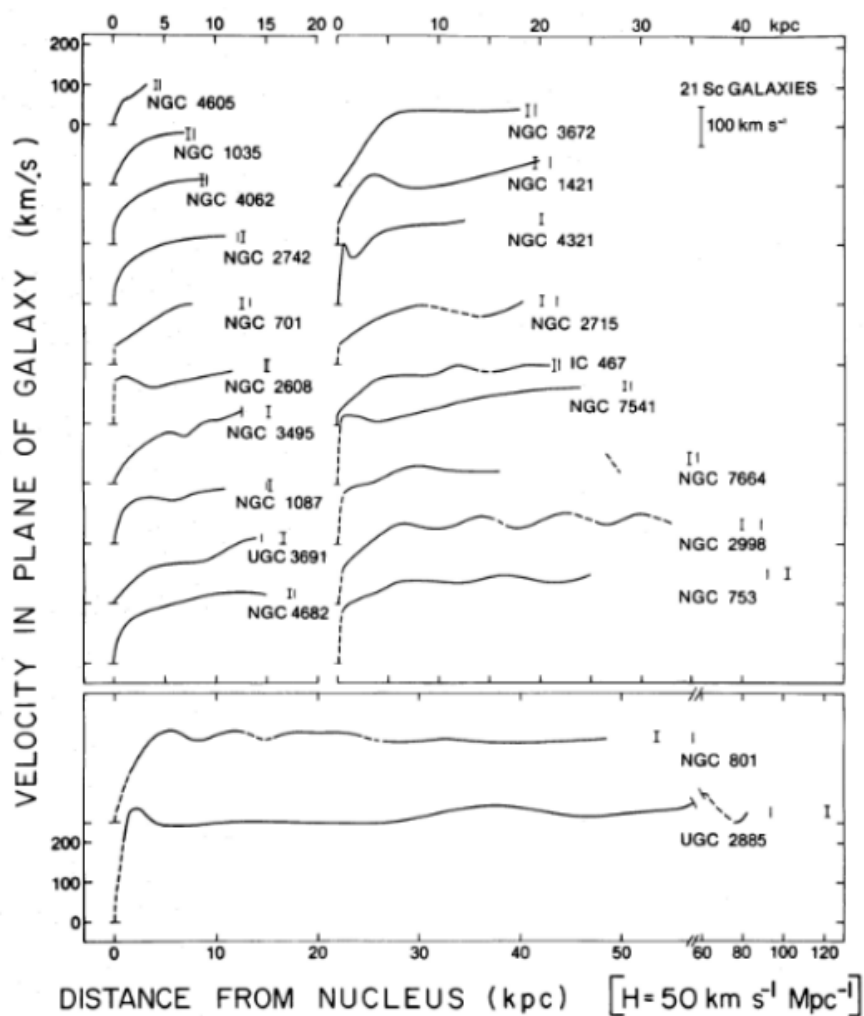


Figura 1.4: Curvas de rotación de 21 galaxias en [Rubin et al. \(1980\)](#). De acuerdo a la masa luminosa, las curvas de rotación deberían decaer a una cierta distancia del núcleo de cada galaxia. Sin embargo, las curvas se mantienen prácticamente constantes a medida que aumenta la distancia al centro, lo cual sugiere la existencia de masa no visible.

cada sistema está asociada a la materia visible o luminosa, las curvas de rotación deberían comenzar a decaer a una cierta distancia del núcleo de cada galaxia, del mismo modo que los planetas tienen velocidades orbitales más bajas cuanto más lejos se encuentran del Sol. Sin embargo, las curvas de [Rubin et al.](#) se mantienen prácticamente constantes a medida que aumenta la distancia al centro. Esto puede significar, o bien que no entendemos cómo funciona la gravedad, o bien que en estas galaxias hay una componente de materia no visible que sostiene las altas velocidades de rotación, aún en regiones alejadas del núcleo. En la actualidad, este último es el modelo más aceptado. A la componente no visible se le ha dado el nombre de materia oscura (DM, por las siglas en inglés de *dark matter*).

Lamentablemente, aún no sabemos qué es la DM. La hipótesis más plausible es que se trata de una partícula fundamental o de un conjunto de partículas que interactúa con la materia ordinaria principal o exclusivamente a través de la gravedad. Sin embargo, su existencia ha sido apoyada por distintos resultados en investigaciones independientes, tales como la dispersión de velocidades en galaxias elípticas, las lentes gravitacionales y la historia de formación de estructuras (para una revisión de este tema, consulte [Frenk & White, 2012](#)). Actualmente se estima que constituye un 90% de la materia del Universo, de manera que estudiar la estructura en gran escala requiere, ineludiblemente, conocer y entender la distribución de la DM.

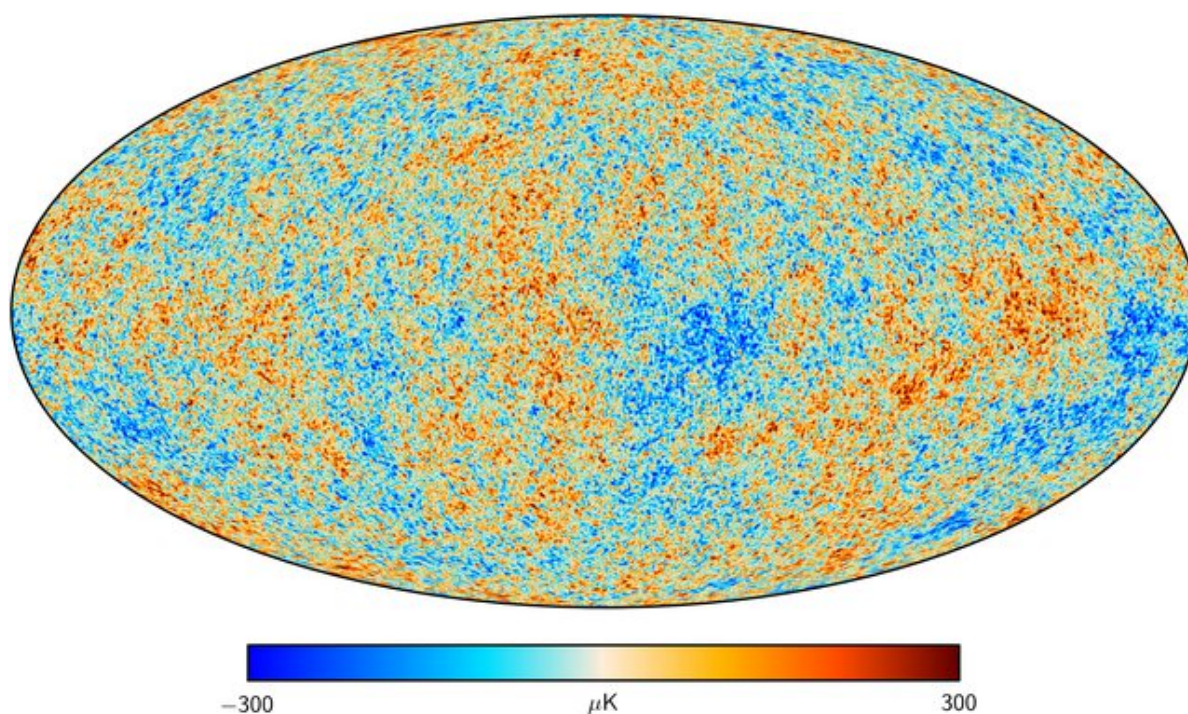


Figura 1.5: Mapa de temperatura del CMB medido por el satélite Planck. Las zonas rojas y azules representan regiones del cielo cuya temperatura está, respectivamente, por encima o por debajo de la temperatura media de 2,7K. Estas fluctuaciones relativas son del orden de 10^{-5} . Las inhomogeneidades que se ven en el mapa dieron origen a las estructuras que observamos en la actualidad.

Las observaciones de los últimos años sitúan la ocurrencia del *Big Bang* hace alrededor de 13800 millones de años ([Planck Collaboration et al., 2020](#)). En las primeras fracciones de segundo posteriores, el Universo pasó por una fase de expansión extremadamente rápida, conocida como inflación ([Guth, 1981](#)). Esta etapa resulta fundamental para entender las observaciones actuales, ya que condujo a una distribución de materia

prácticamente uniforme e isotrópica. Minutos después se formaron los primeros núcleos atómicos ([Gamow, 1946](#)), y durante los siguientes ~ 380000 años el Universo se expandió y se fue enfriando hasta que la temperatura cayó por debajo del umbral necesario para que estos núcleos se combinaran con electrones y formaran los primeros átomos. Esto le permitió a los fotones viajar libremente hasta nuestros días, lo cual dio origen al CMB. La isotropía de esta radiación proporciona la evidencia más sólida de que el Universo primitivo era prácticamente homogéneo, y que contenía tan sólo pequeñas fluctuaciones de densidad ([Figura 1.5](#)). Como la DM no tiene presión, las fluctuaciones iniciales crecieron únicamente por inestabilidad gravitacional, formándose así las primeras estructuras. Las regiones sobredensas generaron pozos de potencial que, a través del enfriamiento radiativo, hicieron colapsar la materia ordinaria, dando lugar a estrellas y galaxias. De este modo, a pesar de que la mayoría de la materia no es visible, los sistemas observables de galaxias se agrupan en las mismas regiones en donde se acumula la DM y, por lo tanto, trazan con un cierto sesgo la estructura del Universo.

El panorama se completa con las recientes mediciones de la velocidad de recesión de supernovas Ia ([Riess et al., 1998](#); [Perlmutter et al., 1999](#)). Los resultados de estos trabajos sugieren que el Universo está, de hecho, experimentando una expansión acelerada. La explicación que ha ocupado el lugar central indica que, además de la materia ordinaria y la DM, el Universo contiene otro ingrediente, la llamada energía oscura, una especie de fluido con presión negativa que llena el espacio vacío y cuyos efectos son relevantes sólo en escalas de decenas de Mpc (para revisiones detalladas sobre este tema, ver [Calder & Lahav 2010](#) o [Weinberg et al. 2013](#)).

1.2. Fundamentos del modelo cosmológico

1.2.1. Ecuaciones de campo de Einstein

En la actualidad, el origen de las estructuras del Universo se entiende a partir del modelo de *Hot Big Bang*. En este contexto, la dinámica de la materia está determinada principalmente por interacciones gravitatorias, cuya descripción en el marco de la Teoría de la Relatividad General (GR, por las siglas en inglés de *General Relativity*) está dada

por las Ecuaciones de campo de [Einstein \(1915\)](#)¹:

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu} \quad (1.1)$$

donde $g_{\mu\nu}$ es la métrica del espacio-tiempo (ET), $T_{\mu\nu}$ es el tensor energía-momento, Λ es la constante cosmológica, $R_{\mu\nu}$ es el tensor de Ricci y R es el escalar de curvatura. Tanto el tensor de Ricci ($R_{\mu\nu} = R_{\mu\rho\nu}^{\rho}$) como el escalar de curvatura ($R = g^{\mu\nu}R_{\mu\nu}$) se obtienen a partir de contracciones del tensor de Riemman ([Weinberg, 1972](#)):

$$R_{\mu\kappa\nu}^{\rho} \equiv \partial_{\kappa}\Gamma_{\mu\nu}^{\rho} - \partial_{\nu}\Gamma_{\mu\kappa}^{\rho} + \Gamma_{\lambda\kappa}^{\rho}\Gamma_{\mu\nu}^{\lambda} - \Gamma_{\lambda\nu}^{\rho}\Gamma_{\mu\kappa}^{\lambda}$$

Aquí, $\Gamma_{\mu\nu}^{\rho}$ se denomina conexión afín. Sus componentes se definen a partir de la métrica y sus derivadas según la ecuación:

$$\Gamma_{\mu\nu}^{\rho} = \frac{1}{2}g^{\rho\lambda}(\partial_{\nu}g_{\lambda\mu} + \partial_{\mu}g_{\lambda\nu} - \partial_{\lambda}g_{\mu\nu})$$

Como la métrica $g_{\mu\nu}$ define una manera de medir distancias y, por lo tanto, una topología, las Ecuaciones de campo de Einstein asocian el contenido de materia y energía del espacio-tiempo (lado derecho de la ecuación 1.1) con su geometría (lado izquierdo).

Para poder resolver la ecuación (1.1) es necesario adoptar simetrías que simplifiquen el problema. El Principio Cosmológico ([Weinberg, 1972](#)) es una hipótesis según la cual el Universo es espacialmente homogéneo e isotrópico en grandes escalas. Como hemos visto en la [Sección 1.1](#), este principio deriva de las observaciones, en donde puede apreciarse que no existen direcciones privilegiadas hacia donde mirar (isotropía), pero también del Principio Copernicano, que establece que no nos encontramos en un lugar especial del Universo, sino en uno tan bueno (para observar) como cualquier otro. Combinando ambos conceptos se puede llegar a la siguiente conclusión: dado que nuestra posición no es especial, un observador en cualquier otro punto del Universo debería verificar isotropía, y un Universo isotrópico en todos sus puntos sólo puede ser homogéneo. Si se asume el Principio Cosmológico, puede demostrarse que la métrica más general que lo satisface es la de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW), que en coordenadas esféricas puede escribirse como:

$$g_{\mu\nu}g^{\mu\nu} = ds^2 = -c^2dt^2 + a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2d\theta^2 + r^2\sin^2\theta d\phi^2 \right] \quad (1.2)$$

¹En esta Sección se utiliza el convenio de suma de Einstein, según el cual la repetición de un índice indica una “contracción”, es decir, una sumatoria sobre todos sus posibles valores. En general, las letras griegas son índices que corren entre 0 y 3. Por ejemplo $a_{\mu}b^{\mu} = a_0b^0 + a_1b^1 + a_2b^2 + a_3b^3$.

donde $a(t)$ es el factor de escala (también llamado factor de expansión de Hubble) y K es la constante de curvatura espacial.

Por la manera en que se construye, es decir, a partir del Principio Cosmológico, el Universo de FLRW sólo puede expandirse o contraerse. Las observaciones de galaxias distantes que se alejan sistemáticamente demuestran que en nuestro Universo ocurre lo primero: el espacio-tiempo se expande isotrópicamente. La cinemática de dicha expansión está dada por el factor de escala $a(t)$, cuyo comportamiento puede determinarse si se conoce el contenido de materia y energía del Universo, a partir de las Ecuaciones de campo de Einstein (Subsección 1.2.2). En cualquier caso, si se sigue la evolución de $a(t)$ hacia atrás se llega indefectiblemente a una singularidad inicial a partir de la cual el espacio-tiempo comenzó su proceso de expansión: el *Big Bang*. Al tratarse de una función del tiempo, el factor de escala $a(t)$ se suele utilizar como parámetro para definir diferentes instantes en la historia del Universo. Así, $a(t_i) = 0$ denota el inicio de la expansión, el instante mismo de la singularidad que llamamos *Big Bang*. Una normalización común, que utilizaremos más adelante, consiste en establecer $a(t_0) = 1$ para el tiempo presente. Por lo tanto, la historia completa del Universo, desde el *Big Bang* hasta nuestros días, transcurre entre $a(t_i) = 0$ y $a(t_0) = 1$. La constante de curvatura K , por su parte, caracteriza las hiper-superficies del Universo². K es 1 si el Universo es cerrado, 0 si es plano y -1 si es abierto, y su valor está dado por el escalar de curvatura ($R = g^{ij} R_{ij}$):

$$R = \frac{6K}{a^2(t)}$$

Es importante tener en cuenta que las Ecuaciones de campo de Einstein y las simetrías impuestas por el Principio Cosmológico determinan la geometría del Universo, pero no su topología global.

1.2.2. Universo de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

Al introducir la métrica de FLRW en las Ecuaciones de campo de Einstein se obtienen expresiones que describen el comportamiento de $a(t)$ y K . Para poder resolverlas, es necesario proponer un tensor energía momento $T_{\mu\nu}$ en el lado derecho de la ecuación (1.1). La forma más general que puede tomar este tensor de manera que sea compatible con las hipótesis de homogeneidad e isotropía es la de un fluido perfecto:

$$T_{\mu\nu} = (p + \rho)u_\mu u_\nu + pg_{\mu\nu}$$

²Esto es, superficies tomadas a un tiempo determinado $t = \text{cte}$.

donde u_μ es la cuadrivelocidad del fluido y ρ y p son su densidad de energía y presión, respectivamente. De esta manera las Ecuaciones de campo (1.1) se reducen a dos ecuaciones independientes conocidas como ecuaciones cosmológicas de Friedmann:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 &= \frac{8\pi G}{3}\rho + \frac{\Lambda}{3} - \frac{K}{a^2} \\ \frac{\ddot{a}}{a} &= -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3} \end{aligned} \quad (1.3)$$

donde \dot{a} y \ddot{a} son la primera y segunda derivada temporal de a , respectivamente. En la primera de las expresiones anteriores se puede definir $H \equiv \frac{\dot{a}}{a}$, donde H se conoce como parámetro de Hubble. Además, se pueden simplificar ambas ecuaciones redefiniendo ρ y p de manera que incluyan los términos asociados a la constante cosmológica. Esto es, interpretar la constante cosmológica como parte del tensor energía momento, es decir como una energía de vacío con densidad ρ_Λ y presión p_Λ :

$$\rho \longrightarrow \rho - \rho_\Lambda$$

$$p \longrightarrow p + p_\Lambda,$$

donde $\rho_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G}$. Realizando estas sustituciones, las Ecuaciones (1.3) se pueden reescribir como:

$$\begin{aligned} H^2 &= \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{K}{a^2} \\ \frac{\ddot{a}}{a} &= -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) \end{aligned} \quad (1.4)$$

Hasta acá, las ecuaciones describen un Universo formado por un fluido ideal, caracterizado por el tensor $T_{\mu\nu}$ y la relación entre sus componentes ρ , p y Λ . Se puede generalizar esta idea y considerar que el fluido ideal está compuesto por N especies diferentes, cada una de las cuales no interactúa con las otras y evoluciona de manera independiente pero, al mismo tiempo, aporta a la densidad y a la presión total. Las Ecuaciones de Friedmann quedan, en ese caso:

$$\begin{aligned} H^2 &= \frac{8\pi G}{3} \sum_i \rho_i - \frac{K}{a^2} \\ \frac{\ddot{a}}{a} &= -\frac{4\pi G}{3} \sum_i (\rho_i + 3p_i), \end{aligned} \quad (1.5)$$

donde el subíndice i corre sobre las N especies y la energía de vacío asociada a la constante cosmológica Λ es sólo una de ellas. Cada especie del fluido ideal está caracterizada

por una ecuación de estado que relaciona su presión y su densidad, $f(\rho, p) = 0$. En cosmología se consideran fluidos ideales barotrópicos, es decir, fluidos cuya presión es proporcional a su densidad y no depende de ninguna otra variable de estado como, por ejemplo, la temperatura. De este modo, se tiene que:

$$p = \omega\rho,$$

donde ω es una constante. Las especies que constituyen el fluido ideal cosmológico son, además de la energía de vacío, las partículas relativistas, como los fotones o los neutrinos, y las partículas no relativistas, como el polvo y el gas. Las partículas relativistas, o radiación, tienen una ecuación de estado dada por $\omega = \frac{1}{3}$; las no relativistas, como la materia, las estrellas y las galaxias, tienen una presión despreciable, por lo tanto se considera $\omega = 0$; finalmente, la constante cosmológica Λ describe una componente del Universo que ejerce una presión negativa, con $\omega = -1$.

Las Ecuaciones de Friedmann relacionan la curvatura del Universo y la manera en la que evoluciona el factor de expansión con la densidad de energía total $\sum \rho_i$, por lo que las expresiones (1.5) son suficientes para determinar K y $a(t)$ si se conocen las componentes ρ_i . Un modo de comprender mejor esta idea es definir la densidad de energía crítica para la cual $K = 0$, es decir, el Universo es plano:

$$\rho_c \equiv \frac{3H^2}{8\pi G}.$$

Luego, se puede definir el parámetro de densidad de cada componente del Universo como

$$\Omega_i \equiv \frac{\rho_i}{\rho_c},$$

y el parámetro de densidad total como

$$\Omega_{\text{tot}} = \sum \Omega_i.$$

El parámetro Ω_{tot} relaciona la densidad total de energía del Universo con su geometría, ya que

$$\Omega_{\text{tot}} > 1 \iff K = +1$$

$$\Omega_{\text{tot}} = 1 \iff K = 0$$

$$\Omega_{\text{tot}} < 1 \iff K = -1,$$

y su determinación constituye uno de los principales problemas en cosmología.

Derivando y combinando las expresiones en (1.5) se obtiene:

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(p + \rho) = 0$$

que en términos del parámetro de Hubble queda:

$$\dot{\rho} + 3H(p + \rho) = 0$$

Esta ecuación también puede ser expresada como:

$$\frac{d}{dt}(\rho a^3) + p \frac{d}{dt}(a^3) = 0 \quad (1.6)$$

que resulta equivalente a la ecuación de conservación de la energía $T_{;\nu}^{\mu\nu} = 0$, esto es, la versión relativista de la Primera Ley de la Termodinámica. En otras palabras, la conservación de la energía en un Universo de FLRW se encuentra implícita en las Ecuaciones de Friedmann. Es interesante notar que no existe una noción de conservación de la “energía total”, dado que la energía puede ser intercambiada entre la materia y la geometría del ET.

Utilizando la ecuación de conservación (1.6), vemos que:

$$\rho \propto a^{-3(1+\omega)}$$

El resultado anterior es válido para cada una de las especies que componen el fluido cosmológico por separado, siempre y cuando éstas no interactúen. Si $\rho_{i,0}$ es la densidad actual de cada especie (el subíndice 0 denota, a partir de este punto, el valor de una variable a tiempo presente), entonces la densidad total de energía del universo en la época $a(t)$ es:

$$\rho = \sum_{i=1}^N \frac{\rho_{i,0}}{a^{-3(1+\omega)}}.$$

De este modo, la primera ecuación en (1.5) puede escribirse como:

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} \sum_{i=1}^N \frac{\rho_{i,0}}{a^{-3(1+\omega)}} - \frac{K}{a^2}$$

Evaluando esta ecuación en el presente se obtiene:

$$H_0^2 = \frac{8\pi G}{3} \sum_{i=1}^N \rho_{i,0} - K$$

Para poder estudiar la curvatura del Universo, se puede reescribir la ecuación anterior de la forma:

$$K = H_0^2 \left(\frac{8\pi G}{3H_0^2} \sum_{i=1}^N \rho_{i,0} - 1 \right), \quad (1.7)$$

de modo que K queda determinada por el contenido de energía del Universo y el valor de la constante cosmológica (que se encuentra en la componente ρ_Λ). El Universo será plano, entonces, cuando la densidad de energía $\sum_{i=1}^n \rho_{i,0}$ sea igual a la densidad crítica:

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G}$$

El motivo por el que se evalúan las variables en la actualidad, añadiendo el subíndice 0, es que de ese modo las ecuaciones quedan expresadas en función de cantidades que pueden ser medidas hoy, como por ejemplo H_0 .

En términos de la densidad crítica, es posible definir el parámetro de densidad correspondiente a cada especie del Universo en la actualidad:

$$\Omega_{i,0} = \frac{\rho_{i,0}}{\rho_c} = \frac{8\pi G}{3H_0^2} \rho_{i,0}.$$

Si además se definen

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H_0^2},$$

$$\Omega_K = -\frac{K}{H_0^2},$$

se puede escribir la ecuación (1.7) de una forma más elegante:

$$\sum_{i=1}^N \Omega_{i,0} + \Omega_\Lambda + \Omega_K = 1.$$

Así, la ecuación de evolución del factor de escala $a(t)$ puede reescribirse:

$$\dot{a}^2 = H_0^2 \left[\sum_{i=1}^N \Omega_{i,0} (a^{-(1+3\omega)} - 1) + \Omega_\Lambda (a^2 - 1) + 1 \right]. \quad (1.8)$$

A través de esta expresión, conociendo el contenido de energía del Universo es posible determinar su evolución temporal.

Se puede obtener una solución para $a(t)$ integrando las Ecuaciones de Friedmann y teniendo en cuenta que $\frac{\dot{a}}{a} = \frac{da/dt}{a} = H(a)$, de manera que $dt = \frac{da}{aH(a)}$ y, por lo tanto:

$$\int_0^t dt = \int_0^a \frac{da'}{a'H(a')}. \quad (1.9)$$

En muchos casos es imposible obtener una solución explícita $a(t)$, y la evolución del factor de expansión se expresa paramétricamente, definiendo una variable τ a partir de la cual se determinan por separado $a(\tau)$ y $t(\tau)$. Una de las soluciones explícitas más conocidas se encuentra para el llamado Universo Einstein-de Sitter: un Universo plano ($K = 0$), dominado por materia ($p = 0$) y con constante cosmológica $\Lambda = 0$. Imponiendo estas condiciones, la ecuación (1.9) queda:

$$\int_0^t dt = \int_0^a \frac{\sqrt{a'} da'}{\sqrt{\frac{8\pi G \rho_0 a_0^3}{3}}},$$

de donde se puede llegar analíticamente a la expresión:

$$a(t) = a_0 \left(\frac{8\pi G \rho_0}{3} \right)^{1/3} t^{2/3}.$$

Es decir que en un Universo Einstein-de Sitter, el factor de expansión evoluciona como

$$a \propto t^{2/3}.$$

El modelo cosmológico más aceptado actualmente es el llamado Λ CDM: un Universo plano, con constante cosmológica $\Lambda \neq 0$, que contiene materia ordinaria y materia oscura fría, es decir, con velocidades no relativistas. Es un modelo simple y que concuerda con las observaciones. Sus parámetros, de acuerdo a [Planck Collaboration et al. \(2020\)](#) están dados por los parámetros de densidad $\Omega_m = 0,307$, $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_m$ y $\Omega_K = 0$; la amplitud de las fluctuaciones de densidad $\sigma_8 = 0,8288$ y el parámetro de Hubble a tiempo presente $H_0 = 67,77 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

1.3. Formación de estructuras

En la Sección anterior presentamos las ecuaciones que describen la expansión de un universo en donde se verifica el Principio Cosmológico. No obstante, si nuestro Universo fuera estrictamente homogéneo e isotrópico, no existirían estructuras de ninguna clase: no habría cúmulos, filamentos, galaxias, estrellas ni planetas; mucho menos personas para observarlo. Una distribución perfectamente homogénea de materia genera un campo gravitatorio estático. Un universo con estas características sólo podría expandirse o contraerse de acuerdo a las Ecuaciones de campo de Einstein, pero jamás podrían formarse estructuras en él. Debemos asumir, entonces, que la hipótesis de homogeneidad e isotropía se cumple sólo en escalas lo suficientemente grandes, pero que en escalas menores existen inhomogeneidades tanto en el campo de densidad como en el de velocidades.

1.3.1. Inestabilidad gravitacional

En este contexto, las estructuras de las Figuras 1.2 y 1.3 se pueden entender como una amplificación de las fluctuaciones primordiales que se observan en el CMB (Figura 1.5). Este es el escenario que plantea la teoría de inestabilidad gravitacional (Peebles, 1980), que describe el surgimiento de la red cósmica a partir de pequeñísimas perturbaciones iniciales de densidad y velocidad. Debido a la gravedad, las regiones ligeramente más densas comienzan a acretar masa, que fluye desde las zonas menos densas haciendo crecer el contraste de densidad. Las regiones que acumulan suficiente masa quedan ligadas gravitatoriamente y terminan convirtiéndose en sistemas virializados: halos y galaxias. Las zonas subdensas, por otro lado, evolucionan lentamente hacia los vacíos de la red cósmica.

Esta idea puede implementarse matemáticamente mediante un tratamiento lineal, tomando la métrica de la ecuación (1.2) e introduciendo pequeñas perturbaciones en el campo de densidad. Este método es conocido como “aproximación newtoniana”, y el nombre se debe a que se obtienen ecuaciones de campo similares a las de la gravedad clásica (Bardeen, 1980). Para ello debemos definir el contraste de densidad δ con respecto a la densidad de fondo:

$$\delta(\mathbf{r}, t) \equiv \frac{\rho(\mathbf{r}, t) - \rho_b(t)}{\rho_b(t)},$$

donde $\rho(\mathbf{r}, t)$ es la densidad en el punto \mathbf{r} al tiempo t y $\rho_b(t)$ es la densidad media del universo. A continuación, definimos las coordenadas comóviles \mathbf{x} , tales que:

$$\mathbf{r} = a\mathbf{x}.$$

Estas coordenadas representan la posición de un elemento de fluido en un sistema de referencia que se expande junto con el universo. De este modo, podemos pensar que la velocidad total \mathbf{u} de un elemento de fluido es:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{r}}{dt} &= \dot{a}(t)\mathbf{x} + a(t)\dot{\mathbf{x}} \\ \mathbf{u} &= H\mathbf{r} + \mathbf{v}, \end{aligned}$$

donde \mathbf{v} es la velocidad peculiar, es decir, la velocidad relativa a la expansión de Hubble.

A partir de estas definiciones, la evolución del contraste de densidad $\delta(\mathbf{x}, t)$ y de la velocidad de la distribución de masa $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ se puede describir a través de tres ecuaciones de fluidos en un medio continuo (Peebles, 1980). La primera es la Ecuación de continuidad:

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{1}{a} \nabla \cdot [(1 + \delta)\mathbf{v}] = 0, \quad (1.10)$$

que describe la conservación de masa en el sistema. La segunda es la Ecuación de Euler:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{a} (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \frac{\dot{a}}{a} \mathbf{v} = -\frac{1}{a} \nabla \phi - \frac{\nabla p}{\rho a}, \quad (1.11)$$

que permite estudiar el movimiento de los elementos del fluido como resultado del potencial gravitatorio ϕ y de la presión del fluido p . Por último, la Ecuación de Poisson:

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G a^2 \rho_b \delta, \quad (1.12)$$

que relaciona el potencial gravitacional con la distribución de masa. Esta ecuación no es equivalente a la expresión análoga de la gravedad newtoniana, sino que representa una solución a las Ecuaciones de Einstein en el límite de campos débiles, con un término fuente dado por el contraste de densidad δ .

La aproximación newtoniana sólo resulta válida en regiones acotadas, dado que el límite de campo débil, $\phi \ll c^2$, asegura un fluido cuyo campo de velocidades es $|\mathbf{u}| \ll c$. Se puede ver que si se tiene una región con tamaño R y una masa $M \sim \rho R^3$, estas condiciones se satisfacen siempre que $\phi \sim G \frac{M}{R} \sim G \rho R^2 \ll c^2$, y dado que en un Universo FLRW la constante de Hubble es $H^2 \sim G \rho$, la aproximación newtoniana sólo es válida para regiones en donde

$$R \ll c H_0^{-1} \sim 3000 h^{-1} \text{ Mpc},$$

es decir, en regiones pequeñas con respecto al horizonte de eventos. Afortunadamente, este límite se encuentra por encima de las escalas en que se observan y estudian, típicamente, las grandes estructuras del Universo. El Grupo Local, por ejemplo, que incluye a la Vía Láctea, Andrómeda, M33 y unas 30 galaxias más pequeñas, no supera $\sim 1 h^{-1} \text{ Mpc}$; el supercúmulo *Laniakea* abarca unos $\sim 160 h^{-1} \text{ Mpc}$ (Tully et al., 2014), y se trata de una de las mayores estructuras observables³.

1.3.2. Régimen lineal

Si consideramos el Universo primitivo, cuando las perturbaciones de densidad son muy pequeñas en relación a la densidad media, podemos efectivamente aproximar $\delta \ll 1$. Si además asumimos que estamos tratando con un fluido sin presión, como creemos que ocurre con la DM, las Ecuaciones (1.10)-(1.12) se reducen a:

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial^2 t} + 2 \frac{\dot{a}}{a} \frac{\partial \delta}{\partial t} = 4\pi G \rho_b \delta. \quad (1.13)$$

³Existen, no obstante, sistemas que desafían los postulados de homogeneidad del Principio Cosmológico, con tamaños de hasta $\sim 500 h^{-1} \text{ Mpc}$, como es el caso del LQG (por las siglas en inglés de *Large Quasar Group*, Clowes et al. 2013), cuyas características merecen ser estudiadas con mayor detalle.

La expresión (1.13) es una ecuación diferencial de segundo orden, y por lo tanto tiene dos soluciones independientes. La solución general es, pues, una combinación lineal de la forma:

$$\delta(\mathbf{x}, t) = D_+(t)\delta(\mathbf{x}) + D_-(t)\delta(\mathbf{x}),$$

donde $D_+(t)$ y $D_-(t)$ representan, respectivamente, los modos creciente y decreciente de las fluctuaciones en densidad. Dado que el modo decreciente se vuelve insignificante con el tiempo, consideremos sólo la solución que corresponde al modo creciente:

$$\delta(\mathbf{x}, t) \simeq D(t)\delta(\mathbf{x}, t_i). \quad (1.14)$$

El factor de crecimiento lineal, $D(t)$, determina la evolución de las fluctuaciones de densidad entre los instantes t_i y t . Como no depende de la posición \mathbf{x} , la tasa de cambio de las fluctuaciones es la misma en todos los puntos del espacio. Este factor depende de las composición de materia y energía del Universo. En consecuencia, para diferentes épocas, $D(t)$ puede tomar diferentes formas. Para un universo vacío, por ejemplo, $D(t) = \text{cte}$, lo que significa que no se forman estructuras. En el universo Einstein-de Sitter que mencionamos al final de la [Subsección 1.2.2](#), $D(t) = a \propto t^{2/3}$. En las etapas más recientes de nuestro Universo, donde las componentes que dominan son la materia y la energía oscura, el factor de crecimiento lineal se puede expresar en función del corrimiento al rojo $z + 1 = 1/a$ como:

$$D(z) = \frac{5}{2}\Omega_{\text{m},0}H_0^2H(z) \int_z^\infty \frac{1+z'}{H^3(z')}dz',$$

donde $H(z)$ es el parámetro de Hubble, que de acuerdo a la ecuación (1.8) queda:

$$H(z) = H_0^2 (\Omega_{\text{m}}(1+z)^3 + \Omega_{\text{K}}(1+z)^2 + \Omega_{\Lambda}).$$

1.3.3. Aproximación de Zel'dovich

Para estudiar la formación de estructuras resulta útil el método cinemático desarrollado por [Zel'dovich \(1970\)](#), que hoy conocemos como teoría lagrangiana de perturbaciones a primer orden o, simplemente, “aproximación de Zel'dovich”. Dada una distribución de materia en donde se cumple que $\langle \delta^2 \rangle \ll 1$, es posible representar cada elemento de fluido cuya posición comóvil a un tiempo inicial t_i es \mathbf{q} como una partícula individual. De este modo, se puede calcular el desplazamiento que produce el campo de aceleración circundante en el instante t_i y luego extrapolar el movimiento de cada partícula en esa

misma dirección. Esto permite expresar la posición comóvil \mathbf{x} en función del tiempo como:

$$\mathbf{x}(t) = \mathbf{q} + \Psi(\mathbf{q}, t). \quad (1.15)$$

El término $\Psi(\mathbf{q}, t)$ es lo que llamamos el campo de desplazamiento lagrangiano y se anula para $t \rightarrow t_i$. En general, decimos que \mathbf{q} representa las coordenadas lagrangianas de las partículas, mientras que \mathbf{x} representa las coordenadas eulerianas. A continuación, podemos pensar en este campo como una perturbación respecto a la expansión de Hubble, de modo que:

$$\Psi(\mathbf{q}, t) = \Psi^{(1)}(\mathbf{q}, t) + \Psi^{(2)}(\mathbf{q}, t) + \Psi^{(3)}(\mathbf{q}, t) + \dots$$

El término de primer orden es el que corresponde a la aproximación de Zel'dovich, y su forma:

$$\Psi^{(1)}(\mathbf{q}, t) = b(t)\mathbf{s}(\mathbf{q}),$$

permite pensar en un desplazamiento que evoluciona con el tiempo de acuerdo a la función $b(t)$, pero que tiene una dirección constante $\mathbf{s}(\mathbf{q})$. De este modo, la componente i -ésima de la coordenada \mathbf{x} puede escribirse como:

$$\begin{aligned} x_i &\simeq \mathbb{I}_{ij}q_j + b(t)\frac{\partial s_i}{\partial q_j}q_j \\ &= \left[\mathbb{I}_{ij} + b(t)\frac{\partial s_i}{\partial q_j} \right] q_j \\ &\equiv A_{ij}(\mathbf{q}, t)q_j, \end{aligned}$$

donde \mathbb{I}_{ij} es la matriz identidad ($\mathbb{I}_{ij} = 1$ si $i = j$; $\mathbb{I}_{ij} = 0$ si $i \neq j$). Aquí, $\mathbb{A} = A_{ij}$ constituye la matriz de transformación de coordenadas lagrangianas a eulerianas, es decir, de \mathbf{q} a \mathbf{x} , mientras que $\det(\mathbb{A})$ representa el jacobiano de dicha transformación.

Para estudiar la densidad física a partir de este enfoque notemos que, por conservación de la masa, cada elemento de volumen debe satisfacer que:

$$\rho(\mathbf{x}, t)a^3(t)d^3\mathbf{x} = \rho(\mathbf{q}, t_i)a_i^3(t)d^3\mathbf{q}.$$

Esto implica que:

$$\rho(\mathbf{x}, t)a^3(t) = \rho(\mathbf{q}, t_i)a_i^3(t)\det(\mathbb{A})^{-1}.$$

Como $A_{ij} = \delta_{ij} + b(t)\frac{\partial s_i}{\partial q_j}$, el inverso del jacobiano se puede escribir en términos de los autovalores de \mathbb{A} , (α, β, γ) , como:

$$\rho(\mathbf{x}, t)a^3(t) = \frac{\rho(\mathbf{q}, t_i)a_i^3(t)}{(1 + b(t)\alpha)(1 + b(t)\beta)(1 + b(t)\gamma)}. \quad (1.16)$$

Para tiempos tempranos tenemos que $\rho(\mathbf{q}, t_i) \simeq \rho_b(t_i)$, mientras que $\rho_b(t)a^3(t) = \rho_b(t_i)a_i^3$ debe cumplirse para todo tiempo t . Teniendo esto en cuenta, podemos reescribir la ecuación (1.16) de la siguiente forma:

$$\frac{\rho(t)}{\rho_b(t)} = [(1 + b(t)\alpha)(1 + b(t)\beta)(1 + b(t)\gamma)]^{-1}. \quad (1.17)$$

Estudiando la ecuación (1.17) podemos ver que en regiones con autovalores negativos, ρ se hace más grande que ρ_b . Estas son las zonas en donde se forman estructuras sobredensas. El colapso se da, en primera instancia, en la dirección del autovector correspondiente al autovalor más grande. Es decir que para perturbaciones en forma de elipsoides triaxiales, el colapso se produce primero a lo largo del semieje más corto. De este modo, la gravedad acentúa asfericidades, formando estructuras aplanadas denominadas “panqueques de Zel’dovich”.

Podemos linealizar la ecuación (1.17) para obtener una relación más clara con las propiedades del entorno. Para ello, veamos que:

$$\begin{aligned} 1 + \delta &= \frac{\rho}{\rho_b} \\ &\simeq 1 + b(\alpha + \beta + \gamma) \\ &= 1 + b\nabla \cdot \mathbf{s}. \end{aligned}$$

Si comparamos esto con la ecuación (1.14), es fácil ver que $b(t) = D(t)$ y que $\nabla \cdot \mathbf{s}(\mathbf{q}) = \delta(\mathbf{x}, t_i)$. La Ecuación de Poisson (1.12) nos dice entonces que:

$$\mathbf{s}(\mathbf{q}) = \frac{\nabla\phi(\mathbf{q})}{4\pi G a^2 \rho_b}.$$

De este modo, la aproximación de Zel’dovich se puede escribir como:

$$\mathbf{x}(t) = \mathbf{q} + \frac{D(t)}{4\pi G a^2 \rho_b} \nabla\phi(\mathbf{q}).$$

En otras palabras, la dirección del desplazamiento lagrangiano está dada por el gradiente del potencial gravitacional en el instante t_i , mientras que la evolución en el tiempo queda determinada por el factor de crecimiento lineal de las perturbaciones, $D(t)$.

La aproximación de Zel’dovich no se suele utilizar para realizar simulaciones cosmológicas, ya que sólo un tratamiento *full N-body* es capaz de reproducir de manera precisa los efectos no lineales. Sin embargo, resulta muy útil para establecer condiciones iniciales, dado que las ecuaciones linealizadas permiten un desarrollo en modos de Fourier:

$$\widehat{\mathbf{s}}_k = -i \frac{\widehat{\delta}_k}{k^3} \mathbf{k}$$

De este modo, es posible construir el campo de desplazamiento correspondiente en posición y velocidad y generar así perturbaciones consistentes con las observaciones. En la [Figura 1.6](#) podemos ver la diferencia entre las estructuras que se obtiene en una simulación *full N-body* a $z = 0$ y las que produce la aproximación de Zel'dovich.

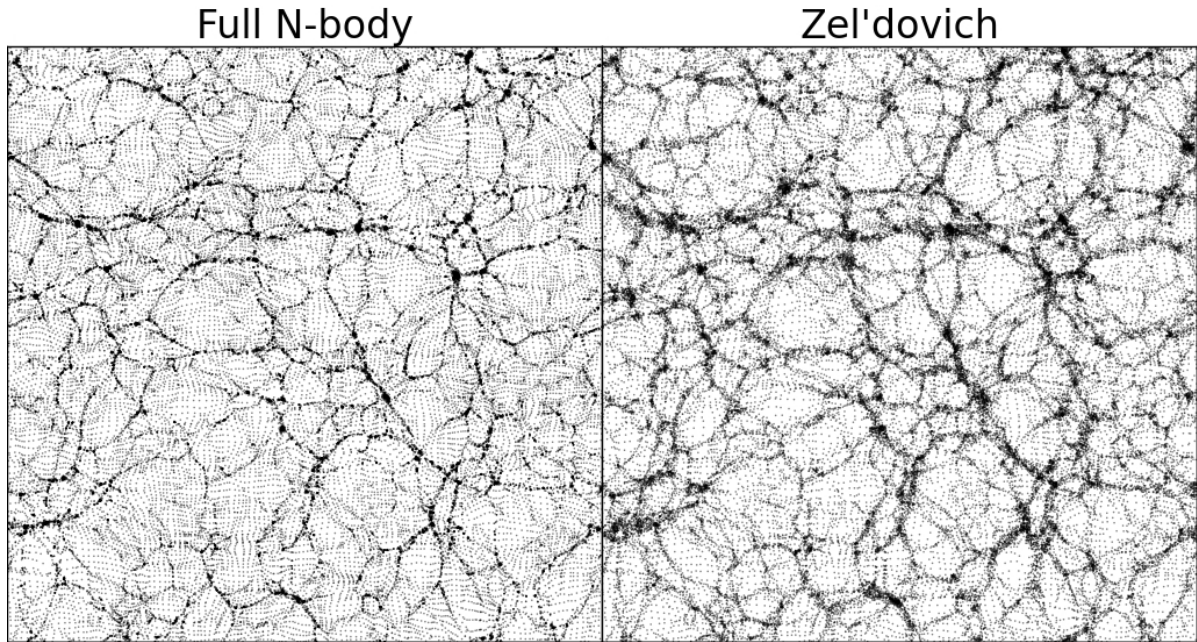


Figura 1.6: Realizaciones de simulaciones Λ CDM (Neyrinck, 2013). Las posiciones de las partículas fueron determinadas a $z = 0$ mediante un método de tipo full N-body (izquierda) y la aproximación de Zel'dovich (derecha). Se puede notar que, aunque a gran escala (donde es válido $\langle \delta^2 \rangle \ll 1$) las estructuras son similares, a pequeña escala los resultados son muy diferentes.

La aproximación de Zel'dovich también resulta útil para estudiar las etapas tempranas de evolución de los “proto-halos”, es decir, regiones alrededor de máximos locales del campo de densidad que por sus propiedades terminan colapsando en sistemas virializados. Como veremos más adelante, este método juega un papel fundamental en el desarrollo del modelo más aceptado para describir la manera en que dichas estructuras obtienen su MA, la teoría de torque de mareas o TTT.

1.3.4. Modelo del colapso esférico

La aproximación de Zel'dovich sirve para describir el colapso no lineal de las perturbaciones, pero una manera alternativa de estudiar este fenómeno es a través del modelo

de colapso esférico (Gunn & Gott, 1972). Este es un planteo simple que describe el crecimiento, el punto en el que se separa de la expansión general y el colapso de una región sobredensa con simetría esférica.

Supongamos una sencilla perturbación inicial de tipo escalón, de tamaño comóvil R_i , con un contraste de densidad inicial δ_i . Esto significa que la masa contenida en R_i es $M_i = (4\pi R_i^3/3)\bar{\rho}(1 + \delta_i) \simeq (4\pi R_i^3/3)\bar{\rho}$, donde $\bar{\rho}$ denota la densidad comóvil de fondo. Como el Universo evoluciona, el tamaño de la región cambia. Si R denota el tamaño comóvil en algún tiempo posterior al inicial, el contraste de densidad en el interior de esa región estará dado por la expresión:

$$(R_i/R)^3 \equiv (1 + \delta).$$

Como el radio de una región sobredensa se comporta de la misma manera que el factor de expansión para un Universo cerrado, se puede modelar el crecimiento de una perturbación esféricamente simétrica a través de las ecuaciones de la cosmología que vimos en la Subsección 1.2.2.

En primer lugar, utilizamos la Ecuación de Friedmann para estudiar la evolución del tamaño. Para ello, reparametrizamos (1.4) en función de la variable η , definida como $d\eta = c \frac{dt}{R}$. Asumiendo que $\rho(t) = \rho_i (\frac{R_i}{R})^3$ vemos que:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dR}{d\eta}\right)^2 &= \frac{8\pi G\rho}{3}R^4 - kR^2 \\ &= \frac{8\pi G\rho_i^3 R_i^3}{3}R - KR^2 \end{aligned} \quad (1.18)$$

Si ahora definimos una constante de escala:

$$R_* \equiv \frac{4\pi G\rho_i R_i^3}{3} \equiv GM_i,$$

podemos reescribir la ecuación (1.18) como:

$$\left[\frac{d}{d\eta} \left(\frac{R}{R_*}\right)\right]^2 = 2 \left(\frac{R}{R_*}\right) - K \left(\frac{R}{R_*}\right)^2 \quad (1.19)$$

Para una región sobredensa, $K = 1$, entonces la solución de la ecuación (1.19) es

$$\frac{R}{R_*} = 1 - \cos \eta$$

También con η se puede encontrar el tiempo en el que la región alcanza un radio $R(\eta)$:

$$t(\eta) = \int_0^\eta R(\eta') d\eta'$$

Luego, la evolución de una sobredensidad esférica puede ser descrita mediante las siguientes ecuaciones:

$$R(\eta) = R_*(1 - \cos \eta)t(\eta) = R_*(\eta - \sin \eta) \quad (1.20)$$

Para estudiar los primeros momentos de la sobredensidad se toma $\eta \ll 1$, entonces se puede desarrollar las Ecuaciones (1.20) en serie de potencias de η alrededor de $\eta = 0$:

$$\begin{aligned} R(\eta) &\simeq R_* \left(\frac{1}{2}\eta^2 - \frac{1}{24}\eta^4 + \dots \right) \\ t(\eta) &\simeq R_* \left(\frac{1}{6}\eta^3 - \frac{1}{120}\eta^5 + \dots \right) \end{aligned}$$

Ignorando los términos de orden mayor que η^5 y combinando las dos ecuaciones anteriores se encuentra que:

$$R(t) \simeq \frac{R_*}{2} \left(\frac{6t}{R_*} \right)^{2/3} \left[1 - \frac{1}{20} \left(\frac{6t}{R_*} \right)^{2/3} \right]$$

Si se toma el límite cuando $t \rightarrow 0$, entonces el término dominante es:

$$R(t \rightarrow 0) = \frac{R_*}{2} \left(\frac{6t}{R_*} \right)^{2/3} = \left(\frac{9GMt^2}{2} \right)^{1/3} \quad (1.21)$$

siendo la densidad de las primeras etapas:

$$\rho(t \rightarrow 0) = \frac{3M}{4\pi R^3(t \rightarrow 0)} = \frac{1}{6\pi Gt^2} = \rho_i(t) \quad (1.22)$$

De esta manera, se obtiene el mismo resultado que para la evolución de la densidad crítica en un Universo Einstein-de Sitter.

La densidad dentro de una esfera es $\rho \propto \frac{1}{R^3}$. Por lo tanto, la sobredensidad fraccional a primer orden es:

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = -3\frac{\delta R}{R} = \frac{3}{20} \left(\frac{6t}{R_*} \right)^{2/3} \quad (1.23)$$

Teniendo en cuenta que en un universo Einstein-de Sitter $a(t) \propto t^{2/3}$, se obtiene que $\delta \propto a$. La perturbación se expande junto con el Universo hasta que la densidad en el interior se hace lo suficientemente grande como para detener su crecimiento y comenzar la etapa de colapso. De este modo, luego de la evolución lineal la esfera se desacopla de la expansión de Hubble. A esto se lo denomina punto de retorno o, en inglés, *turnaround*. En las Ecuaciones (1.20) se observa que el radio alcanza un máximo para $\eta = \pi$, donde $R_{\max} =$

$2R_*$ en el tiempo $t_{\max} = \pi R_*$. Para calcular la densidad de esta esfera con respecto de la del fondo cosmológico se utilizan las Ecuaciones (1.21) y (1.22), obteniendo:

$$1 + \delta_{\max} = \frac{\rho_{\max}}{\rho_0(t_{\max})} = \frac{(R_*/2)^3(6t_{\max}/R_*)^2}{R_{\max}^3} = \frac{9\pi^2}{16} \simeq 5,55$$

Si se utiliza la ecuación (1.23) se puede calcular el contraste de densidad en este tiempo según la teoría lineal, obteniendo que $\delta_{lin} = \frac{3}{20}(6\pi)^{2/3} \simeq 1,08$. Se puede notar que el contraste de densidad lineal es menor que el obtenido mediante el colapso esférico, $\delta_{lin} < \delta_{\max}$.

Luego de alcanzar el punto de retorno, la esfera comienza a colapsar hasta formar un objeto autogravitante, que es lo que se denomina halo. Si sólo actuara la gravedad, este halo colapsaría a una densidad infinita para $\eta = 2\pi$ y $t_{col} = 2\pi R_*$. Esto no ocurre, no obstante, debido a pequeñas irregularidades que hacen que la energía cinética de colapso se convierta en movimientos aleatorios. La perturbación alcanzará así un estado de equilibrio ligado. De acuerdo al teorema del virial, la perturbación en estado de equilibrio tendrá una energía cinética total K relacionada con su energía potencial V a través de:

$$V = -2K \tag{1.24}$$

Si se asume que la energía se conserva desde el punto de retorno hasta lograr el equilibrio, la ecuación (1.24) implica que el radio de virialización, o radio virial R_{vir} , está dado por:

$$R_{vir} = \frac{1}{2}R_{\max} = R_*$$

Utilizando las Ecuaciones (1.20) se puede ver que la perturbación alcanza R_{vir} para $\eta = \frac{3\pi}{2}$ en el tiempo $t_{vir} = R_*(3\pi/2 + 1)^4$. Si se calcula el contraste de densidad no lineal para este tiempo, se obtiene:

$$1 + \delta_{vir} = \frac{(R_*/2)^3(6t_{col}/R_*)^2}{R_{vir}^3} = \frac{(6\pi)^2}{2} \simeq 178.$$

Si, en cambio, se calcula el contraste de densidad dado por la teoría lineal en t_{col} , el resultado es $\delta_{lin}(t_{col}) \simeq 1,69$. Como en el t_{\max} , el contraste de densidad obtenido con la teoría lineal es menor que el del modelo del colapso esférico: $\delta_{lin}(t_{col}) < \delta_{vir}$.

Con estos resultados se puede afirmar que la teoría lineal resulta sumamente útil para predecir en qué regiones del campo de densidades se formarán los halos. Sin embargo, el

⁴Se asume que el proceso de virialización es alcanzado luego de un tiempo t_{col} .

modelo de colapso esférico es mucho más adecuado para realizar predicciones razonables acerca de qué tan densos llegarán a ser estos halos.

Así como se utilizó el modelo de Einstein-de Sitter para obtener las propiedades del colapso esférico, la discusión es similar si se toman cosmologías con $\Omega_m \leq 1$ u $\Omega_m \geq 0$, pero los valores de δ_{vir} dependerán del modelo cosmológico adoptado.

1.4. Descripción estadística del campo de densidad

Actualmente, se dispone de grandes catálogos en los cuales se encuentran listadas diferentes propiedades de objetos como galaxias, grupos y cúmulos de galaxias. Si consideramos únicamente sus posiciones, se puede pensar la distribución de materia como una colección de objetos puntuales que puede describirse mediante estadísticos robustos como la función de correlación bipuntual y el espectro de potencia.

1.4.1. Función de correlación bipuntual

Se puede definir la función de correlación bipuntual de diferentes maneras (Peebles, 1969). Una de ellas consiste en considerar la probabilidad conjunta dP de que dos objetos se encuentren en dos elementos de volumen dV_1 y dV_2 separados por una distancia r :

$$dP = \eta^2 dV_1 dV_2 [1 + \xi(r)]$$

Aquí, η es el número medio de elementos por unidad de volumen y $\xi(r)$ representa el exceso de probabilidad respecto de una distribución homogénea. Es decir, si $\xi(r) = 0$ las posiciones de los objetos de la muestra no se encuentran correlacionadas, y la probabilidad $dP = \eta^2 dV_1 dV_2$ es, sencillamente, el producto de dos probabilidades independientes (por ejemplo, en un proceso de Poisson aleatorio uniforme). Si las posiciones de los objetos están correlacionadas, $\xi(r) > 0$ ya que a una dada distancia r es más probable encontrar un par de objetos que en una distribución homogénea. Si, por el contrario, las posiciones están anticorrelacionadas, $-1 < \xi(r) < 0$. Se puede pensar que $\xi(r)$ es, entonces, una estimación del grado de aglomeración (*clustering*, en inglés) de los objetos de la muestra, es decir, del modo en que se acumulan en diferentes escalas dadas por la variable r .

En la Figura 1.7 se muestra el comportamiento de la función de correlación para diferentes distribuciones de densidad. En el primer ejemplo, esferas de radio R con perfiles de densidad idénticos (arriba), $\xi(r)$ muestra un alto grado de aglomeración adentro de la

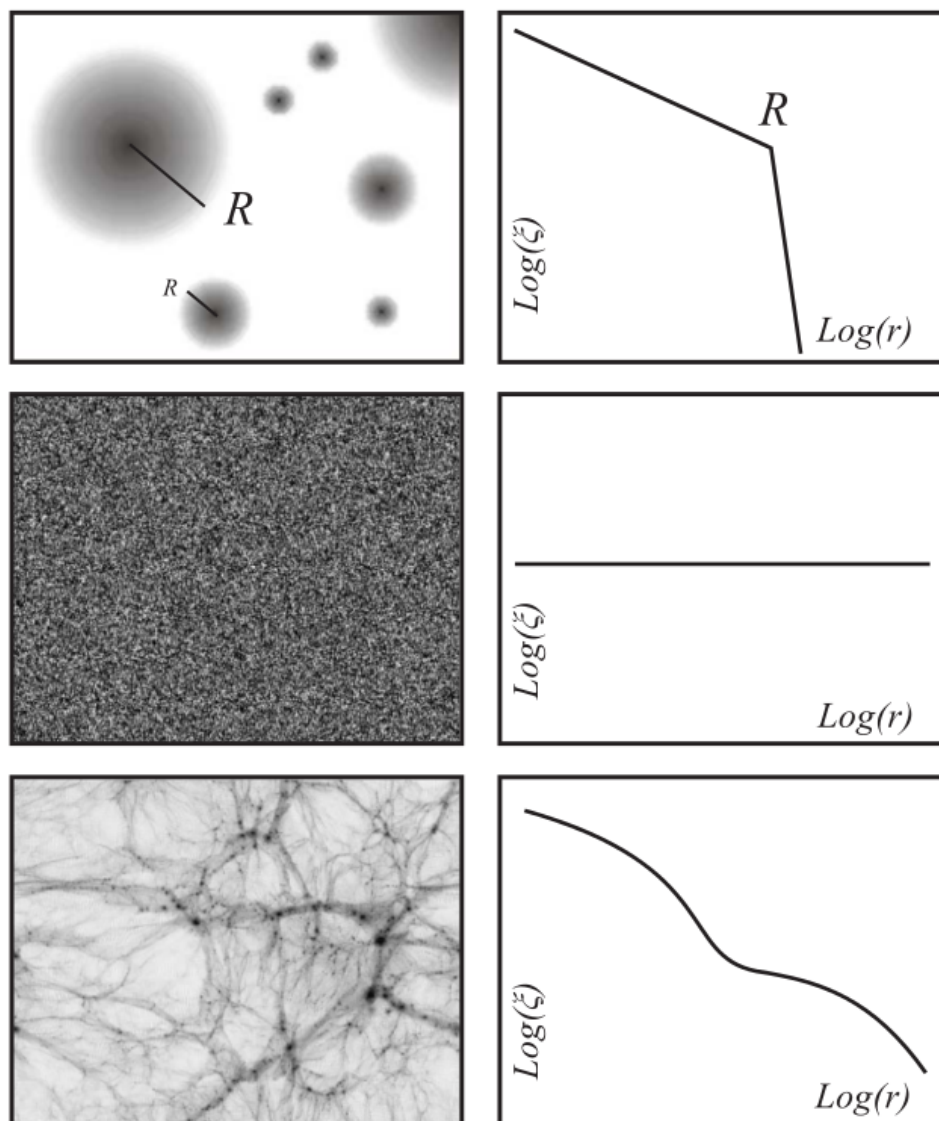


Figura 1.7: Comportamiento de la función de correlación (derecha) para diferentes campos de densidad (izquierda). En escala de grises se muestran regiones subdensas y sobredensas, de blanco a negro, respectivamente. **Arriba:** distribución homogénea de esferas de radio R y perfil idéntico. **Centro:** distribución de densidad con espectro de ruido blanco. **Abajo:** simulación cosmológica de materia oscura (extraído de Paz, 2010).

escala característica, que decae suavemente hasta R y luego cae de manera abrupta. La función no se hace nula luego de R debido a la correlación que existe entre elementos de esferas vecinas, que se encuentran distribuidas de manera independiente. En el segundo ejemplo (medio) se puede ver la función $\xi(r)$ de un campo de densidad construido mediante un proceso de ruido blanco. En este caso, la función de correlación es constante: en cualquier escala existe la misma probabilidad de encontrar objetos vecinos (partículas o halos, por ejemplo) en dos elementos de volumen dV_1 y dV_2 . Dicho de otro modo, en el ruido blanco no hay estructuras, no hay escalas que muestren más o menos *clustering*. El tercer ejemplo presenta, finalmente, una función de correlación característica de observaciones o simulación cosmológicas. En distintas escalas se ven diferentes grados de aglomeración; se encuentra correlación entre elementos que forman estructuras, y correlación entre las propias estructuras a escalas mayores. A medida que $r \rightarrow \infty$, la función $\xi(r) \rightarrow 0$: a escalas lo suficientemente grandes, el Universo se presenta isótropo y homogéneo.

Otro modo de definir la función de correlación bipuntual es considerar la distribución de densidad como una función continua $\rho(r)$ con una media por volumen $\langle \rho(r) \rangle = \eta$, de modo que

$$dP = \langle \rho(x+r)\rho(x) \rangle = \eta^2 dV_1 dV_2 [1 + \xi(r)].$$

Así la función de correlación puede escribirse como:

$$\xi(r) = \frac{\langle [\rho(x+r) - \langle \rho(x) \rangle][\rho(x) - \langle \rho(x) \rangle] \rangle}{\langle \rho(x) \rangle^2}$$

Existen diferentes maneras de obtener la función de correlación bipuntual. En primer lugar, se presenta el problema de que algunos catálogos sólo contienen información acerca de las coordenadas angulares (declinación y ascensión recta) de los objetos que listan. En estos casos, $\xi(r)$ sólo puede conocerse a partir de $w(\theta)$, la función de correlación angular, que contiene información de $\xi(r)$ proyectada en el plano del cielo. En catálogos con información acerca del corrimiento al rojo de los objetos y en simulaciones cosmológicas, $\xi(r)$ puede determinarse directamente a partir de estimadores que utilizan el conteo de pares de objetos o el número de vecinos a diferentes distancias.

Al determinar la función de correlación a partir de catálogos de galaxias, diversos autores (e.g. [Groth & Peebles, 1977](#); [Bahcall & Soneira, 1983](#); [Maddox et al., 1990](#)) han coincidido en que su comportamiento más general (así como el de $w(\theta)$) puede ser

aproximado razonablemente por una ley de potencias:

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

con valores de $\gamma \simeq 1,7$ y de radio de escala $r_0 \approx 4 h^{-1} \text{ Mpc}$ para la correlación entre galaxias, $r_0 \approx 10 h^{-1} \text{ Mpc}$ entre grupos y $r_0 \approx 20 h^{-1} \text{ Mpc}$ entre cúmulos.

1.4.2. Espectro de potencia

Otro modo de caracterizar la distribución de materia es utilizando el espacio de las fases en lugar del espacio de las distancias (Figura 1.8). Si se asume que el Universo es

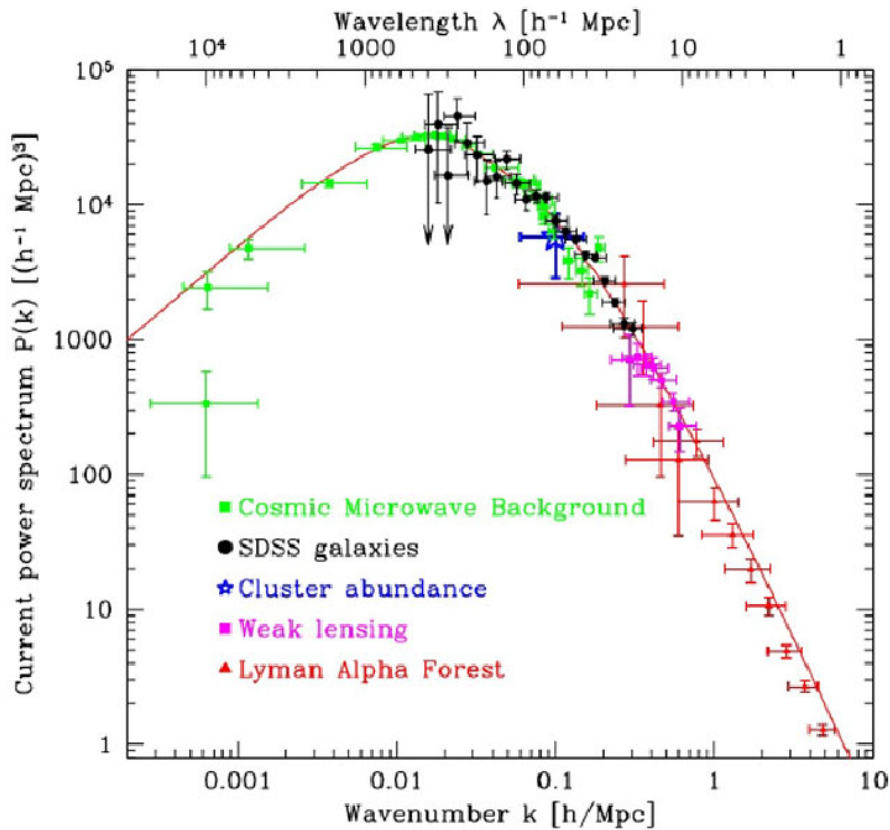


Figura 1.8: Ajuste del espectro de potencia (curva roja) superpuesto con diferentes mediciones: CMB, galaxias del catálogo SDSS, abundancia de cúmulos, lentes débiles y las constricciones dadas por las *Lyman Alpha Forest*. La curva describe estadísticamente la distribución de materia del Universo en diferentes escalas. Extraído de Tegmark et al. (2004).

periódico en un volumen V lo suficientemente grande, el contraste de densidad puede expandirse como suma de ondas planas con fases aleatorias en ese volumen, i.e., una

expansión en series de Fourier:

$$\delta(\mathbf{r}) = \frac{(2\pi)^{2/3}}{V^{1/2}} \sum \widehat{\delta}_k e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}},$$

donde

$$\widehat{\delta}_k = \frac{1}{(2\pi)^{2/3} V^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d^3r.$$

Es decir, $\widehat{\delta}_k$ son las amplitudes de las fluctuaciones en densidad.

Dado que $\delta(\mathbf{r})$ es real y tiene media cero, entonces $\langle \widehat{\delta}_k \rangle = 0$. Si se asume además homogeneidad e isotropía, las fluctuaciones quedan completamente caracterizadas por:

$$P(k) = \langle |\widehat{\delta}_k|^2 \rangle$$

$P(k)$ se conoce como espectro de potencia y relaciona la amplitud de las fluctuaciones de densidad en cada longitud de onda $\lambda \equiv \frac{2\pi}{k}$.

De manera complementaria a lo que se vio en la Sección anterior, la función de correlación también puede ser definida como:

$$\xi(r) = \int_{-\infty}^{\infty} |\widehat{\delta}_k|^2 e^{-2\pi i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d^3k$$

Se puede observar aquí que la función de correlación no es otra cosa que la transformada de Fourier del espectro de potencia y que, por lo tanto, ambos estadísticos contienen la misma información.

1.5. Simulaciones numéricas cosmológicas

La distribución espacial de galaxias y la dinámica de la estructura en gran escala permiten inferir propiedades fundamentales del Universo: su composición, las leyes físicas que lo rigen y sus condiciones iniciales. Para extraer esta información de las observaciones de galaxias, cuásares u otros trazadores, es necesario contar con un modelo que prediga su distribución en función del tiempo cósmico para un cierto modelo cosmológico. Es decir, requerimos una predicción para la distribución de la densidad de masa y el campo de velocidad junto con las propiedades y abundancia de los objetos colapsados. Además, necesitamos predecir de qué modo las galaxias u otros objetos astronómicos poblarán estos campos.

A gran escala y/o a tiempos tempranos, las fluctuaciones en densidad son pequeñas y el problema puede abordarse analíticamente utilizando teoría de perturbaciones en las ecuaciones de evolución relevantes. En escalas más pequeñas, sin embargo, la física es altamente no lineal y la única forma de resolver el problema con precisión es numéricamente.

1.5.1. Simulaciones no colisionales

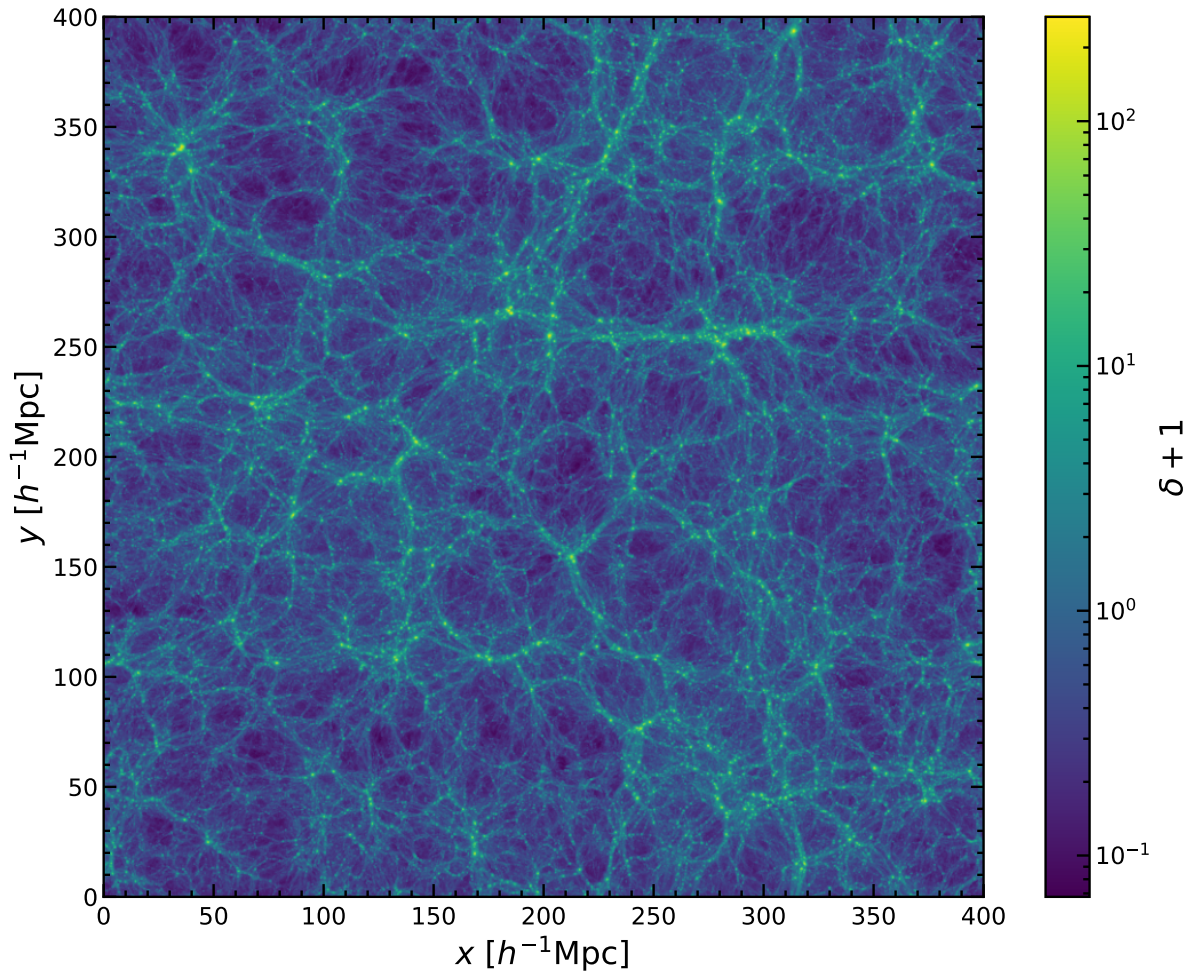


Figura 1.9: Campo de densidad correspondiente a la salida final ($z = 0$) de una simulación cosmológica de materia oscura. La región representada tiene $10 h^{-1} \text{Mpc}$ de profundidad y $400 h^{-1} \text{Mpc}$ de lado. Comparar con las estructuras que se observan en las Figuras 1.2 y 1.3.

Al estudiar la estructura en gran escala del Universo vemos que la dinámica está fuertemente dominada por la gravedad. En este contexto, los bariones y la materia oscura pueden considerarse como un único fluido no colisional: sin presión, viscosidad ni ninguna

otra propiedad más que su masa. Esta situación resulta ideal para ser abordada mediante simulaciones: tanto las condiciones iniciales como las leyes físicas relevantes son conocidas, y las ecuaciones correspondientes se pueden resolver numéricamente considerando sólo las interacciones gravitatorias. Este enfoque no distingue entre bariones y materia oscura, y por lo tanto el campo de densidad resultante representa una aproximación del escenario en el que tiene lugar la formación de galaxias.

El proceso para producir esta clase de simulaciones involucra varios pasos. En primer lugar, es necesario establecer un conjunto de condiciones iniciales y derivar correctamente las ecuaciones que determinan la dinámica del sistema. Para ello se suele recurrir, por ejemplo, a la aproximación de Zel'dovich (ver [Subsección 1.3.3](#)). En segundo lugar, dado que no se analiza una distribución continua de materia sino una muestra finita y dispersa de partículas o celdas que representan elementos de masa, se debe implementar un método apropiado de discretización, por lo general mediante un enfoque de N-cuerpos, aunque también existen métodos alternativos. A continuación, es necesario evolucionar las ecuaciones discretizadas en el tiempo, lo cual requiere, a su vez, de técnicas numéricas para calcular el enorme número de interacciones gravitatorias simultáneas. En [Angulo & Hahn \(2022\)](#) se puede encontrar una revisión detallada de este proceso.

Las simulaciones de N-cuerpos son un ejemplo típico de esta clase de realizaciones (ver [Figura 1.9](#)). En algunas de ellas se sigue el movimiento de un gran número de partículas en una “caja” con condiciones de contorno periódicas. Inicialmente, las partículas se ubican en un arreglo cuasi-uniforme, con sus posiciones y velocidades ligeramente perturbadas de manera que su distribución espacial reproduzca ciertas propiedades estadísticas del campo de fluctuaciones observado en el Universo. Una vez establecidas las condiciones iniciales, la Ecuación de Poisson permite relacionar el potencial gravitacional con el movimiento de las partículas y, por ende, con una nueva distribución espacial en un paso temporal posterior. Para que las soluciones obtenidas de este modo tengan en cuenta la expansión de Hubble, deben considerarse además las Ecuaciones de Friedmann, derivadas de la relatividad general para un universo homogéneo e isótropo. A grandes rasgos, la evolución del sistema se puede separar en dos etapas: primero, un régimen lineal donde las perturbaciones en densidad son aun pequeñas, y durante el cual la dinámica newtoniana y la gravedad relativista no presentan diferencias; luego, un régimen no lineal con contrastes de densidad altos, en el que las velocidades típicas de las partículas son, de todas maneras, mucho más bajas que la velocidad de la luz ([Peebles, 1980](#)). Esto significa que, en cualquier caso, las desviaciones del movimiento

de las partículas respecto del comportamiento newtoniano son muy bajas y pueden, por lo tanto, considerarse despreciables. Por este motivo, la mayoría de las simulaciones de N-cuerpos emplean dinámica newtoniana en lugar de gravedad relativista.

1.5.2. Simulaciones hidrodinámicas

Como hemos visto, las simulaciones numéricas cosmológicas de materia oscura que se realizaron durante los últimos años han permitido establecer relaciones precisas entre la población de halos y el campo de densidad subyacente. Mucho menos clara es, sin embargo, la relación con la componente luminosa asociada a las galaxias, cuya formación y evolución involucra, como veremos ([Subsección 4.1.1](#)), un conjunto complejo de procesos altamente no lineales que abarca una enorme variedad de escalas físicas y temporales. Una herramienta muy útil para atacar este problema son las simulaciones cosmológicas hidrodinámicas. A diferencia de las simulaciones no colisionales, en las hidrodinámicas sí se distinguen las partículas asociadas al gas de las partículas asociadas a la materia oscura. Ambas especies evolucionan de manera simultánea de acuerdo a las ecuaciones que gobiernan la gravedad, pero el gas se encuentra sujeto además a procesos hidrodinámicos y radiativos que permiten su enfriamiento, colapso y, de este modo, la formación de estructuras luminosas identificables como galaxias.

Un problema característico de las simulaciones hidrodinámicas cosmológicas radica en la naturaleza multiescala de la formación de estructuras. El rango típico de escalas con procesos físicos correlacionados varía en más de 10 órdenes de magnitud; por ejemplo, entre las AGN ($\sim 10^{-3}$ pc) y las estructuras como nodos y filamentos (~ 10 Mpc). Por lo general, para abordar este problema se recurre a modelos que, en escalas por debajo de una cierta resolución, no buscan seguir los procesos físicos de manera precisa sino simplemente aproximar su comportamiento medio a través de prescripciones fenomenológicas simplificadas. Esto es lo que ocurre típicamente con fenómenos como la formación de estrellas, los agujeros negros y el *feedback* de supernovas. No obstante, una vez definidas estas “recetas” y verificada la consistencia de sus resultados, las simulaciones hidrodinámicas constituyen poderosas herramientas que permiten realizar predicciones detalladas de la estructura y la dinámica de las poblaciones estelares y del gas, tanto dentro como fuera de las galaxias. Esto resulta esencial para estudiar la relación entre los bariones, el campo de densidad de materia subyacente y las estructuras virializadas, así como para comprender la física de la formación de galaxias y su relación con el modelo cosmológico.

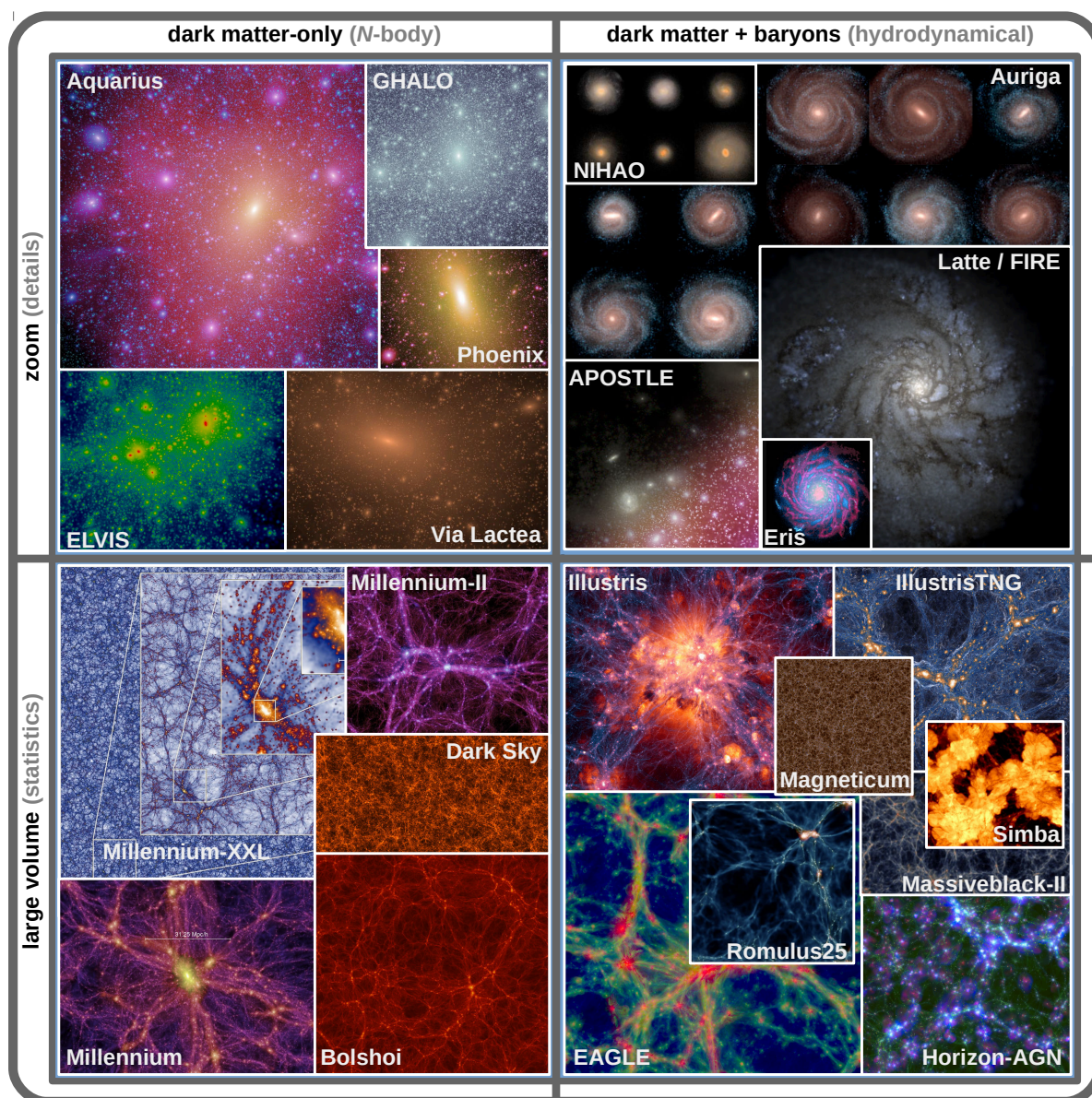


Figura 1.10: Representación visual de algunas simulaciones recientes. La fila superior muestra simulaciones de escalas pequeñas en donde se pueden resolver mejor los detalles. La fila inferior muestra simulaciones de gran volumen que permiten realizar análisis estadísticos de halos y galaxias. En las columnas izquierda y derecha se muestran, respectivamente, simulaciones de N -cuerpos e hidrodinámicas, es decir, de materia oscura pura en un caso, e incluyendo bariones (gas y estrellas) en el otro. Imagen extraída de [Vogelsberger et al. \(2020\)](#).

1.6. Momento angular en halos de materia oscura

En esta Sección presentamos una primera aproximación al tema principal de la Tesis: la manera en que las estructuras del Universo adquieren MA. La cuestión acerca de cómo se origina y evoluciona el MA en halos de DM no tiene una respuesta sencilla. Sin embargo, de esto dependen, en buena medida, diversos modelos analíticos y semianalíticos de formación de galaxias. Las simulaciones de N-cuerpos muestran, además, que existe correlación entre el MA de los halos y la distribución de materia en su entorno. Esto sugiere que el MA juega un papel importante en el proceso de formación de estos sistemas, conectando la dinámica interna de los halos con la estructura en gran escala.

A continuación vamos a introducir la *teoría de torque de mareas* o TTT, el modelo más aceptado en la actualidad para describir el fenómeno de adquisición y evolución del MA durante los regímenes lineal y cuasi-lineal de crecimiento de las fluctuaciones de densidad; vamos a repasar sus fundamentos y la formulación analítica. Luego vamos a presentar algunas de sus aplicaciones más conocidas y principales limitaciones que aparecen en la literatura.

1.6.1. ¿Por qué rotan las galaxias y los halos?

Durante más de 70 años, desde el trabajo pionero de [Hoyle et al. \(1949\)](#), el problema acerca de la adquisición de MA por parte de halos y galaxias ha constituido uno de los temas más intrigantes y abordados de la astronomía extragaláctica. Esta pregunta resulta relevante para comprender fenómenos relacionados al proceso de formación de galaxias, tales como la formación de discos de gas y sistemas estelares de tipo espiral, pero también el modo en que estos mecanismos conectan la astrofísica de escalas galácticas con la distribución de materia en la red cósmica y la estructura en gran escala del Universo. Por ejemplo, el crecimiento y la dirección del MA de los halos está directamente relacionado con el alineamiento intrínseco de las galaxias, lo cual afecta las mediciones de lente débil ([Troxel & Ishak, 2015](#); [Hikage et al., 2019](#); [Fabbian et al., 2019](#); [Copeland et al., 2020](#)) y constituye una fuente de errores sistemáticos para los métodos que aprovechan el agrupamiento de las galaxias (*galaxy clustering*) para modelar su relación con los halos, como ocurre con la distribución de ocupación de halos (HOD, por las siglas en inglés de *halo occupation distribution*, [Zentner et al., 2014](#); [Rodríguez et al., 2015](#); [McEwen & Weinberg, 2018](#)). Por otro lado, la alineación estadística del MA de las galaxias con la estructura en gran escala ha sido propuesta recientemente como base para un nuevo tipo

de prueba cosmológica (Lee et al., 2020).

Uno de los elementos clave para comprender este fenómeno se encuentra en el hecho de que, como hemos visto, los halos y galaxias no se distribuyen en el Universo de manera perfectamente homogénea y uniforme. Por el contrario, forman un arreglo anisotrópico y multi-escala generalmente conocido como red cósmica: un complejo entramado de “nodos” densamente poblados, conectados entre sí a través de “filamentos” elongados de densidad intermedia, que a su vez se alojan en estructuras aplanadas que llamamos “paredes”; entre estos sistemas se extienden vastas regiones prácticamente desprovistas de materia que se suelen denominar “vacíos” o *voids* (Bond et al., 1996; van de Weygaert & Bond, 2008; Aragón-Calvo et al., 2010; Cautun et al., 2014, ver Libeskind et al. 2018 para una revisión reciente). Visualmente, la red cósmica representa la característica más notable de la distribución de galaxias en gran escala. Su prominencia ha sido analizada en estudios pioneros Jõeveer et al. (1978); de Lapparent et al. (1986); Geller & Huchra (1989); Shectman et al. (1996) y confirmada en investigaciones más recientes a partir de los grandes relevamientos de galaxias (Colless et al., 2003b; Tegmark et al., 2004; van de Weygaert & Schaap, 2009; Huchra et al., 2012; Guzzo et al., 2014). El patrón característico de nodos, filamentos, paredes y vacíos se ve aún más claramente en simulaciones cosmológicas (Springel et al., 2005; Aragón-Calvo et al., 2010; Cautun et al., 2014; Vogelsberger et al., 2014; Schaye et al., 2015). La red cósmica es, de hecho, una manifestación del carácter anisotrópico del colapso gravitatorio, y por lo tanto su formación y crecimiento están determinados por el campo de mareas en gran escala (Bond et al., 1996; van de Weygaert & Bond, 2008). De este modo, se puede pensar en el campo de mareas como un factor clave que permite conectar fenómenos en escalas muy diferentes. Es, al mismo tiempo, una consecuencia de las fluctuaciones primordiales en la distribución de materia, pero también una fuente para que esa materia adquiera MA a medida que colapsa en sistemas virializados.

Esta idea ha sido la base de una familia amplia y heterogénea de modelos y predicciones acerca del modo en que los halos y las galaxias adquieren MA. Este enfoque se puede resumir en lo que actualmente se conoce como la **teoría de torque de mareas** o TTT. La hipótesis de que la rotación galáctica surge como consecuencia de la interacción entre perturbaciones vecinas fue sugerida por primera vez por Hoyle et al. (1949) y luego desarrollada por Peebles (1969), quien aplicó la teoría lineal para estimar que el MA adquirido por una perturbación esférica crece en segundo orden. Más adelante, Doroshkevich (1970) profundizó en estos conceptos y descubrió que el MA crece, en

realidad, a primer orden, dado que las protogalaxias realmente no suelen tener simetría esférica. Sin embargo, no fue hasta varios años después que [White \(1984\)](#) publicó en detalle los cálculos de este análisis y describió de manera cualitativa el mecanismo físico detrás de tal efecto: el MA se origina a partir de la desalineación diferencial entre el tensor de inercia de una protogalaxia y el campo de mareas circundante.

1.6.2. Formalismo de la teoría de torque de mareas

La TTT predice la evolución del MA de un proto-halo en el marco de un universo FLRW, asumiendo que la materia se comporta como un fluido no colisional que interactúa solo a través de la gravedad. Durante el régimen lineal, los proto-halos son regiones que presentan una ligera sobredensidad con respecto a la densidad de fondo. Debido a la inestabilidad gravitatoria, esta sobredensidad crece a medida que el universo se expande de acuerdo al factor de escala $a(t)$ o, si se quiere, al corrimiento al rojo correspondiente, $z + 1 = 1/a$. En términos de las coordenadas lagrangianas \mathbf{q} , es decir, las coordenadas comóviles $\mathbf{x}(t)$ cuando $t \rightarrow 0$, el MA de un proto-halo cuya masa está encerrada en un volumen lagrangiano V_L se puede expresar como:

$$\mathbf{J}(t) = \int_{V_L} [\mathbf{r}(\mathbf{q}, t) - \mathbf{r}_{\text{cm}}(t)] \times \mathbf{v}(\mathbf{q}, t) \rho_b(t) a^3(t) d^3\mathbf{q}, \quad (1.25)$$

donde $\rho_b(t)$ es la densidad de fondo, $\mathbf{r}_{\text{cm}}(t)$ es la posición del centro de masa del sistema al tiempo t y $\mathbf{r}(\mathbf{q}, t)$ y $\mathbf{v}(\mathbf{q}, t)$ describen, respectivamente, la evolución temporal de las coordenadas físicas y la velocidad del elemento de masa $\rho_b(t) d^3\mathbf{q}$ relativas a $\mathbf{r}_{\text{cm}}(t)$. En coordenadas comóviles, la expresión (1.25) se puede escribir exactamente como:

$$\mathbf{J}(t) = a^2(t) \int_{V_L} [\mathbf{x}(\mathbf{q}, t) - \mathbf{x}_{\text{cm}}(t)] \times \dot{\mathbf{x}}(\mathbf{q}, t) \rho_b(t) a^3(t) d^3\mathbf{q}, \quad (1.26)$$

donde el punto denota una derivada con respecto al tiempo cósmico t .

La aproximación de Zel'dovich ([Zel'dovich, 1970](#), ver [Subsección 1.3.3](#)) establece que durante el régimen lineal la posición comóvil \mathbf{x} se puede calcular como su posición lagrangiana \mathbf{q} más un desplazamiento $\Delta\mathbf{q}$, cuya dependencia espacial y temporal están desacopladas, es decir, $\Delta\mathbf{q} = D(t)\mathbf{s}(\mathbf{q})$. Además, la proporcionalidad entre el campo de velocidad y el potencial gravitatorio ϕ , que se cumple durante esta etapa, implica que la dependencia espacial de $\Delta\mathbf{q}$ se debe únicamente a la distribución inicial de materia. Por lo tanto, podemos escribir las coordenadas comóviles de un elemento de masa como

$\mathbf{x}(\mathbf{q}, t) = \mathbf{q} + D(t)\nabla\phi(\mathbf{q})$, donde $D(t)$ corresponde al factor de crecimiento lineal de las fluctuaciones de densidad. Es fácil ver que la derivada temporal $\dot{\mathbf{x}}(\mathbf{q}, t) = \dot{D}(t)\nabla\phi(\mathbf{q})$ tiene la misma dirección que el desplazamiento $\mathbf{x}(\mathbf{q}, t) - \mathbf{q} = D(t)\nabla\phi(\mathbf{q})$, de modo que el término $\mathbf{x}(\mathbf{q}, t) \times \dot{\mathbf{x}}(\mathbf{q}, t)$ en la ecuación (1.26) se anula. Al eliminar esto y reemplazar $\dot{\mathbf{x}}(\mathbf{q}, t)$ obtenemos:

$$\mathbf{J}(t) = a^2(t)\dot{D}(t) \int_{V_L} [\mathbf{q} - \mathbf{q}_{\text{cm}}] \times \nabla\phi(\mathbf{q}) \rho_b a^3(t) d^3\mathbf{q}. \quad (1.27)$$

El significado de esta expresión se puede aclarar un poco más si aproximamos el potencial ϕ por su expansión de Taylor a segundo orden alrededor de \mathbf{q}_{cm} :

$$\phi(\mathbf{q}) = \phi(\mathbf{q}_{\text{cm}}) + (q_i - q_i^{\text{cm}}) \frac{\partial\phi}{\partial q_i} \Big|_{\mathbf{q}_{\text{cm}}} + \frac{1}{2} (q_i - q_i^{\text{cm}})(q_j - q_j^{\text{cm}}) \frac{\partial^2\phi}{\partial q_i \partial q_j} \Big|_{\mathbf{q}_{\text{cm}}}.$$

Reemplazando esto en (1.27) y quedándonos con los términos hasta orden dos, la i -ésima componente del MA $\mathbf{J}(t)$ se puede escribir como:

$$J_i(t) = a^2(t)\dot{D}(t) \epsilon_{ijk} \frac{\partial^2\phi}{\partial q_j \partial q_l} \Big|_{\mathbf{q}_{\text{cm}}} \times \int_{V_L} [q_l - q_l^{\text{cm}}][q_k - q_k^{\text{cm}}] \rho_b a^3(t) d^3\mathbf{q}, \quad (1.28)$$

donde ϵ_{ijk} es el símbolo de Levi-Civita o tensor de rango tres completamente antisimétrico. A pesar de su apariencia hostil, la ecuación (1.28) contiene cantidades conocidas. La integral define la lk -ésima componente del tensor de inercia \mathbf{I} de la materia contenida en V_L , mientras que $\frac{\partial^2\phi}{\partial q_j \partial q_l} \Big|_{\mathbf{q}_{\text{cm}}}$ es la jl -ésima componente del Hessiano \mathbf{T} del potencial gravitacional alrededor del centro de masa ⁵. Con estas definiciones se llega a la expresión básica de la TTT (White, 1984):

$$J_i(t) = a^2(t)\dot{D}(t) \epsilon_{ijk} T_{jl} I_{lk}. \quad (1.29)$$

La ecuación (1.29) expresa el hecho de que, en el marco de este modelo, el MA surge como consecuencia del producto entre el tensor de inercia \mathbf{I} , que sólo depende de la distribución de materia en el interior del proto-halo, y el Hessiano \mathbf{T} , que se obtiene a partir de derivadas parciales y, por lo tanto, depende de la distribución de perturbaciones de densidad vecinas. En consecuencia, el torque que sufre el proto-halo se relaciona con su forma, el campo de mareas externo y la desalineación entre estas dos cantidades (Porciani et al., 2002a), mientras que su evolución en el tiempo, de acuerdo a la aproximación de Z'eldovich, es proporcional a $a^2(t)\dot{D}(t)$.

⁵Se puede ver que solo el tensor de forma y el tensor de mareas, es decir, las partes sin traza de \mathbf{I} y \mathbf{T} , respectivamente, contribuyen al producto vectorial en la ecuación (1.28).

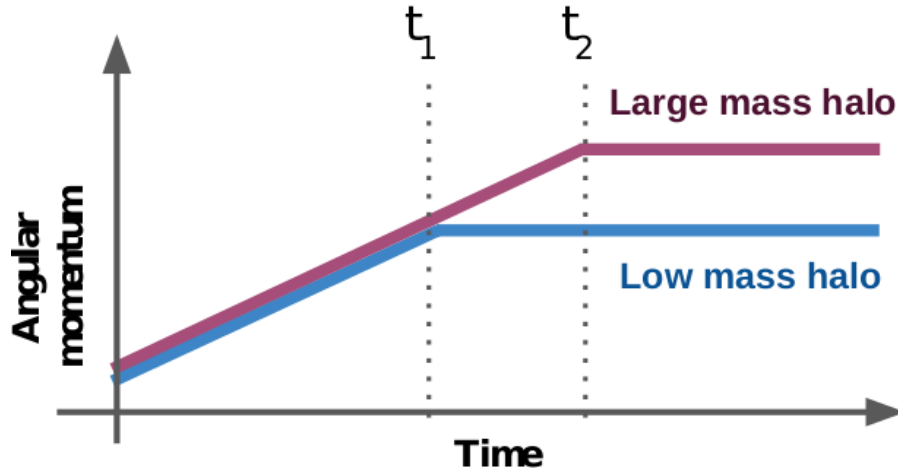


Figura 1.11: Esquema de adquisición de MA para dos halos con diferentes masas y MA inicial parecido de acuerdo a la TTT. En violeta y azul se muestran, respectivamente, un halo masivo y uno de masa baja. Durante los regímenes lineal y cuasi-lineal, los proto-halos aumentan su MA de manera proporcional al tiempo cósmico t . Cuando cada sistema alcanza su punto de *turnaround* (t_1 y t_2), deja de adquirir MA por torques de marea y, en ausencia de otros efectos, el MA se mantiene constante hasta el tiempo presente. El objeto de mayor masa colapsa más tarde, y por lo tanto alcanza un MA final más alto. Figura extraída de López et al. (2019).

Dado que durante los regímenes lineal y cuasi-lineal el Universo se puede aproximar razonablemente bien mediante el modelo Einstein-de Sitter, el factor de crecimiento lineal y el factor de escala se pueden escribir como $D(t) \propto t^{2/3}$ y $a(t) \propto t^{2/3}$, respectivamente. Por lo tanto, la TTT predice que el MA de los proto-halos crece de manera proporcional a $t \propto a^{3/2}$. No obstante, esta evolución sólo puede mantenerse mientras el sistema interactúa con las perturbaciones vecinas, y sólo en la medida en que su tamaño permita que diferentes regiones se vean afectadas por las fuerzas de marea de distinto modo. Por este motivo, es común asumir que el mecanismo de la TTT deja de ser efectivo alrededor del tiempo de *turnaround*, es decir, cuando el sistema alcanza su tamaño máximo y comienza a colapsar por su propia gravedad. Luego de este punto, las perturbaciones vecinas comienzan a alejarse y a perder su influencia sobre la dinámica del proto-halo. Más aún, el sistema se vuelve cada vez más pequeño en coordenadas físicas, y por lo tanto su momento de inercia decrece dramáticamente. De este modo, si no se tienen en cuenta otros efectos, la TTT predice que el MA permanece constante hasta el tiempo presente ($z = 0$).

Una consecuencia interesante de esto puede deducirse de la teoría jerárquica. Dado que los halos más masivos colapsan típicamente más tarde, es de esperar que su MA

crezca más, en general, que el de los halos de menor masa. Esto no significa que el MA final será mayor, sino que, a lo largo de su historia de formación, un proto-halo de mayor masa va a experimentar torques de marea durante más tiempo, como se esquematiza en la [Figura 1.11](#).

1.6.3. Implementación y limitaciones de la TTT

La TTT y sus variantes han sido aplicadas ampliamente desde los trabajos de [Peebles \(1969\)](#), [Doroshkevich \(1970\)](#) y [White \(1984\)](#). Por ejemplo, ha sido implementada para modelar el crecimiento de galaxias y halos de DM e investigar la evolución dinámica de los picos de densidad en etapas tempranas ([Fall & Efstathiou, 1980](#); [Hoffman, 1986](#); [Heavens & Peacock, 1988](#); [Steinmetz & Bartelmann, 1995](#); [Catelan & Theuns, 1996](#)), la formación y orientación de galaxias ([Lake, 1983](#); [Ryden, 1988](#); [Quinn & Binney, 1992](#)), ciertas propiedades intrínsecas de los halos ([Warren et al., 1992](#)) y su relación con la estructura circundante ([Barnes & Efstathiou, 1987](#)), así como las correlaciones entre estas propiedades y el campo de mareas en gran escala (ver [Schäfer 2009](#) o [Jones & van de Weygaert 2009](#) para una revisión detallada de este tema).

Un problema abordado con frecuencia se refiere al origen de la orientación del MA y, por lo tanto, a su alineación con respecto a la estructura en gran escala. Por ejemplo, se ha visto que en una situación ideal en la que el tensor de inercia de los proto-halos y el campo de mareas circundante están completamente decorrelacionados entre sí ([Catelan & Theuns, 1996](#)), el mecanismo TTT favorece configuraciones en las que el MA se alinea con el eje intermedio del tensor de mareas local ([Lee & Pen, 2001](#)). Sin embargo, la forma de los halos correlaciona fuertemente con el campo de mareas. Si se tiene en cuenta este hecho, la alineación entre el MA y el tensor de mareas local se vuelve algo más débil, pero aún así se puede verificar una tendencia a configuraciones perpendiculares con respecto al primer eje de colapso ([Lee & Pen, 2000](#); [Porciani et al., 2002b](#)). Las simulaciones numéricas también han mostrado que la dirección del MA a tiempo presente puede diferir hasta en decenas de grados de su orientación en las etapas lineales de formación de estructuras, que es cuando resultan válidas las hipótesis que sostienen la TTT ([Porciani et al., 2002a](#)). De este modo, aún no está claro hasta qué punto se pueden usar las predicciones del modelo para analizar las alineaciones entre el MA final y la red cósmica.

De hecho, una conclusión recurrente entre los análisis basados en la TTT es que describe adecuadamente la evolución media de los halos de DM, pero que no es capaz de predecir con precisión el MA de sistemas individuales. Como se señala en [White](#)

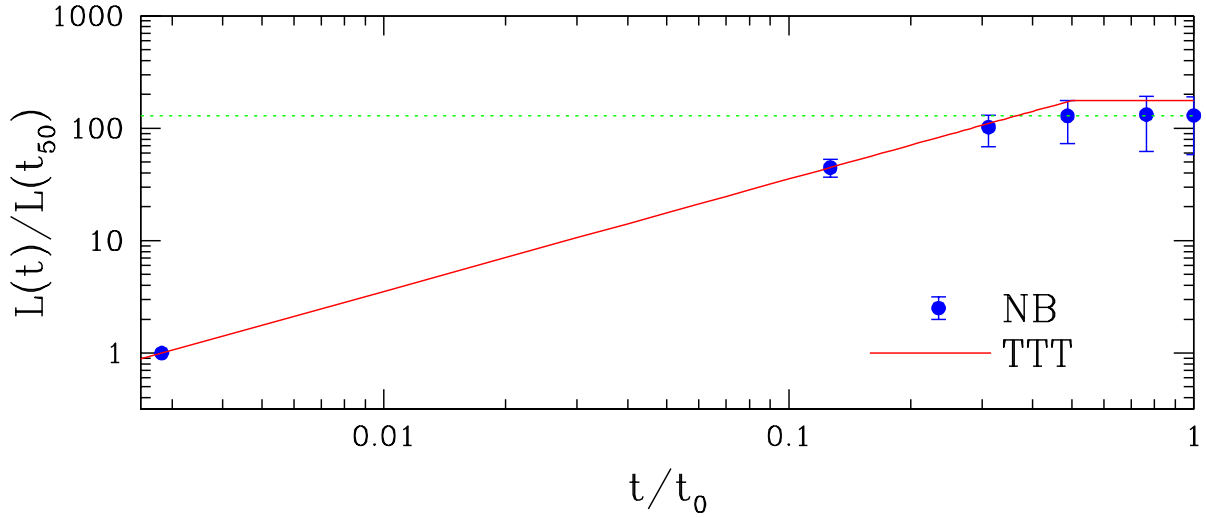


Figura 1.12: Evolución del MA de los halos de materia oscura en una simulación. El eje horizontal representa el tiempo cósmico t normalizado al tiempo de colapso de cada halo, t_0 . Los puntos azules y las barras de error muestran, respectivamente, el promedio y la dispersión del 68,3 % del cociente entre el MA de los halos en diferentes instantes y el MA en las condiciones iniciales ($z = 50$). La línea continua representa el crecimiento lineal predicho por la TTT, detenido en el punto de máxima expansión de acuerdo al modelo de colapso esférico ($t = 0,5t_0$). La línea horizontal punteada indica el valor medio del MA en t_0 . Figura extraída de [Porciani et al. \(2002a\)](#).

(1984), los dos motivos principales de esta limitación son (1) que el MA final depende de manera crítica del instante en que el mecanismo de torques de marea deja de ser efectivo y (2) que los efectos no lineales hacen que la evolución del MA varíe considerablemente de un caso a otro. En otras palabras, la TTT es adecuada únicamente para describir la evolución del MA durante los regímenes lineal y cuasi-lineal de formación de estructuras, antes de que los halos colapsen ([Sugerman et al., 2000](#); [Porciani et al., 2002a,b](#)). Esto se puede ver en la [Figura 1.12](#), donde se muestra que el MA promedio de una población de halos sigue las predicciones de la TTT relativamente bien hasta aproximadamente la mitad de su tiempo de colapso. A partir de este punto, el MA se mantiene, en promedio, constante, tal como se espera del modelo. Sin embargo, el aumento en la dispersión, representada por las barras de error, indica que otros procesos comienzan a afectar la evolución dinámica de los halos. De este modo, los efectos de la TTT tienden a borrarse en etapas tardías debido al surgimiento de procesos no lineales como fusiones y pasos cercanos entre objetos vecinos ([Vitvitska et al., 2002](#); [Bett & Frenk, 2016](#)), la aparición de campos de vorticidad ([Libeskind et al., 2012](#)), la acreción secundaria de materia ([van](#)

Haarlem & van de Weygaert, 1993; Ganeshaiyah Veena et al., 2018; Wang & Kang, 2018) o los efectos del propio mecanismo de la TTT en entornos anisotrópicos (Codis et al., 2015; Laigle et al., 2015).

En conjunto, los estudios indican que la alineación del MA de los halos con la estructura circundante no es tan sencilla como podría esperarse de una teoría lineal como la TTT. Diversos autores han analizado esta relación en simulaciones numéricas (por ej. Bailin & Steinmetz, 2005; Aragón-Calvo et al., 2007b; Hahn et al., 2007b; Sousbie et al., 2008; Codis et al., 2012; Libeskind et al., 2013; Forero-Romero et al., 2014; Wang & Kang, 2017; Ganeshaiyah Veena et al., 2019; López et al., 2019; Pereyra et al., 2020; Lee & Erdogdu, 2007; Paz et al., 2008; Jones et al., 2010; Tempel & Libeskind, 2013; Zhang et al., 2015; Welker et al., 2020; Blue Bird et al., 2020). Quizás uno de los resultados más conocidos sea el de la dependencia de la alineación MA-filamento con la masa de los halos. Concretamente, los halos menos masivos tienden a tener su MA alineado con la espina de los filamentos en que habitan, mientras que los halos de mayor masa tiene su MA preferentemente perpendicular a esta dirección. El punto crítico entre muestras en donde predomina una configuración o la otra ocurre en una masa de transición o *spin flip*, cuyo valor ha sido reportado en $\sim 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$. Sin embargo, esta masa depende significativamente tanto del método utilizado para identificar los entornos de la red cósmica como de ciertas propiedades de dichos entornos, tales como como el grosor de los filamentos, su longitud, densidad local, etc. (por ej. Hahn et al., 2007b; Aragón-Calvo et al., 2007b; Codis et al., 2012; Aragon-Calvo & Yang, 2014; Ganeshaiyah Veena et al., 2018; Ganeshaiyah Veena et al., 2021).

Desviaciones de la TTT: dependencia de las propiedades y el entorno de los halos con el crecimiento del momento angular

La dinámica interna de los halos de materia oscura está ligada a la historia de las galaxias, grupos y cúmulos que se forman en sus pozos de potencial, pero también a la estructura en gran escala del Universo. Ésta no sólo establece direcciones preferenciales para los flujos de materia, sino que también proporciona un campo de mareas anisotrópico que puede afectar la distribución de velocidad interna de los halos de materia oscura y generar, de este modo, un crecimiento neto de su momento angular (MA). Comprender de qué manera evoluciona el MA en relación a las otras propiedades de los halos, así como a las características del entorno, se convierte entonces en un aspecto fundamental de cualquier modelo cosmológico y de formación de galaxias.

En este Capítulo presentamos los resultados de [López et al. \(2019\)](#), donde abordamos este problema utilizando una simulación numérica cosmológica para analizar las propiedades de los halos y su entorno, y en el que definimos desviaciones sistemáticas respecto a la teoría de torques de marea o *tidal torque theory* (TTT), el modelo más aceptado en la actualidad para comprender y describir el fenómeno de adquisición de MA. El objetivo del trabajo consiste en detectar propiedades específicas de muestras de halos cuyo comportamiento se aparta de la TTT, identificar los fenómenos que afectan su evolución y, de este modo, intentar comprender las causas de las desviaciones.

2.1. Introducción

Como vimos en el [Capítulo 1](#), el enfoque con el que se suele abordar el fenómeno de adquisición de MA en halos y galaxias en la actualidad fue planteado de manera formal por primera vez en el trabajo de [Peebles \(1969\)](#). Allí se utilizan aproximaciones de primer orden en el campo de densidad y de velocidad para estimar el crecimiento del MA de la materia contenida en una región esférica comóvil de un universo en expansión. Aquellos resultados sugerían que la adquisición de MA es un efecto de segundo orden; sin embargo, más adelante, [Doroshkevich \(1970\)](#) mostró que el MA de un proto-halo crece en realidad a primer orden, y que la conclusión a la que llegó [Peebles](#) era consecuencia de la simetría esférica que impuso para resolver las ecuaciones. Aunque [Doroshkevich](#) no proporcionó muchos detalles sobre sus cálculos, posteriormente [White \(1984\)](#) realizó un desarrollo más detallado del modelo y de sus predicciones y limitaciones.

Estos trabajos dieron lugar a la teoría de torques de marea o TTT, cuya formulación estándar se suele expresar mediante la ecuación (1.29) (ver [Subsección 1.6.2](#)):

$$J_i(t) = a^2(t)\dot{D}(t)\epsilon_{ijk}T_{jl}I_{lk}.$$

Uno de los aspectos importantes del modelo radica en que esta expresión permite comparar predicciones teóricas con resultados en simulaciones numéricas ([White, 1984](#); [Hoffman, 1986](#); [Barnes & Efstathiou, 1987](#); [Heavens & Peacock, 1988](#); [Sugerman et al., 2000](#); [Lee & Pen, 2000](#); [Porciani et al., 2002a](#)). Por otro lado, la TTT relaciona de manera natural el origen y la evolución del MA con las características del entorno en el que se forman los halos. Esta es una herramienta poderosa para comprender las alineaciones entre el MA y la estructura en gran escala del universo, tanto en simulaciones numéricas ([Bailin & Steinmetz, 2005](#); [Aragón-Calvo et al., 2007b](#); [Hahn et al., 2007b](#); [Libeskind et al., 2012](#); [Forero-Romero et al., 2014](#)) como en catálogos observacionales ([Lee & Erdogdu, 2007](#); [Paz et al., 2008](#); [Tempel & Libeskind, 2013](#); [Zhang et al., 2015](#)). Sin embargo, se ha establecido que la TTT predice con precisión la evolución del MA únicamente durante las etapas lineales y cuasi-lineales de formación de estructura ([Sugerman et al., 2000](#); [Porciani et al., 2002a](#)). En las etapas finales, diversos procesos no lineales tienden a borrar los efectos de la TTT. Entre otros, se ha sugerido que los fenómenos responsables de esta desviación pueden ser fusiones ([Vitvitska et al., 2002](#); [Bett & Frenk, 2016](#)), acreción anisotrópica de materia ([Ganeshiah Veena et al., 2018](#)), la aparición de campos de vorticidad ([Libeskind et al., 2012](#)) e incluso mecanismos análogos al acoplamiento

de marea o *tidal locking* entre objetos con órbitas cercanas (Ebrahimián & Abolhasani, 2021).

Entre los acuerdos, hay consenso en que la cantidad de MA adquirido por torques de marea es pequeña. Los halos están soportados principalmente por la dispersión de velocidades de la materia oscura, y solo marginalmente por rotación. El valor a tiempo presente del parámetro adimensional de *spin*, λ , que mide la fracción de rotación coherente en un sistema en comparación con los movimientos aleatorios, ha sido obtenido en simulaciones numéricas y presenta una distribución log-normal bien conocida, cuyo máximo se encuentra próximo a $\lambda_0 \sim 0,04$ (Bullock et al., 2001; Bailin & Steinmetz, 2005; Bett et al., 2007), con una dependencia muy baja en la masa de los halos (Vitvitska et al., 2002). Sin embargo, se ha reportado que el grado de soporte rotacional de los halos correlaciona con su entorno, un fenómeno conocido como sesgo secundario o *secondary bias*. En general, los halos con valores altos de λ se encuentran en ambientes más densos o presentan un mayor grado de agrupamiento (Gao & White, 2007; Faltenbacher & White, 2010).

También hay consenso en que la dirección del MA correlaciona con la forma de los halos, aunque también existe un buen grado de dispersión en esta relación. En los primeros estudios con simulaciones de baja resolución de materia oscura fría (Barnes & Efstathiou, 1987; Warren et al., 1992) y, más recientemente, en simulaciones numéricas de alta resolución que incluyen una constante cosmológica, Λ CDM (Bailin & Steinmetz, 2005), se ve que el MA de los halos a tiempo presente está típicamente alineado con su eje menor y, por lo tanto, orientado de manera perpendicular a su eje mayor. Este resultado ha sido confirmado, además, con estudios que en lugar de medir alineaciones analizan funciones de correlación anisotrópicas, tanto en escalas asociadas al término de un halo como al término de dos halos (Paz et al., 2008).

No obstante, en todos los casos se reporta una población importante de objetos cuyo MA se orienta en direcciones aleatorias respecto a su forma, o que incluso se oponen a la tendencia general. Cuando se considera esto en el marco de la TTT, encontramos estudios que reportan diferencias típicas de hasta $\sim 50^\circ$ entre la dirección que predice el modelo a tiempo presente y las mediciones en simulaciones numéricas (Porciani et al., 2002a). Estos resultados sugieren que para capturar los efectos no lineales involucrados en el proceso de adquisición de MA posterior a TTT, se necesita un enfoque diferente. En este trabajo estudiamos las desviaciones sistemáticas de las predicciones de TTT y, considerando esto, clasificamos los halos de DM de acuerdo al crecimiento de su MA.

Las muestras resultantes se utilizan luego para comparar sus propiedades dinámicas y, especialmente, su grado de agrupación y orientación preferencial con respecto a la estructura en gran escala.

Este Capítulo está organizado de la siguiente manera: en la [Sección 2.2](#) presentamos los datos simulados y los métodos que usamos para implementar la TTT y definir nuestra clasificación de acuerdo con el crecimiento del MA de los halos; en la [Sección 2.3](#) mostramos las propiedades dinámicas y evolutivas más importantes de los halos, mientras que en la [Sección 2.4](#) presentamos un análisis de su entorno; finalmente, en la [Sección 2.5](#), resumimos nuestro trabajo y discutimos algunas de las implicaciones sugeridas por nuestros resultados.

2.2. Métodos

2.2.1. Simulación numérica y propiedades de los halos

En este trabajo utilizamos las salidas correspondientes a las condiciones iniciales y al tiempo presente, con corrimientos al rojo $z = 80$ y $z = 0$, respectivamente, de una simulación periódica de 1600^3 partículas de materia oscura en una caja de $400 h^{-1} \text{Mpc}$ de lado, con una masa por partícula $m_p = 1,18219 \times 10^9 h^{-1} M_\odot$. Los parámetros cosmológicos para un universo plano fueron tomados de los resultados de la Colaboración Planck ([Planck Collaboration et al., 2020](#)), con un parámetro de densidad de materia $\Omega_m = 1 - \Omega_\Lambda = 0,315$, constante de Hubble $H_0 = 67,4 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ y parámetro de normalización $\sigma_8 = 0,811$. La identificación de grupos de partículas (es decir, halos de materia oscura) se realizó a tiempo presente mediante un algoritmo estándar de tipo *Friends of Friends* (FoF) con una longitud de percolación dada por $l = 0,17\bar{\nu}^{-1/3}$, donde $\bar{\nu}$ es la densidad numérica media de partículas. La simulación se realizó utilizando el código GADGET2 ([Springel, 2005](#)). Para asegurar una medición precisa del MA y evitar sesgos en la determinación de otras propiedades debido al bajo número de partículas (ver por ejemplo [Bett et al., 2007](#)), todo nuestro análisis fue realizado con sistemas que contienen al menos 250 partículas, lo cual corresponde a una masa mínima $M \geq 3 \times 10^{11} h^{-1} M_\odot$. Este corte produce una muestra de $\sim 6,4 \times 10^5$ halos de materia oscura.

Para esta muestra calculamos los autovalores y autovectores del tensor de forma ([Paz et al., 2006](#)), es decir, la parte detrazada del tensor de inercia total:

$$I_{ij} = \frac{1}{N_h} \sum_{\alpha=1}^{N_h} X_{\alpha i} X_{\alpha j}, \quad (2.1)$$

donde $X_{\alpha i}$ representa la i -ésima componente del vector de desplazamiento de la partícula α con respecto al centro de masa del halo, y N_h es el número total de partículas. También calculamos el MA como:

$$\mathbf{J}(t) = m_p \sum_{\alpha=1}^{N_h} \mathbf{x}_\alpha(t) \times \mathbf{v}_\alpha(t), \quad (2.2)$$

donde $\mathbf{x}_\alpha(t)$ y $\mathbf{v}_\alpha(t)$ denotan, respectivamente, los vectores de desplazamiento y velocidad de la α -ésima partícula con respecto al centro de masa del proto-halo en el tiempo t . Esto permite, a su vez, obtener el valor del parámetro adimensional de *spin* (Bullock et al., 2001):

$$\lambda = \frac{J_0}{\sqrt{2} M_{\text{vir}} V R_{\text{vir}}}, \quad (2.3)$$

donde $J_0 = |\mathbf{J}(z = 0)|$ y V es la velocidad circular del sistema en el radio virial, $V = \sqrt{\frac{GM_{\text{vir}}}{R_{\text{vir}}}}$.

Para estudiar la evolución del MA implementamos un enfoque lagrangiano. Para ello definimos los proto-halos o “parches lagrangianos”: sistemas de masa constante formados por todas las partículas asociadas a un halo a tiempo presente. El seguimiento de estas partículas en diferentes instantes de tiempo es posible gracias al número de identificación o *ID* de las partículas, que se mantiene constante a lo largo de toda la simulación. De este modo, para cada halo FoF que definimos a $z = 0$ podemos determinar las propiedades del correspondiente proto-halo en cualquier instante de tiempo siempre que conozcamos la posición y velocidad de todas sus partículas.

2.2.2. Implementación de la TTT

No existe una forma única de estudiar las predicciones de la TTT en simulaciones numéricas. Un problema común radica en la determinación del momento a partir del cual el mecanismo de torques de marea deja de actuar sobre cada sistema. Dicho momento se suele expresar en términos del tiempo de *turnaround* t_{ta} , es decir, del instante en la evolución de un proto-halo a partir del cual el sistema se desacopla de la expansión de Hubble y comienza a colapsar sobre sí mismo. Esta elección se justifica menos en predicciones concretas del modelo que en la idea de que la contracción del proto-halo y el simultáneo alejamiento de las perturbaciones vecinas deberían reducir considerablemente la eficiencia de los torques. Sin embargo, los trabajos que ponen a prueba esta hipótesis encuentran resultados contradictorios.

Para empezar, existen diversos métodos para determinar el instante de *turnaround* en

simulaciones, cada uno con resultados diferentes. En el marco de la TTT, esto implica una incertidumbre considerable en el MA que se espera medir a tiempo presente, dado que si los torques de marea actúan durante más tiempo, el MA final debería ser mayor. En el trabajo de [Sugerman et al. \(2000\)](#), por ejemplo, se utilizan cuatro estimadores diferentes para t_{ta} : dos empíricos, asociados a la velocidad radial media de las partículas de cada halo; uno semiempírico, midiendo la evolución de la sobredensidad de cada sistema y determinando el momento en que alcanza un cierto valor dado por el modelo de colapso esférico; y el cuarto analítico, calculando el instante en que la sobredensidad inicial extrapolada linealmente alcanza el valor $\delta \sim 1,06$ ([Peebles, 1980](#)). Si bien cada estimación arroja un resultado ligeramente diferente para el tiempo de *turnaround*, los autores encuentran que, en general, el MA continúa creciendo debido a torques de marea por un tiempo considerable luego de t_{ta} . En [Porciani et al. \(2002a\)](#) también se determina el instante de *turnaround* a partir de la sobredensidad inicial, pero en este caso el resultado es el opuesto: la implementación de la TTT hasta t_{ta} sobreestima el MA verdadero de los halos. Cuando se introduce un factor de corrección para lograr que el valor promedio del cociente entre mediciones y predicciones a tiempo presente se aproxime a la unidad, se obtiene que el tiempo apropiado para “detener” el mecanismo TTT es aproximadamente la mitad del tiempo de *turnaround*. Estas inconsistencias sugieren que la adquisición de MA durante el tiempo de colapso aún sigue sin comprenderse.

En este trabajo queremos analizar estadísticamente las propiedades dinámicas y del entorno de los halos clasificados de acuerdo a su desviación sistemática respecto de las predicciones de la TTT. Para ello, debemos considerar que la indefinición o incerteza en la determinación de ciertos parámetros, como el tiempo de *turnaround*, puede introducir sesgos en la clasificación. Nuestra implementación es un intento de identificar un camino común en la evolución esperada del MA de cada halo, derivado del formalismo de la TTT y de resultados previos como los de [Sugerman et al. \(2000\)](#) y [Porciani et al. \(2002a,b\)](#), minimizando la dependencia de los resultados en definiciones ambiguas.

Primero, notemos que en la ecuación (1.29) podemos asumir que el factor independiente del tiempo, $\epsilon_{ijk}T_{jl}I_{lk}$, es proporcional al MA inicial $J(t_i)$, cuya evolución subsecuente durante las etapas lineales de formación de estructuras está modulada por el factor que depende del tiempo, $a^2(t)\dot{D}(t)$. Dado que $J(t_i)$ se puede calcular directamente en las condiciones iniciales, definimos el MA normalizado, $J_n(t) = J(t)/J(t_i)$, es decir, el cociente entre el MA total en cada paso temporal y su valor inicial, independientemente de la dirección de estas magnitudes. Por lo tanto, cada halo en la simulación tiene un MA

normalizado inicial $J_n(t_i) = 1$, que se espera que crezca durante el régimen lineal como $t \propto a^{3/2}$, hasta que el sistema alcance su punto de *turnaround*, se detenga el mecanismo de torques de marea y su MA se mantenga constante hasta el tiempo presente.

Un análisis estadístico de la evolución temporal de J_n en halos con diferentes masas muestra que su valor mediano sigue fielmente estas predicciones, especialmente durante el régimen lineal. En la [Figura 2.1](#) podemos ver un ejemplo de este comportamiento para ~ 500 halos con masas en el rango $[6 - 7] \times 10^{13} h^{-1} M_\odot$ (círculos negros rellenos). En efecto, se puede observar una estrecha concordancia entre el valor mediano y la evolución que se espera del modelo (curva de trazos negra). Es evidente, sin embargo, que la dispersión (representada por las barras de error) aumenta a medida que nos acercamos al tiempo presente. Esto sugiere que los efectos no lineales comienzan a cobrar importancia en el proceso de adquisición de MA.

Para identificar desviaciones sistemáticas en esta dispersión, definimos el crecimiento neto del MA de cada halo como el valor del MA normalizado a tiempo presente, es decir $J_{n,0} = J_n(t_0)$. Este sencillo estimador permite una comparación aproximada del modo en que los diferentes halos adquieren MA a lo largo de su historia de formación. Ahora bien, dado que los halos más masivos colapsan típicamente más tarde, es de esperar que $J_{n,0}$ dependa de la masa de cada sistema. Este efecto puede observarse claramente en la [Figura 1.11](#). Para que nuestro análisis sea independiente de esta tendencia, realizamos la comparación entre valores de $J_{n,0}$ dentro de pequeños intervalos de masa, cada uno con el mismo número de halos, asumiendo que los tiempos de colapso en el interior de cada intervalo son parecidos. Concretamente, este método permite distinguir sistemas que, a lo largo de su historia de formación, de alguna manera han adquirido MA por encima o por debajo de lo que se espera de la TTT, independientemente de su MA inicial y de su masa. De este modo, a partir de los terciles superior e inferior de la distribución de $J_{n,0}$ en cada intervalo de masa definimos las muestras H y L, es decir, los halos con crecimiento neto del MA alto (*high*) o bajo (*low*), respectivamente. Por construcción, las muestras tienen el mismo número de halos (un tercio de la población total) y funciones de masa similares. Asimismo, con los terciles centrales correspondientes a cada intervalo de masa definimos la muestra de halos M (*median*), que en nuestra implementación representan la parte de la población cuyo MA crece aproximadamente como se espera de la TTT. Es importante destacar que los halos H y L no necesariamente tienen los valores de MA más altos o más bajos a $z = 0$, sino que constituyen las muestras que han experimentado un crecimiento neto mayor o menor con respecto al valor inicial.

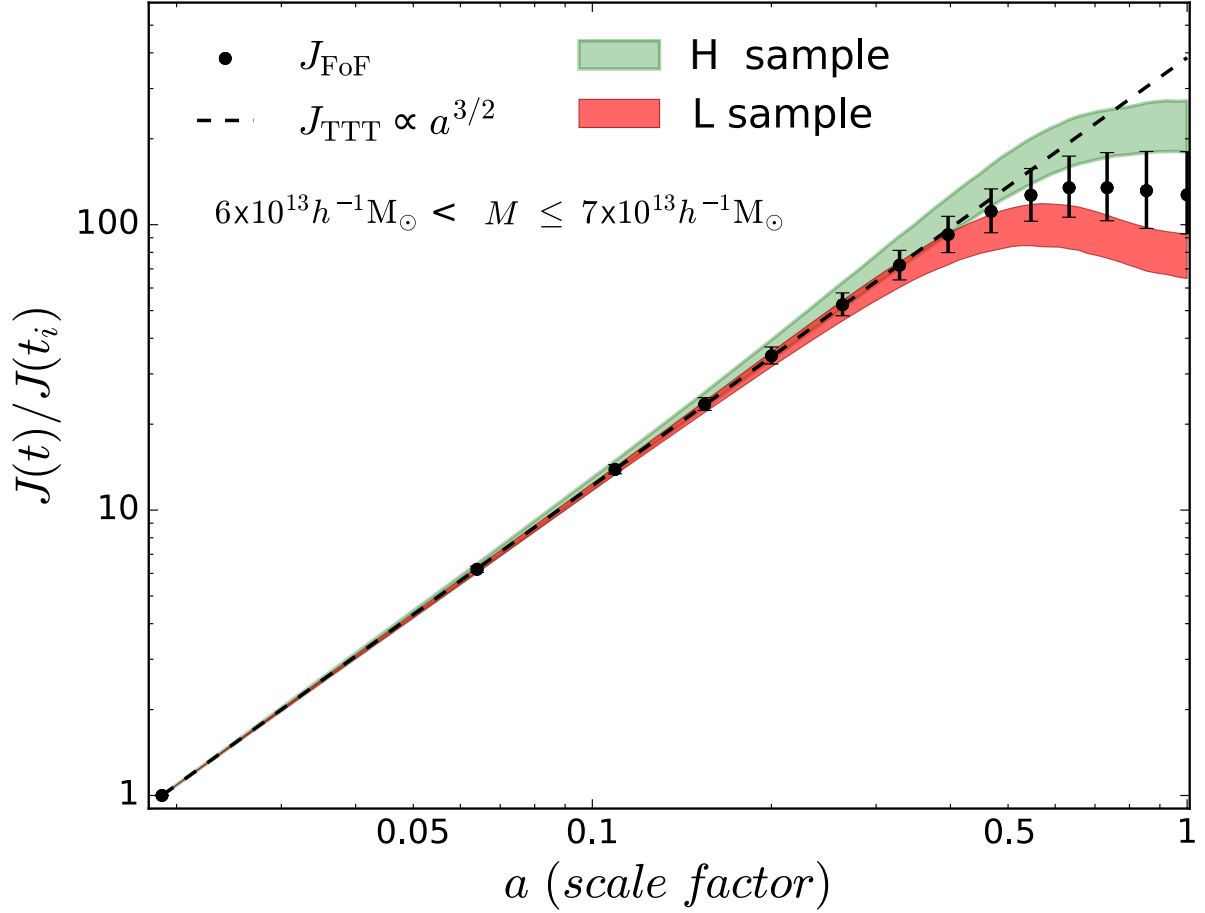


Figura 2.1: Evolución del MA mediano, J_{FoF} (círculos negros), para halos en el rango de masas $[6 - 7] \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, en comparación con la evolución esperada, J_{TTT} (curva de trazos), en nuestra implementación de TTT. Las barras de error muestran el rango intercuartil alrededor de los valores medianos en cada paso temporal, mientras que las regiones sombreadas de color rojo y verde representan la dispersión de las muestras H y L, respectivamente. Figura extraída de López et al. (2019).

Para ilustrar de qué modo los halos se desvían del comportamiento esperado por la TTT de acuerdo a esta clasificación, en la Figura 2.1 se presenta la evolución de las muestras L y H mediante áreas sombreadas en color rojo y verde, respectivamente. La magnitud de la dispersión que representa cada región corresponde a la diferencia intercuartil de la distribución de J_n en cada paso temporal. Se puede notar que, a medida que miramos hacia atrás en el tiempo, el comportamiento de los halos en ambas muestras tiende progresivamente a la evolución mediana (círculos negros), que a su vez, como vimos antes, sigue de manera ajustada la predicción $J_n \propto a^{3/2}$. Sin embargo, incluso durante el régimen lineal, se puede ver que persiste en los halos H y L un ligero sesgo hacia desviaciones positivas o negativas, respectivamente. Esto sugiere que algunos de los

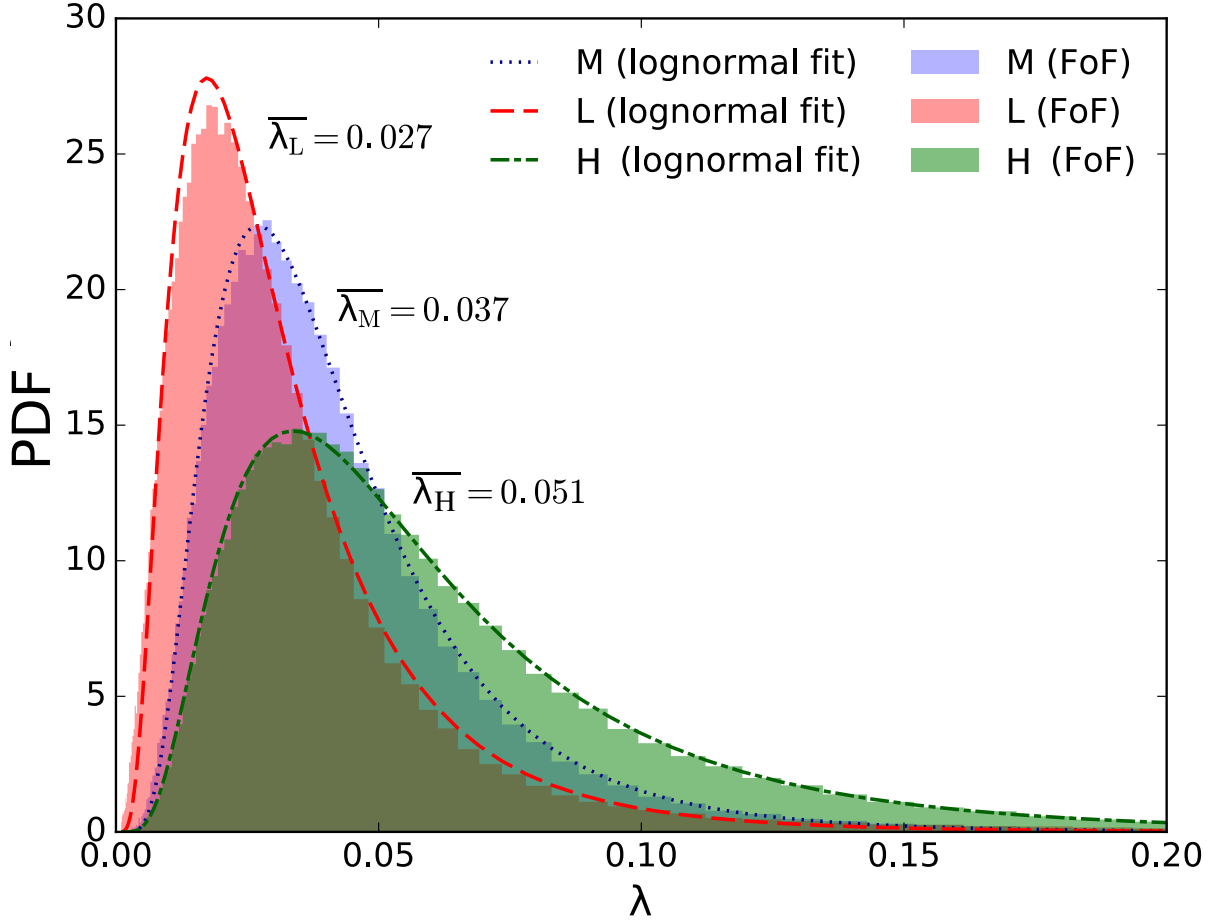


Figura 2.2: Distribución del parámetro adimensional de *spin*, λ , en $z = 0$. Las regiones de color rojo, azul y verde muestran los histogramas de λ para halos L, M y H, respectivamente. Las curvas de trazos, punteadas y de punto-trazo representan la distribución log-normal que mejor ajusta cada histograma. Los valores del parámetro de *spin* asociados a la media de cada distribución log λ se indican como $\overline{\lambda}_L$, $\overline{\lambda}_M$ y $\overline{\lambda}_H$. Figura extraída de López et al. (2019).

mecanismos que producen las diferencias de crecimiento neto del MA que observamos a $z = 0$ pueden haber estado presentes mucho antes de que los halos comenzaran a colapsar.

2.3. Propiedades de los halos H, M y L

2.3.1. Propiedades internas a tiempo presente

Como se mencionó anteriormente, la clasificación de acuerdo al crecimiento neto del MA tiene por objeto la identificación de algún tipo de sistematicidad en las desviaciones respecto a las predicciones de la TTT. A primera vista, el criterio que adoptamos para

separar las muestras puede parecer un tanto arbitrario. Sin embargo, el análisis de las propiedades internas de los halos L, M y H, que presentamos a continuación, sugiere que se trata, en efecto, de sistemas dinámicamente diferentes.

Para empezar, en la [Figura 2.2](#) presentamos la distribución a tiempo presente del parámetro adimensional de *spin*, λ , para halos de las tres muestras. No sólo es claro que cada histograma sigue un comportamiento log-normal, sino también que los halos H y L tienen distribuciones desplazadas hacia la izquierda y hacia la derecha de la muestra M, respectivamente. Para cuantificar la diferencia entre las muestras analizamos los valores medios de las distribuciones $\log \lambda$. Vemos entonces que para la muestra M la media se encuentra en $\bar{\lambda}_M \sim 0,037$, un valor consistente con resultados previos ([Bullock et al., 2001](#); [Bailin & Steinmetz, 2005](#); [Bett et al., 2007](#)). Los halos L, por otro lado, tienen parámetros de *spin* típicos con media $\bar{\lambda}_L \sim 0,027$, es decir, un 30 % más bajos, mientras que la distribución de $\log \lambda_W$ tiene un valor medio en $\bar{\lambda}_W \sim 0,051$, un 27 % por encima de los halos M y casi el doble que los halos L. En todos los casos, la dispersión alrededor de la media. Esto indica que existe una correlación significativa entre nuestra clasificación y la rotación coherente en el interior de los halos: cuanto mayor es el crecimiento neto del MA de una muestra, mayor soporte rotacional tienen esos halos.

Otro análisis que apoya la relevancia de nuestra clasificación se puede encontrar en la alineación interna de los halos. En la [Figura 2.3](#) mostramos la distribución a tiempo presente de $\cos(\theta)$, donde θ representa el ángulo entre el MA y los ejes mayor (curvas gruesas) y menor (curvas delgadas) del tensor de forma, tanto para halos L como para halos H. Se puede ver que, en general, existe una clara propensión a que los halos tengan su MA alineado con su forma. En efecto, $\hat{\mathbf{J}}$ parece orientarse típicamente en la misma dirección que el eje menor $\hat{\mathbf{c}}$, y por lo tanto de manera perpendicular al eje mayor, $\hat{\mathbf{a}}$. Sin embargo, esta tendencia es considerablemente más fuerte en los sistemas cuyo MA crece por encima de lo que se espera de la TTT. Mientras que para los halos L la mediana de la alineación entre el MA y $\hat{\mathbf{a}}$ ($\hat{\mathbf{c}}$) es 0,35 (0,63), para los halos H tenemos una mediana 0,20 (0,79). En otras palabras, el MA de los halos H se orienta de manera perpendicular al eje mayor con mucha más frecuencia que el de los halos L. Esta tendencia es consistente con los desplazamientos observados en la distribución de λ , ya que es menos probable que los halos con mayor soporte rotacional colapsen a lo largo del plano perpendicular a su MA. La débil alineación que se observa en los halos L, junto con su bajo grado de soporte rotacional, indican que los mecanismos que determinan la dirección de su MA no son los mismos que afectan su forma y la distribución de materia en su interior.

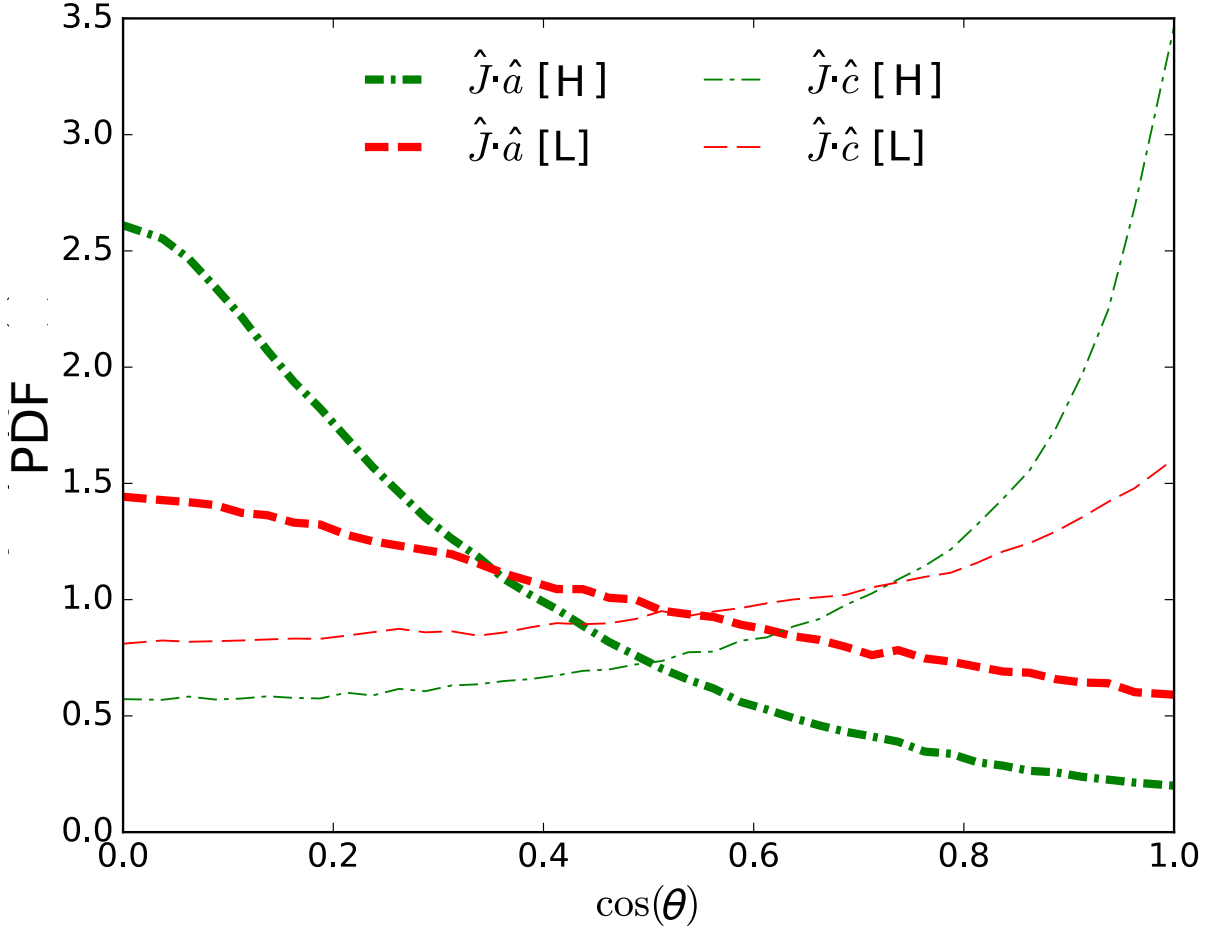


Figura 2.3: Distribución del coseno del ángulo θ entre el MA de los halos y los ejes principales de su tensor de forma a $z = 0$. Las curvas gruesas (delgadas) representan la alineación entre el eje mayor, $\hat{\mathbf{a}}$ (menor, $\hat{\mathbf{c}}$), y la dirección del MA, $\hat{\mathbf{J}}$. Las líneas de trazos rojas y de punto-trazo verdes corresponden, respectivamente, a las muestras L y H. Figura extraída de López et al. (2019).

Esto sugiere que se trata de sistemas cuyas propiedades han sido alteradas de manera significativa por fenómenos posteriores al colapso.

2.3.2. Historia de acreción

Con el fin de estudiar el origen de las diferencias entre las muestras H y L, a continuación construimos árboles de fusión y analizamos de qué modo nuestra clasificación correlaciona con la historia de ensamblaje de los halos. Para ello, en esta Sección nos referimos a la población de halos a tiempo presente ($z = 0$) como “halos raíz”, mientras que a los sistemas identificados en pasos temporales previos ($z > 0$) los llamamos “progenitores”. Los halos raíz son divididos en tres grupos de acuerdo a su masa: $[3 - 7] \times 10^{11} h^{-1} M_{\odot}$

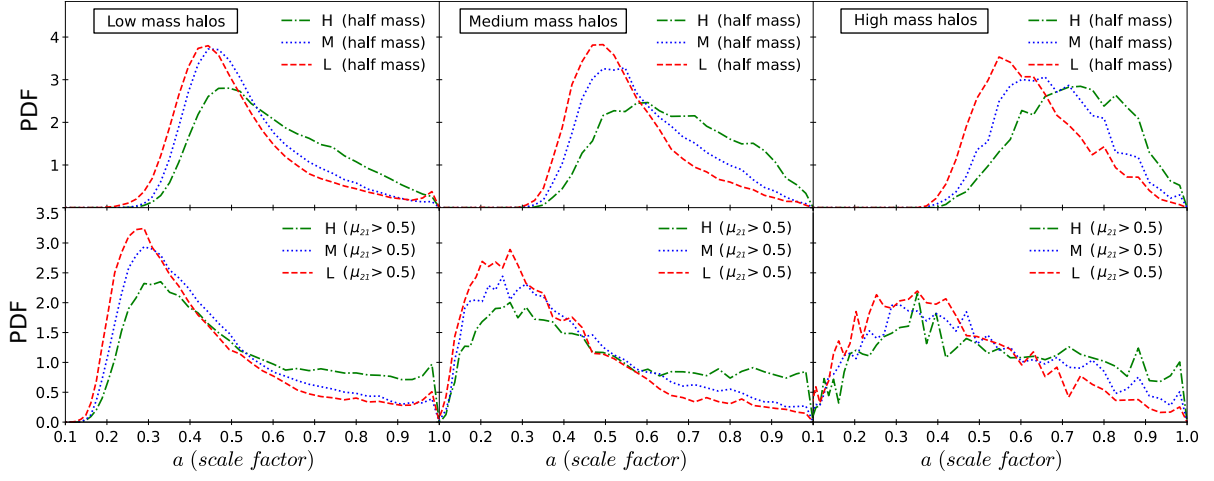


Figura 2.4: Distribución de tiempos de formación para halos en diferentes rangos de masa. De izquierda a derecha, las columnas muestran los resultados para halos de masa baja, media y alta, respectivamente. En la fila superior se muestra la distribución de factores de escala en los que la masa del progenitor principal de cada halo alcanza la mitad de su masa a tiempo presente. En la inferior, la distribución de factores de escala correspondientes al último paso temporal en que el segundo progenitor más masivo tiene al menos la mitad de la masa del progenitor principal. Los halos L, M y H están representados por curvas de trazos rojas, azules de puntos y verdes de punto-trazo, respectivamente. Figura extraída de López et al. (2019).

(masa baja), $[3 - 7] \times 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$ (masa intermedia) y $[3 \times 10^{13} - 2 \times 10^{15}] h^{-1} M_{\odot}$ (masa alta).

Para construir los árboles de fusión realizamos una identificación de halos progenitores a lo largo de 22 pasos temporales de la simulación entre $z = 80$ y $z = 0$. En cada uno implementamos un algoritmo FoF con la misma longitud de percolación y densidad numérica media de partículas que utilizamos en la primera ejecución del algoritmo. Sin embargo, dado que hemos clasificado los halos raíz de acuerdo al crecimiento neto de su MA y que esta propiedad se calcula sin ganancia o pérdida de la masa medida a tiempo presente, las nuevas identificaciones FoF se realizan considerando y conectando entre sí únicamente partículas asociadas a grupos de la primera identificación. De este modo, en cada paso temporal definimos el conjunto de estructuras que comparten al menos el 70 % de sus partículas con un halo raíz como sus progenitores. Por consistencia, la masa de cada progenitor se determina considerando sólo las partículas que efectivamente acaban en el halo raíz correspondiente. El progenitor más masivo en cada paso temporal se define como el “progenitor principal”, y la evolución de las propiedades de estos sistemas constituye la “rama principal” de cada árbol de fusiones.

Para caracterizar las diferentes historias de ensamblaje analizamos dos tipos de eventos. En primer lugar determinamos el paso temporal en el que cada rama principal alcanza la mitad de la masa de su halo raíz, es decir, el momento a partir del cual la mayor parte de la masa final se concentra en una sola estructura. El factor de escala asociado a este instante sirve, de este modo, como un estimador del tiempo de colapso del sistema. En segundo lugar analizamos la evolución de $\mu_{21} = M_2/M_1$, el cociente entre la masa del segundo progenitor más masivo, M_2 , y la del progenitor principal, M_1 , y determinamos el factor de escala en el último paso temporal en que se cumple que $\mu_{21} \geq 0,5$. Esto da una medida complementaria de la distribución de masa del sistema. Si una fracción considerable de masa alcanza tiempos tardíos distribuida en dos estructuras, es de esperar que la interacción del sistema con el campo de mareas circundante sea más efectiva. Por otro lado, cuanto antes μ_{21} caiga por debajo de 0,5, mayor será la probabilidad de que el MA final se vea afectado por procesos anisotrópicos de acreción suave sobre el progenitor principal, como ocurre por ejemplo en el interior de los filamentos cósmicos (Borzyszkowski et al., 2017; Ganeshiah Veena et al., 2018).

En la [Figura 2.4](#) presentamos distribuciones de ambos estimadores: el factor de escala de mitad de masa, o *half mass*, en la fila superior y el del último momento en que $\mu_{21} \geq 0,5$ en la fila inferior. Las diferentes columnas muestran, de izquierda a derecha, los resultados para halos en rangos de masa crecientes. En cada panel separamos los halos de acuerdo a nuestra clasificación: las curvas de trazos rojas, puntos azules y punto-trazo verdes representan, respectivamente, las muestras L, M y H.

En primer lugar notamos una correlación significativa entre el factor de escala de mitad de masa y el crecimiento neto del MA. En masas altas, por ejemplo, la mediana de la distribución para los halos L se encuentra en $a = 0,60$, mientras que para los halos H la mediana es $a = 0,71$, un 19% mayor. Si bien la forma de la distribución para la muestra H cambia progresivamente con la masa, es posible identificar una tendencia persistente a concentrar más tarde la mayoría de su masa en una única estructura. Por el contrario, la forma de la distribución de los halos L parece depender sólo de manera débil de la masa. En general, estos sistemas tienen progenitores principales que acumulan la mayoría de la masa final antes que los H. Con respecto a la distribución de factores de escala en que $\mu_{21} \geq 0,5$ por última vez, nuestros resultados indican que, para todas las masas y muestras, hay un pico entre $a \sim 0,3$ y $a \sim 0,4$. Sin embargo, a medida que nos acercamos al tiempo presente, en los halos H se observa una fracción persistente de sistemas cuya masa aún se distribuye entre dos estructuras comparables, mientras que esta fracción es

significativamente menor en los halos L y M.

En resumen, mientras que los halos L acumulan más temprano la mayor parte de su masa en un único progenitor, una parte significativa de los halos H lo hace en tiempos tardíos. Además, para un número importante de halos H, el segundo progenitor más masivo aún representa, en épocas recientes, una fracción considerable de la masa de su progenitor principal. En otras palabras, al acercarnos al tiempo presente, los halos H están típicamente más fragmentados y su masa más dispersa en el correspondiente volumen lagrangiano. Una posible consecuencia de este fenómeno es que el tensor de inercia del sistema puede no haberse desacoplado por completo del tensor de mareas asociado a la distribución de materia circundante, incluso luego de haber alcanzado el punto de *turnaround*. Esta podría ser una de las razones por las que su MA crece por encima de lo que se espera de la TTT.

2.4. Función de correlación halo-halo

2.4.1. Función de correlación isotrópica

Teniendo en cuenta que nuestra clasificación ha dado como resultado muestras de halos con propiedades dinámicas e historias de acreción diferentes, vale la pena preguntarse sobre el papel que juega la estructura en gran escala en el desarrollo de estas relaciones. Con ese fin, en esta Sección presentamos mediciones de la función de correlación espacial halo-halo a tiempo presente. Para lograr una mejor comprensión del modo en que el agrupamiento o *clustering* afecta la evolución del MA, enfocamos nuestro análisis en las diferencias que surgen cuando consideramos la masa y la muestra de pertenencia de los halos.

Como mencionamos en la [Subsección 1.4.1](#), la función de correlación bipuntual, $\xi(r)$, se puede definir de diferentes maneras. En esta Sección estudiamos el exceso de probabilidad dP , con respecto a una distribución aleatoria, de encontrar un halo cualquiera en un elemento de volumen dV a una distancia r de otro halo perteneciente a un conjunto con ciertas propiedades. Esto se puede expresar como:

$$dP = \bar{n}[1 + \xi(r)]dV,$$

donde \bar{n} es la densidad numérica media de halos en la simulación. Para calcular ξ , lo que hacemos es contar y apilar el número de sistemas vecinos, o trazadores, que se encuentran en diferentes intervalos de distancia alrededor de un conjunto de halos centrales. El

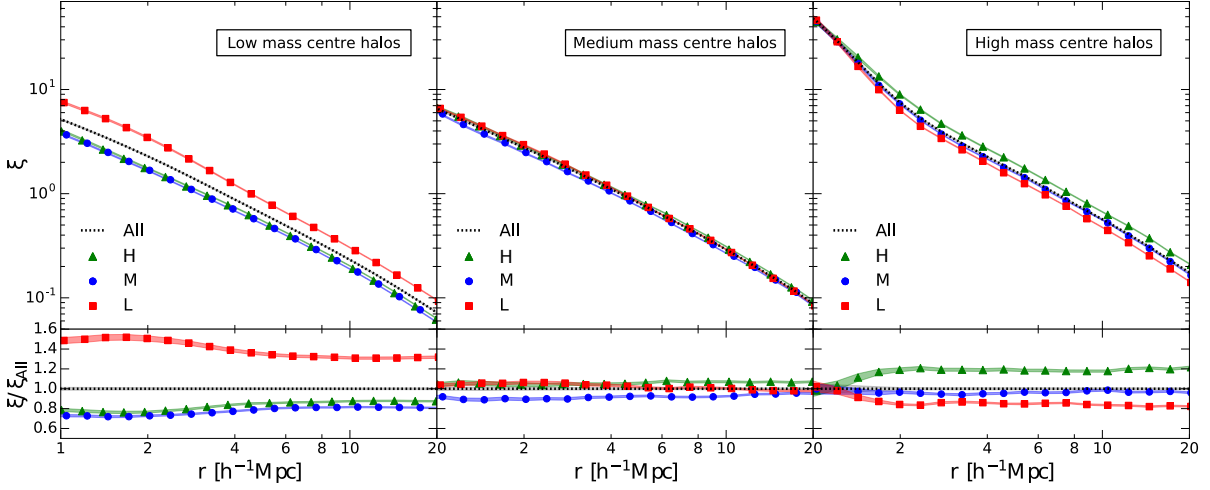


Figura 2.5: Función de correlación isotrópica halo-halo. Los paneles superiores muestran la correlación entre halos centrales de masa baja, media y alta, de izquierda a derecha, y vecinos de cualquier masa. Estos valores se presentan en función de la distancia desde los halos centrales. Los cuadrados rojos, círculos azules y triángulos verdes corresponden, respectivamente, a la correlación para centros de las muestras L, M y H. La curva punteada negra representa ξ_{All} , es decir, la correlación utilizando todos los centros en cada rango de masas. Las regiones de color sombreadas indican la estimación del error *jackknife*, aunque en la mayoría de los casos se ven como líneas delgadas. Los paneles inferiores muestran el sesgo relativo entre las muestras de nuestra clasificación y la población general. Figura extraída de López et al. (2019).

número total de vecinos por intervalo, DD , luego se normaliza por el número de objetos esperado en el mismo volumen si la distribución de halos fuera perfectamente homogénea, DR . Finalmente, determinamos la función de correlación en cada distancia r como:

$$\xi(r) = DD(r)/DR(r) - 1.$$

Para estimar el error en esta estimación utilizamos un algoritmo de tipo *jackknife* con un total de 100 submuestras¹. En el caso del cómputo de sesgos relativos a través del cociente entre funciones de correlación, propagamos estas incertidumbres a través de un análisis de derivadas parciales.

Para investigar de qué modo la estructura en gran escala afecta el crecimiento del MA, realizamos nuestros cálculos utilizando como halos centrales, por un lado, las muestras definidas en la Sección 2.2, H, M y L; por el otro, los halos de la población general, independientemente de su muestra de pertenencia. También consideramos la masa en

¹Probamos entre 2 y 300 submuestras y encontramos que nuestras estimaciones de error se estabilizan alrededor de 100.

nuestro estudio. Si bien el conteo de vecinos se realiza siempre sobre la totalidad de halos de la simulación, los halos centrales son separados en los tres rangos de masa que definimos en la Sección anterior, es decir, masas bajas ($[3-7] \times 10^{11} h^{-1} M_{\odot}$), intermedias ($[3-7] \times 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$) y altas ($[3 \times 10^{13} - 2 \times 10^{15}] h^{-1} M_{\odot}$).

En la [Figura 2.5](#) presentamos los resultados de este análisis. Cada panel tiene cuatro curvas: los cuadrados rojos, círculos azules y triángulos verdes corresponden, respectivamente, a la función de correlación alrededor de halos L, M y H, mientras que la curva negra de puntos muestra ξ_{All} , la función de correlación tomando como centros todos los halos en cada rango de masa. Los errores están representadas por las regiones de color, aunque en la mayoría de los casos se ven como líneas delgadas. Los paneles inferiores muestran, con los mismos símbolos y colores, los cocientes entre cada una de las funciones de correlación y ξ_{All} , es decir, el sesgo relativo entre el agrupamiento alrededor de los halos de cada muestra y la población general.

A primera vista, en los paneles superiores se observa la conocida tendencia de la función de correlación a tomar valores más altos a medida que aumenta la masa de los halos centro. Este comportamiento es más notable cuando consideramos los halos H. Para esta muestra, el parámetro r_0 de la ley de potencias que mejor ajusta la función de correlación, $\xi(r) = (\frac{r}{r_0})^\gamma$, cambia de $\sim 3,3 h^{-1} \text{Mpc}$ en masas bajas a $\sim 7,7 h^{-1} \text{Mpc}$ en masas altas, mientras que para los halos de la muestra L la dependencia es más débil, con r_0 variando de $\sim 4,6 h^{-1} \text{Mpc}$ a $\sim 6,1 h^{-1} \text{Mpc}$.

Un rasgo interesante de la función de correlación en el rango de masas altas (panel superior derecho) es el cambio abrupto en la pendiente cerca de $2 h^{-1} \text{Mpc}$. Esta variación se parece mucho al salto característico entre los términos de uno y dos halos en el *halo model* (Cooray & Sheth, 2002). Dado que hemos calculado las funciones de correlación utilizando pares halo-halo, nuestro “término de un halo” no está asociado a la distribución de materia en el interior de los halos, sino al nivel de agrupamiento de sistemas menores en las inmediaciones de los halos de gran masa. El término de dos halos, por otra parte, caracteriza la estructura en gran escala hasta distancias $\sim 20 h^{-1} \text{Mpc}$. De este modo, la superposición de las funciones de correlación de las muestras L y H en escalas menores, junto con la pequeña pero consistente diferencia que se observa para $r > 2 h^{-1} \text{Mpc}$, sugiere que las desviaciones sistemáticas respecto a la TTT de los halos masivos no están asociadas a la presencia de más o menos vecinos en la vecindad inmediata, sino al campo de densidad en grandes escalas.

A continuación centramos nuestro análisis en el término de dos halos. Como era de

esperar, el nivel de agrupamiento de la estructura alrededor de los halos M es muy similar a la de la población general. Las muestras L y H, por otro lado, exhiben desplazamientos opuestos con respecto a ξ_{All} . Los halos masivos con mayor crecimiento neto del MA están embebidos en entornos más densos, mientras que los halos de masa similar pero con un crecimiento neto del MA más bajo habitan regiones ligeramente menos pobladas. Si bien los halos masivos forman típicamente las estructuras más densas de la estructura en gran escala (los nodos de la red cósmica), la [Figura 2.5](#) muestra que existe un sesgo significativo entre el modo en que los halos L y H ocupan estas regiones. Esto sugiere que, para sistemas masivos con un cierto exceso de vecinos, pueden existir mecanismos post-TTT que mantienen o incluso aumentan el proceso de adquisición de MA más allá del punto de *turnaround*.

A medida que miramos hacia masas más bajas, notamos que los sesgos relativos con respecto a ξ_{All} (paneles inferiores) muestran una inversión de la tendencia observada en masas altas. Los halos H pasan de un claro exceso de agrupamiento de aproximadamente un 20%, a una falta de correlación entre un 10 y un 20% por debajo de ξ_{All} . Por el contrario, los halos L más masivos correlacionan con halos vecinos un 10% menos que la población general, pero los de masa baja habitan en entornos en donde la estructura está notablemente más agrupada, con un exceso entre 30 y 40% por encima de ξ_{All} y aproximadamente el doble que la muestra H.

En el rango de masas intermedias se observa una superposición casi total entre las funciones de correlación de las diferentes muestras y ξ_{All} , excepto por una ligera falta de agrupamiento alrededor de los halos M en las escalas más pequeñas. Esto puede interpretarse como un régimen de transición entre lo que observamos en masas altas y bajas: los halos masivos de tipo H suelen habitar regiones más densas que los de la población general, mientras que en el rango de masas bajas se encuentran sistemáticamente en entornos menos poblados. La tendencia inversa ocurre con la muestra L.

2.4.2. Función de correlación anisotrópica

Para comprender de qué modo la dirección preferencial de la estructura circundante afecta la adquisición de MA en los halos, en esta Sección presentamos mediciones de la función de correlación anisotrópica. Siguiendo a [Paz et al. \(2008\)](#), en lugar de contar vecinos alrededor de los halos centro en todas las direcciones, es decir, de manera isotrópica, aquí tomamos en cuenta la orientación de los pares centro-vecino con respecto al MA de los halos centro. En la [Figura 2.6](#) presentamos un bosquejo bidimensional de

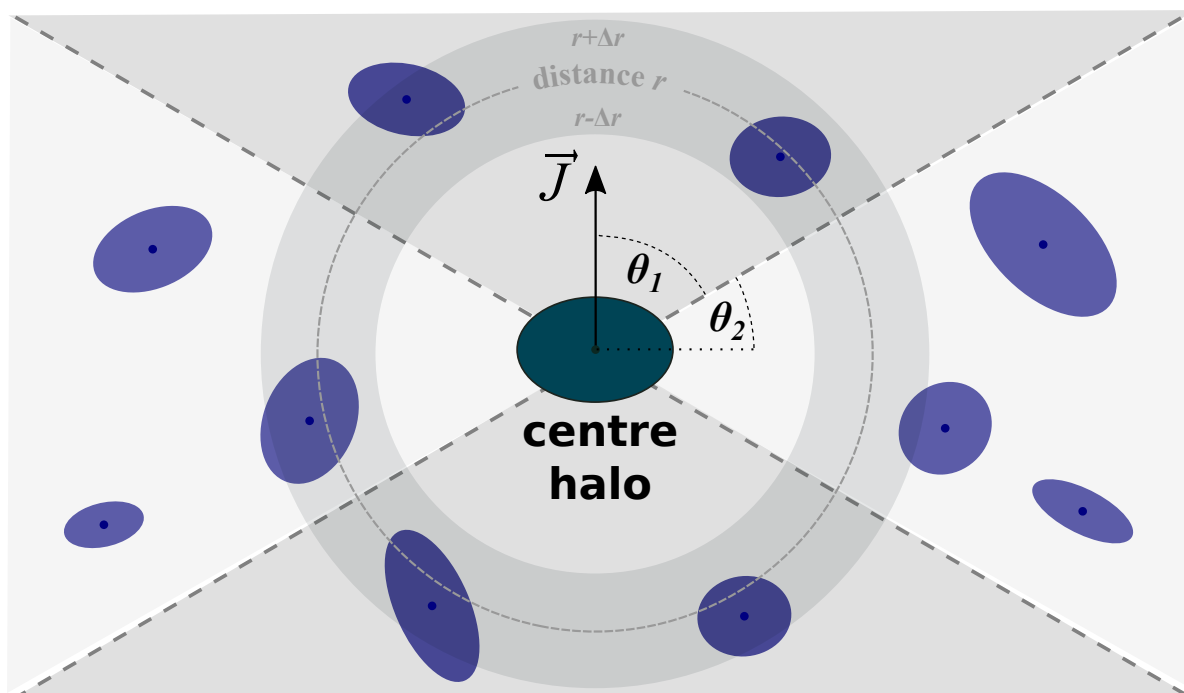


Figura 2.6: Esquema bidimensional de un halo central con MA \mathbf{J} y sus vecinos. Las áreas sombreadas oscuras y claras separadas por líneas de trazos representan, respectivamente, los volúmenes “paralelos” y “perpendiculares” a \mathbf{J} , definidos por los ángulos críticos θ_1 y θ_2 . El círculo gris representa el cascarón esférico utilizada para calcular ξ a la distancia r . Su intersección con las áreas sombreadas muestra la región en donde los pares contribuyen a ξ_{\parallel} y ξ_{\perp} . Figura extraída de López et al. (2019).

este proceso. Como se puede apreciar, el conteo se realiza considerando dos casos:

- cuando los pares subtienen un ángulo menor que un valor crítico θ_1 respecto a la dirección del MA del halo centro (caso *paralelo*, región sombreada oscura),
- cuando los pares están inclinados menos que un ángulo crítico θ_2 medido desde el plano normal al MA (caso *perpendicular*, región sombreada clara).

En este trabajo elegimos los ángulos límite θ_1 y θ_2 para que los volúmenes en los que se realiza el conteo de vecinos sean iguales. Esto se logra estableciendo $\sin(\theta_2) = 1 - \cos(\theta_1) = \chi$, y eligiendo un valor adecuado para el parámetro χ . Tomar $\chi \leq 0,5$ implica ángulos $\theta_1 \leq 60^\circ$ y $\theta_2 \leq 30^\circ$. A lo largo de esta Sección utilizamos $\chi = 0,5$, por lo tanto $\theta_1 = 90^\circ - \theta_2 = 60^\circ$.

En la Figura 2.6 se representa la vecindad de un halo centro con MA \mathbf{J} . Cada vecino cuyo centro de masa se encuentra a una distancia en el rango $[r - \Delta r, r + \Delta r]$ del halo centro contribuye a la función de correlación isotrópica $\xi(r)$ que presentamos en la

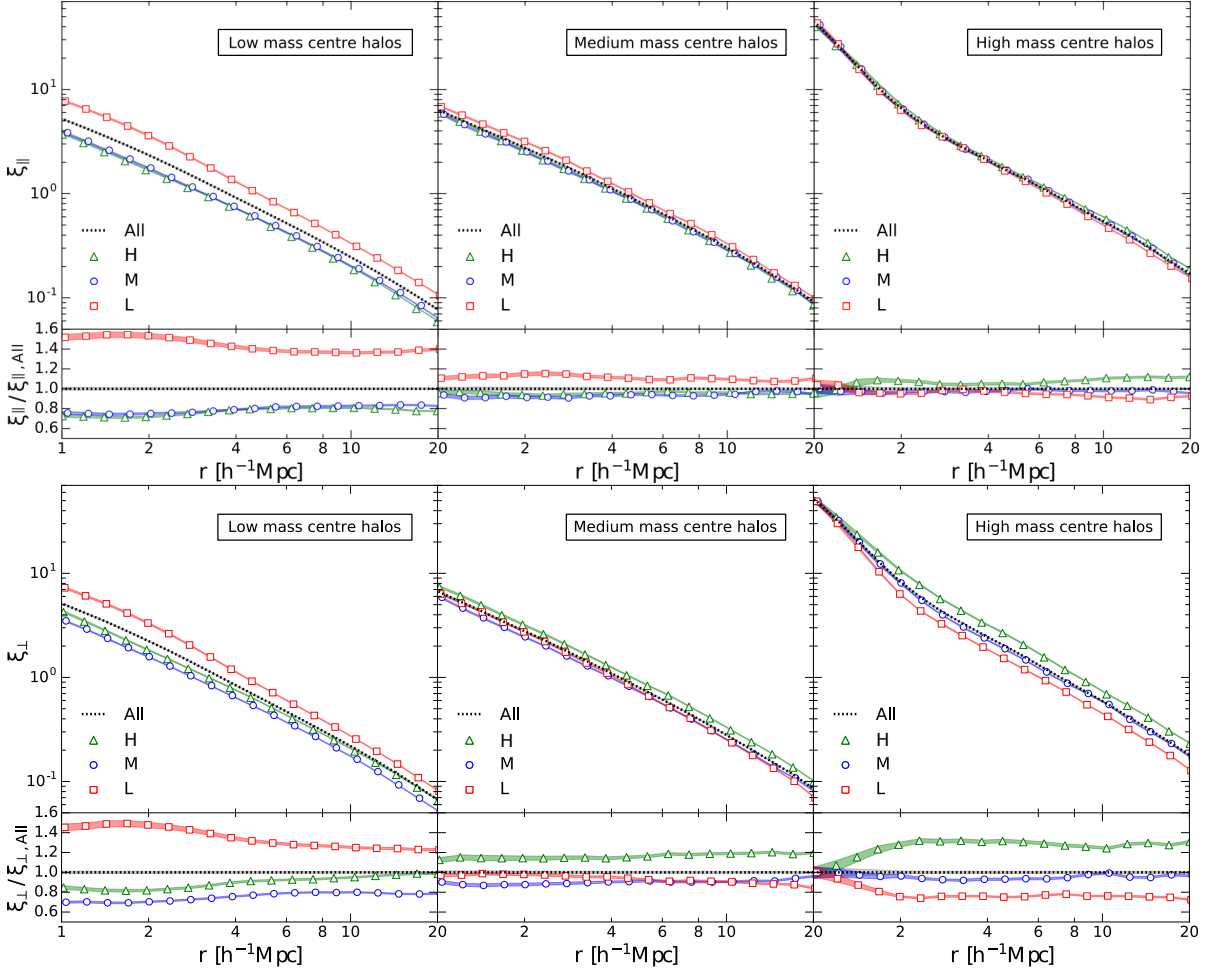


Figura 2.7: Función de correlación anisotrópica halo-halo en la dirección paralela (paneles superiores) y perpendicular (paneles inferiores) al MA de los halos centrales. En cada caso, el conjunto de paneles es análogo al de la [Figura 2.5](#). Figura extraída de [López et al. \(2019\)](#).

Sección anterior. Por otro lado, las áreas sombreadas oscuras y claras muestran, respectivamente, las regiones en donde los pares contribuyen al conteo en la dirección paralela, DD_{\parallel} , o perpendicular, DD_{\perp} . Luego, el procedimiento para determinar las funciones de correlación correspondientes, $\xi_{\parallel}(r)$ y $\xi_{\perp}(r)$, es el mismo que en el caso isotrópico.

En la [Figura 2.7](#) se muestran los resultados de estas mediciones. Para analizar ambos casos por separado, el paralelo y el perpendicular, presentamos dos conjuntos de paneles, cada uno de los cuales es análogo al de la [Figura 2.5](#). Mientras que el conjunto superior corresponde al caso paralelo (símbolos sombreados), el conjunto inferior muestra los resultados correspondientes al caso perpendicular (símbolos abiertos). Una vez más, los cuadrados rojos, círculos azules y triángulos verdes representan, respectivamente,

las funciones de correlación utilizando halos centro de las muestras L, M y H. Las curvas negras de puntos indican, para cada rango de masas, el valor de las funciones de correlación anisotrópicas correspondientes a la población general, es decir, $\xi_{\parallel, \text{All}}$ y $\xi_{\perp, \text{All}}$.

En masas bajas (paneles de la izquierda) hay un claro exceso de correlación de vecinos alrededor de los halos L, tanto en la dirección perpendicular como en la dirección paralela al MA. Esta evidencia de entornos sobredensos en relación a la población general tiende a aumentar a medida que miramos escalas más pequeñas. En el caso paralelo, la señal va desde un exceso del 40 % para $r \geq 10 h^{-1} \text{ Mpc}$ a un exceso de entre el 50 y el 60 % en escalas menores a $2 h^{-1} \text{ Mpc}$. Para el caso perpendicular, esta tendencia es un poco más pronunciada, del ~ 20 al ~ 50 %. Estos resultados sugieren que el efecto de regiones con exceso de agrupamiento es el de inhibir la adquisición de MA en halos de baja masa, quizás debido a la falta de coherencia entre los torques ejercidos por el campo de mareas en tiempos tempranos y la orientación del campo de vorticidad que surge en entornos altamente no lineales. Los halos menos masivos de las muestras H y M presentan, por el contrario, una marcada falta de correlación con respecto a la población general. Sin embargo, mientras que en los halos M esta tendencia es prácticamente isotrópica, en los halos H observamos una correlación ligeramente menor con los vecinos en la dirección del MA. Concretamente, a distancias $\gtrsim 10 h^{-1} \text{ Mpc}$ la correlación perpendicular de los halos H se vuelve indistinguible de la de la población general, mientras que la paralela se mantiene un 20 % por debajo de $\xi_{\perp, \text{All}}$. Una posible interpretación de estos resultados, siguiendo el razonamiento utilizado en el caso de los halos L, es que el nivel más bajo de agrupamiento alrededor de los halos H y M de masa baja podría deberse a que sus campos de marea circundantes no han sufrido grandes variaciones al pasar del régimen lineal a las etapas no lineales de formación de estructura.

En el rango de masas altas (paneles de la derecha de la [Figura 2.7](#)), las diferencias entre los casos paralelo y perpendicular se hacen notables. Las funciones de correlación en la dirección del MA de los halos L y H se superponen con $\xi_{\parallel, \text{All}}$ a lo largo de todo el rango de distancias. En otras palabras, para halos de gran masa, no parece haber correlación entre las desviaciones respecto a la TTT y el nivel de agrupamiento del entorno en la dirección de su MA. El caso perpendicular, por otro lado, muestra un claro exceso de correlación alrededor de los halos H, mientras que se observa una notable escasez de estructura en la vecindad de los halos L con respecto a la población general. Para los halos M, tanto la función de correlación paralela como la perpendicular se superponen con $\xi_{\parallel, \text{All}}$ y $\xi_{\perp, \text{All}}$,

respectivamente. Estos resultados son consistentes con la hipótesis de que el campo de mareas continua afectando la evolución dinámica de algunos halos después de su punto de *turnaround*, dado que la estructura capaz de contribuir al proceso de adquisición de MA por torques de marea tiene que yacer preferentemente en la dirección perpendicular a \mathbf{J} . La superposición de las diferentes curvas por debajo de $2 h^{-1}$ Mpc, que ya habíamos observada en el caso isotrópico (panel derecho de la [Figura 2.5](#)), también está presente en las correlaciones perpendiculares, lo que apoya la idea de que la distribución de materia en la vecindad inmediata de los halos de alta masa no juega un papel significativo en el desarrollo de sus desviaciones sistemáticas respecto a la TTT.

Al igual que en el análisis isotrópico, los halos en el rango de masa intermedia muestran una especie de régimen de transición entre los resultados para masas altas y bajas, tanto en el caso paralelo como en el perpendicular. En efecto, los paneles centrales en la [Figura 2.7](#) casi no presentan diferencias entre las funciones de correlación de las tres muestras, excepto por un ligero exceso de estructura en la dirección del MA de los halos L y una débil preponderancia de estructura perpendicular al MA en la vecindad de los halos de H. Sin embargo, una característica interesante es la persistencia de un sesgo relativo entre las funciones de correlación de los halos H y M. En la dirección del MA las curvas de ambas muestras se superponen, mientras que en la dirección perpendicular los halos H presentan un exceso con respecto a los M de alrededor del $\sim 20\%$. Esta característica también se observa en masas altas y bajas y sugiere que, en efecto, el exceso de estructura en la dirección perpendicular al MA tiene un efecto de continuidad sobre el mecanismo de la TTT.

Con el fin de cuantificar el nivel de anisotropía en la estructura que rodea los halos, a continuación analizamos el cociente entre la correlación perpendicular al MA y la paralela, $\xi_{\perp}/\xi_{\parallel}$. Para ello, disminuimos el efecto de la covarianza entre las diferentes escalas realizando, para cada correlación anisotrópica, una única medición con todos los pares centro-vecino separados por distancias entre $4 h^{-1}$ Mpc y $20 h^{-1}$ Mpc, es decir, en un rango correspondiente al término de dos halos. En la [Figura 2.8](#) presentamos los valores que se obtienen de este análisis en función de la masa de los halos centro. Los cuadrados rojos, círculos azules y triángulos verdes muestran, respectivamente, los resultados alrededor de los halos L, M y H. La curva de trazos y el área gris sombreada representan la anisotropía y la dispersión 3σ correspondientes a la población general.

Como se puede apreciar, existe una clara tendencia de la población general a estar rodeada de una estructura más agrupada en la dirección perpendicular al MA a medida

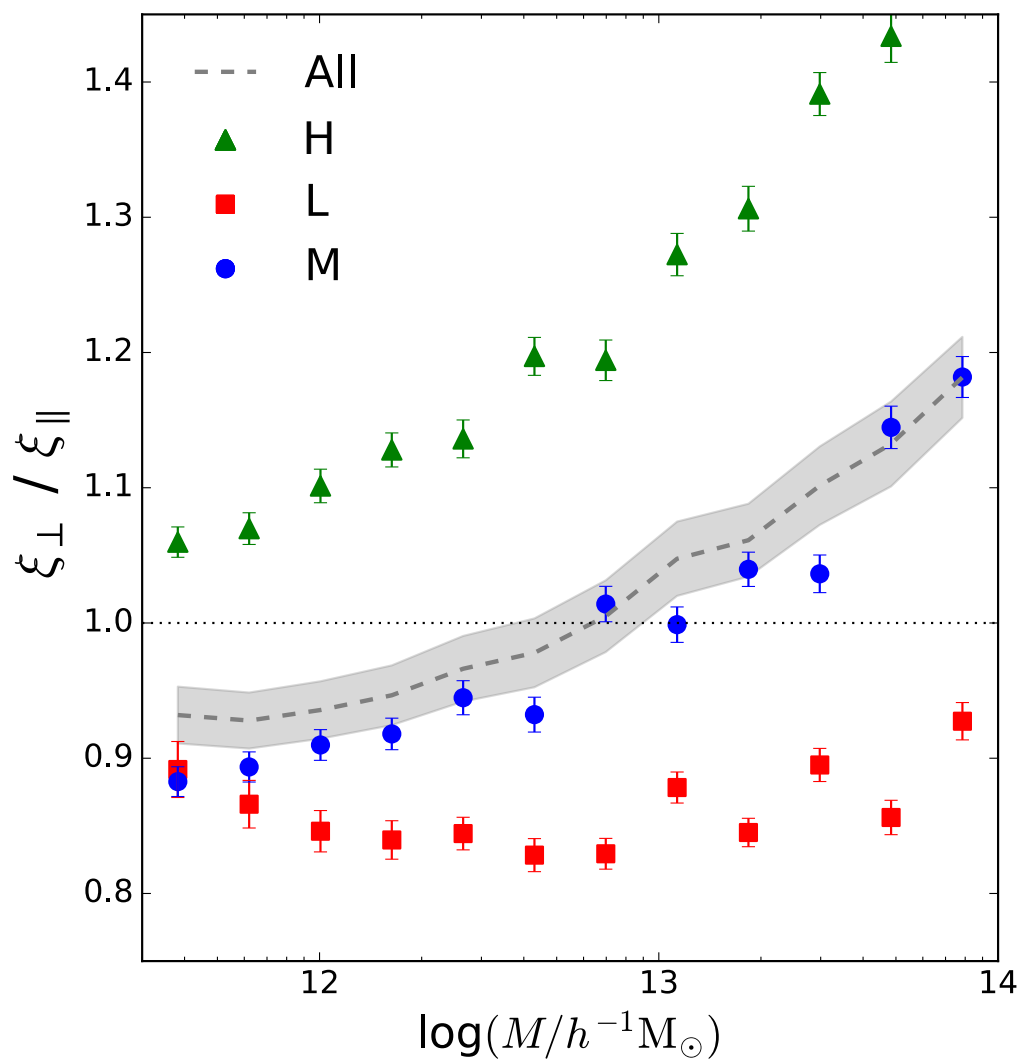


Figura 2.8: Cociente entre las correlaciones anisotrópicas $\xi_{\perp}/\xi_{\parallel}$, determinadas utilizando un único intervalo de distancia que cubre el término de dos halos. Este cociente se muestra en función de la masa de los halos centro. Los cuadrados rojos, círculos azules y triángulos verdes representan los valores correspondientes a las muestras L, M y H, respectivamente. La curva de trazos y el área sombreada indican los cocientes y la dispersión 3σ para la población general, es decir, para todos los centros independientemente de la muestra a la que pertenecen. Los errores de cada medición se obtienen propagando incertidumbres a través de un análisis de derivadas parciales. Figura extraída de López et al. (2019).

que aumenta la masa. Nótese que los halos de la muestra M parecen seguir el mismo comportamiento, aunque con cierta dispersión. Estos resultados son consistentes con la existencia de una masa de *spin flip*, o "masa de transición", de $\sim 5 \times 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$. Este umbral permite distinguir una población de halos de masa baja cuyo MA se orienta en la dirección preferencial de la distribución de materia circundante, de otra población de halos masivos que giran con su eje perpendicular a la estructura vecina. Esto ha sido reportado previamente por diversos autores, con diferentes enfoques y metodologías (ver por ej. Aragón-Calvo et al., 2007b; Paz et al., 2008; Ganeshiah Veena et al., 2018). Dado que los halos M son, en nuestra implementación, el tercio de la población que mejor se ajusta a las predicciones de la TTT, el buen acuerdo que observamos entre esta muestra y la población general en la Figura 2.8 sugiere que modelos basados en la TTT, como el de torques de marea anisotrópicos (ATTT, por las siglas en inglés de *anisotropic tidal torque theory*) de Codis et al. (2015), podrían ser descripciones adecuadas del proceso de adquisición de MA en estos sistemas. Sin embargo, cuando analizamos las muestras cuyo MA ha crecido por encima o por debajo de lo esperado, no es posible detectar una masa de transición en ningún caso. Si bien los halos H presentan una dependencia con la masa similar a la de la población general, el cociente $\xi_{\perp}/\xi_{\parallel}$ es sistemáticamente más alto en esta muestra. En consecuencia, incluso para masas $M \sim 4 \times 10^{11} h^{-1} M_{\odot}$, los halos H correlacionan más fuertemente con los vecinos en la dirección perpendicular a su MA. Los halos L, por otro lado, no solo no exhiben una masa de transición, sino que ni siquiera siguen la tendencia de la población general. Más bien, parecen tener su MA preferentemente alineado con la estructura circundante sin que se pueda detectar una dependencia significativa con la masa.

Estos resultados sugieren que los halos H y M experimentan mecanismos similares en su proceso de adquisición de MA, especialmente luego del punto de *turnaround*. Estos mecanismos parecen verse potenciados por el exceso de estructura en el plano perpendicular a la dirección del MA. Sobre la base de la Figura 2.8, es razonable esperar un comportamiento continuo de la relación masa-anisotropía en función del crecimiento neto del MA, al menos entre las muestras M y H. En ese caso, la masa de transición sería una propiedad estadística que correlaciona con el apartamiento respecto a las predicciones de la TTT: a mayor crecimiento neto del MA, menor masa de transición. Si extendemos este análisis a la muestra L, su masa de transición estaría por encima de $10 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$. Por otro lado, los bajos valores de $\xi_{\perp}/\xi_{\parallel}$ para los halos L menos masivos podría estar relacionada con una pérdida temprana de coherencia en los campos de marea circun-

dantes. Dados que estos sistemas habitan entornos fuertemente agrupados (Figura 2.5), es probable que sean más susceptibles al surgimiento de campos de vorticidad no lineales (Libeskind et al., 2012) cuyos ejes principales no necesariamente coinciden con la dirección de los torques asociados a la TTT. Este efecto, sumado al colapso temprano de los halos menos masivos, podría ser responsable del bajo crecimiento neto del MA en la muestra L, así como de la baja coherencia rotacional que observamos en la Subsección 2.3.1.

2.5. Conclusiones

En este Capítulo hemos analizado la correlación entre desviaciones sistemáticas respecto al comportamiento predicho por la TTT y algunas propiedades internas y del entorno en halos de materia oscura. A partir de una clasificación basada en el crecimiento neto del MA, hemos utilizado una simulación numérica cosmológica para definir muestras de halos con distribuciones de masa similares y diferencias significativas tanto en sus propiedades dinámicas (Figuras 2.2 y 2.3) como en su historia de formación (Figura 2.4). Concretamente, los halos con mayor crecimiento neto del MA (H) tienen:

- Un soporte rotacional particularmente alto y una fuerte alineación interna, es decir, una alta correlación entre la dirección de su MA y sus ejes principales de forma.
- Concentran más tarde la mayor parte de su masa final en un único progenitor, a la vez que el segundo progenitor más masivo representa una fracción significativa de la masa total durante un periodo mayor de tiempo.

Por otro lado, los halos cuyo crecimiento neto del MA es menor (L) presentan:

- Valores de λ aún más bajos que los de la población general y una alineación interna más débil.
- Tiempos de formación tempranos, es decir, una rápida concentración de la mayor parte de su masa final en un único progenitor.

Con la población restante hemos definido una tercera muestra de halos cuyo crecimiento neto del MA representa, en nuestra implementación, el comportamiento asociado a la TTT (M). Estos sistemas exhiben propiedades dinámicas consistentes con los resultados obtenidos en trabajos previos.

Mediante el cómputo de funciones de correlación isotrópicas halo-halo hemos estudiado estadísticamente de qué modo se agrupa la materia alrededor de las muestras L, M y H (Figura 2.5). Estas funciones permiten caracterizar los entornos típicos en los que los halos se forman y adquieren su MA. Hemos encontrado que:

- Los halos de baja masa tienden a habitar regiones más fuertemente agrupadas si pertenecen a la muestra L (entre un ~ 30 y un ~ 50 % por encima de la población general).
- En masas altas, los halos H se encuentran típicamente en entornos ~ 20 % más poblados que la población general, mientras que los halos L habitan en regiones ligeramente menos densas que la media.

Los halos M exhiben una correlación ligeramente más baja que la de la población general en masas bajas, pero ambas son prácticamente indistinguibles en masas altas. La superposición de todas las funciones de correlación por debajo de $\sim 2 h^{-1}$ Mpc en halos de masa alta sugiere que cualquier influencia de la estructura circundante sobre el proceso de adquisición de MA se debe principalmente a la distribución de materia en grandes escalas.

Luego, a través del cálculo de funciones de correlación anisotrópicas, hemos determinado diferencias en el nivel de agrupamiento de la estructura tanto en la dirección del MA de los halos como en el plano perpendicular (Figura 2.7). Así determinamos que:

- En masas bajas, el exceso de vecinos alrededor de los halos L es independiente de la dirección. Sin embargo, para las muestras H y M, si bien las curvas de correlación en la dirección del MA son indistinguibles, cerca del plano perpendicular al MA los halos H exhiben una correlación con sus vecinos ligeramente mayor que los halos M.
- En masas altas, en la dirección de $\hat{\mathbf{J}}$, ninguna de las muestras presenta diferencias apreciables con respecto a la población general. No obstante, cerca del plano perpendicular al MA, los halos H presentan un exceso de vecinos, mientras que los halos L muestran una ligera falta de correlación.

Finalmente, estudiamos el sesgo relativo entre las correlaciones en la dirección del MA y cerca del plano perpendicular, lo cual nos da una medida del nivel de anisotropía alrededor de cada muestra. Para ello determinamos el cociente entre ambas funciones

de correlación anisotrópicas en función de la masa de los halos centro (Figura 2.8). De acuerdo a nuestros resultados:

- La población general reproduce la conocida correlación positiva entre la masa y el grado de perpendicularidad entre el MA y la estructura circundante. Los halos M exhiben una tendencia consistente con este comportamiento.
- El MA de los halos H apunta más fuertemente en la dirección perpendicular a la distribución de materia circundante mientras mayor es su masa, de manera similar a lo que ocurre con la población general. Sin embargo, la alineación es sistemáticamente más fuerte en esta muestra, de modo que la preponderancia de estructura perpendicular al MA se mantiene incluso en el rango más bajo de masas.
- Los halos L muestran una tendencia prácticamente independiente de la masa: el MA apunta preferentemente en la misma dirección que la distribución de materia dominante.

El hecho de que los halos M reproduzcan resultados previos, como la distribución a tiempo presente del parámetro adimensional de *spin* y la masa de transición de $\sim 5 \times 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$, permite suponer que estos sistemas representan una parte de la población menos perturbada durante su formación y, en consecuencia, con propiedades medianas más predecibles. Por el contrario, nuestros resultados indican que las diferencias entre los halos L y H están asociadas a entornos subdensos o sobredensos con respecto a la población general, y que dependiendo de la masa de cada halo y de la orientación preferencial de la estructura circundante, la interacción de estos sistemas con el ambiente a lo largo de su historia de formación afecta severamente el MA adquirido a través de torques de marea, especialmente luego del punto de *turnaround*. Para halos de masa alta, por ejemplo, la correlación positiva que observamos entre el exceso de agrupamiento en el entorno y el parámetro adimensional de *spin* es consistente con lo reportado por Faltenbacher & White (2010). Más aún, nuestros resultados complementan dicho análisis, en tanto mostramos que los halos con mayor soporte rotacional no solo tienen más vecinos, sino que estos se encuentran preferentemente cerca del plano perpendicular a su MA.

Independientemente de la masa, los halos H y M muestran prácticamente el mismo nivel correlación con los vecinos en la dirección del MA. Sin embargo, cerca del plano

perpendicular a este eje, los halos H están típicamente rodeados por una estructura más agrupada. Además, como vimos antes, si bien el cociente entre la correlación perpendicular al MA y la paralela es mayor en los halos H, la dependencia de esta señal con la masa es análoga a la de los halos M. Esta correspondencia podría estar indicando que ambas muestras experimentan procesos de formación y adquisición de MA similares durante las etapas lineales. Sin embargo, más adelante, al ingresar en el régimen no lineal, los halos que habitan en entornos más anisotrópicos y cuyo MA creció preferentemente en la dirección perpendicular a la estructura dominante podrían experimentar un exceso de adquisición de MA debido a la persistencia de torques de marea secundarios luego del punto de *turnaround*. Este escenario parece ser consistente con la historia de ensamblaje de los halos H, cuya distribución de masa se encuentra, por lo general, más fragmentada en etapas tardías. Esto permite esperar un retraso en el desacoplamiento de su tensor de inercia respecto de la influencia del campo de mareas circundante y, por lo tanto, un mayor crecimiento del MA en la dirección que establece la TTT.

Por último, el bajo soporte rotacional y la débil alineación entre la forma y el MA de los halos L sugieren que su evolución dinámica sufre perturbaciones que no preservan la coherencia de los campos de marea circundantes durante el régimen lineal. Hemos visto, además, que estos sistemas concentran tempranamente la mayor parte de su masa en un único objeto, y que a tiempo presente muestran una correlación más fuerte con la estructura en la dirección de su MA. En el caso de los halos de masas bajas, a estas características se suma una señal de agrupamiento más fuerte, es decir, entornos típicamente más densos que los de la población general. De este modo, nuestros resultados exhiben una notable similitud con los *stalled haloes* o “halos estancados” de [Borzyszkowski et al. \(2017\)](#): sistemas que colapsan rápido y dejan de acumular masa debido a la presencia de fuertes campos de marea en los filamentos cósmicos. Este acuerdo sugiere que existe una dependencia entre el efecto conocido como *assembly bias* (ver por ej. [Gao et al., 2005](#); [Wechsler et al., 2006](#); [Bett et al., 2007](#)) y los apartamientos respecto a la TTT. Una posible interpretación de esta relación sería que los halos L habitan típicamente en filamentos gruesos, cuya influencia gravitacional sobre el flujo materia afecta no solo los tiempos de colapso y la dinámica de acreción, sino también el proceso de adquisición de MA, tal como se explica en [Ganeshiah Veena et al. \(2018\)](#).

A pesar de que los resultados de este trabajo aportan información importante sobre el modo en que los halos de materia oscura adquieren MA, las diferentes muestras presentan distintos niveles de agrupamiento con respecto a la población general, y esta señal a su

vez depende considerablemente de la masa. Esto sugiere que pueden existir diversos mecanismos que producen los apartamientos respecto a la TTT, por lo cual es necesario analizar con mayor detalle la historia dinámica de los halos y su relación con el entorno.

Desviaciones de la TTT: evolución de la alineación MA-filamento

A pesar de ser un tema ampliamente estudiado, la alineación entre el momento angular (MA) de los halos de materia oscura y la estructura en gran escala sigue presentando aspectos que no se comprenden de manera cabal, especialmente en lo que se refiere a su origen y efectos sobre la dinámica de escalas menores.

En este Capítulo presentamos los resultados de [López et al. \(2021\)](#), en el que estudiamos la evolución de esta relación en el marco de la teoría de torques de marea o *tidal torque theory* (TTT). Para ello, volvemos a implementar el método del Capítulo anterior, es decir, analizamos las desviaciones sistemáticas de los halos respecto a la TTT e investigamos el modo en que estos apartamientos correlacionan con propiedades particulares de los sistemas y de su entorno. Concretamente, utilizamos una simulación numérica cosmológica para seguir la evolución de la dirección del MA en relación a la orientación de los filamentos cósmicos.

3.1. Introducción

Diversos autores han estudiado la evolución de la alineación entre el MA de los halos de materia oscura y la estructura en gran escala con el objetivo de comprender los procesos que dan origen a esta relación (ver por ej. [Hahn et al., 2007b](#); [Aragón-Calvo et al., 2007b](#); [Codis et al., 2012](#); [Wang & Kang, 2017, 2018](#); [Wang et al., 2018](#); [Ganeshaiah Veena et al., 2021](#)). El enfoque más común consiste en utilizar simulaciones numéricas cosmológicas para identificar, en diferentes momentos, halos virializados y entornos característicos de la llamada red cósmica, o *cosmic web*. Estos sistemas se pue-

den asociar entre sí de acuerdo al número de partículas que comparten y, de este modo, es posible construir árboles de fusión o *merger trees*: conjuntos de halos progenitores identificados en diferentes momentos que acaban formando un único objeto a tiempo presente, un halo raíz. Con esta información, finalmente, se analiza de qué modo varía la alineación MA-entorno a lo largo de la rama principal, es decir, considerando en cada instante el progenitor más masivo.

Sin embargo, hay dos aspectos de esta metodología que dificultan su análisis en el enfoque lagrangiano que propone la TTT. En primer lugar, la red cósmica cambia en el tiempo (ver por ej. [Cautun et al., 2014](#)) y eso, a su vez, puede producir una variación significativa en la alineación MA-entorno ([Wang & Kang, 2017](#)) que no está asociada a los torques de marea que sufre el halo. En segundo lugar, el crecimiento del MA de sistemas progenitores no es fácil de interpretar. Las predicciones del modelo aplican a los proto-halos, es decir, a todos los elementos de masa asociados a un determinado halo a tiempo presente. Para cualquier corrimiento al rojo, un proto-halo incluye tanto el progenitor principal como otros sub-halos de menor masa y material difuso que aún no ha caído en ningún sistema ligado (ver [Lacey & Cole, 1993](#), para ejemplos de árboles de fusión). De acuerdo con esta definición, la masa de los proto-halos es constante en el tiempo y, por lo tanto, su MA solo puede crecer por torques externos. En contraste, el crecimiento del MA a lo largo de la rama principal en un árbol de fusión es producto de los torques que actúan sobre el progenitor principal, pero también del MA generado por la masa que el sistema va acumulando con el tiempo (ya sean fusiones o acreción suave), que puede ser muy diferente ([Zavala et al., 2016](#); [Liao et al., 2017](#)).

En este trabajo queremos investigar en qué medida la alineación que observamos a tiempo presente entre los filamentos cósmicos y el MA de los halos queda establecida durante las primeras etapas de formación de estructuras, es decir, en el régimen lineal. Por otro lado, queremos ver de qué modo correlacionan los apartamientos entre la alineación predicha y la medida con el crecimiento del MA en las etapas finales, cuando ya no se espera que los halos sigan las predicciones de la TTT. Por ello, nuestro análisis se diferencia de estudios previos en dos aspectos importantes. En primer lugar, seguimos la evolución del MA de los proto-halos, es decir del conjunto de todas las partículas de materia oscura asociadas a un halo a tiempo presente. En segundo lugar, definimos las direcciones preferenciales de la red cósmica (en este caso, de los filamentos) sólo para el corrimiento al rojo $z = 0$. Esto fija la orientación de la estructura en gran escala y simplifica drásticamente el problema, ya que de este modo cualquier variación en la alineación

MA-filamento sólo puede deberse a cambios la dirección del MA de los proto-halos.

Concretamente, este Capítulo aborda las siguientes preguntas:

- ¿Cuál es la predicción de la TTT para la alineación entre el MA de los halos y los filamentos en que habitan a tiempo presente?
- ¿Cómo afecta esta alineación el crecimiento del MA post-TTT?
- Y, en el mismo contexto, ¿existe una correlación entre el crecimiento del MA y su alineación con los filamentos?

Para responder a estas preguntas, en la primera parte analizamos las propiedades de halos de materia oscura identificados mediante un algoritmo *Friends of Friends* (FoF) en una simulación de gran volumen y alta resolución. Para trazar su evolución, seguimos hacia atrás en el tiempo las partículas asociadas a cada sistema y estudiamos cómo varía la orientación de su MA con respecto a la dirección de los filamentos a $z = 0$. Limitamos nuestro análisis a esta clase de entornos porque contienen la mayoría de los halos y son fácilmente identificables, tanto en simulaciones cosmológicas como en observaciones (e.g. [Cautun et al., 2014](#); [Libeskind et al., 2018](#)).

En la segunda parte del trabajo estudiamos si existe correlación entre la alineación MA-filamento y la magnitud del crecimiento del MA. Para esto, dividimos los halos en categorías de acuerdo al crecimiento neto de MA que experimentan a lo largo de su historia de formación y comparamos la alineación típica de cada muestra con los filamentos cósmicos. Este análisis está motivado por los resultados de [López et al. \(Capítulo 2\)](#), en donde encontramos una relación clara entre nuestra clasificación y el modo en que los halos se agrupan y orientan con respecto a la estructura en gran escala. En sistemas en los que el MA crece por encima de la mediana, éste se orienta preferentemente perpendicular a la dirección principal de la distribución de materia que los contiene. Por el contrario, los halos que experimentan un crecimiento del MA menor a la mediana tienen su MA típicamente alineado con la estructura circundante.

Este Capítulo está organizado de la siguiente manera: en la [Sección 3.2](#) describimos la simulación numérica, las propiedades de los halos y el método que utilizamos para identificar los filamentos cósmicos; en la [Sección 3.3](#) mostramos la evolución temporal de la alineación MA-filamento para todos los halos de la población y, específicamente, la discrepancia entre las predicciones de la TTT y las mediciones; en la [Sección 3.4](#) mostramos que, en efecto, el crecimiento del MA de los halos correlaciona de manera

significativa con la alineación MA-filamento; finalmente, en la [Sección 3.5](#), resumimos nuestros principales resultados, exploramos las posibles causas de las tendencias observadas y discutimos brevemente sus implicancias.

3.2. Métodos

3.2.1. Simulación numérica e identificación de halos

Para realizar nuestro análisis utilizamos la misma simulación numérica cosmológica que presentamos en el [Capítulo 2](#). Brevemente, implementamos el código GADGET 2 ([Springel, 2005](#)) para seguir la evolución de 1600^3 partículas de materia oscura fría en una caja periódica de $400 h^{-1} \text{Mpc}$ de lado, cada una con una masa $m_p = 1,18219 \times 10^9 h^{-1} M_\odot$. Las condiciones iniciales se generaron en $z = 80$ y guardamos 205 salidas o *snapshots* hasta $z = 0$, es decir, el tiempo presente. Los parámetros cosmológicos, tomados de [Planck Collaboration et al. \(2020\)](#), consisten en una densidad de materia $\Omega_m = 1 - \Omega_\Lambda = 0,315$, donde Ω_Λ es la parámetro de densidad de la energía oscura, constante de Hubble $H_0 = 67,4 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ y parámetro de normalización $\sigma_8 = 0,811$.

En la salida final de la simulación identificamos $\sim 6,8 \times 10^6$ halos de materia oscura mediante un algoritmo estándar FoF ([Davis et al., 1985](#)), con una longitud de percolación de 0,17 veces la separación media entre partículas. La masa de cada sistema está determinada por el número total de partículas que lo componen multiplicado por m_p . De esta población, seleccionamos los halos cuya masa está dentro del rango 3×10^{11} a $3 \times 10^{13} h^{-1} M_\odot$. El resultado es una muestra de $\sim 6,3 \times 10^5$ halos con un número mínimo de 250 partículas, una cantidad suficiente para evitar sesgos en la determinación de ciertas propiedades dinámicas (por ej. ver [Paz et al., 2006](#); [Bett et al., 2007](#)).

Como se dijo en la [Sección 3.1](#), estamos interesados en seguir la evolución de los halos desde un enfoque lagrangiano. Por ello, tal como hicimos en el [Capítulo 2](#), estudiamos los proto-halos o “parches lagrangianos”. Cada proto-halo es un sistema de masa constante formado por todas las partículas asociadas a un dado grupo FoF. El seguimiento de estas partículas a lo largo de diferentes salidas es posible gracias al *ID*, una número entero único asignado a cada partícula que se mantiene constante a lo largo de toda la simulación. De este modo, para cada halo FoF que definimos a $z = 0$ podemos construir la historia del correspondiente proto-halo siguiendo sus partículas hacia atrás en el tiempo y calculando en cada paso temporal las propiedades del sistema.

La [Figura 3.1](#) ilustra dos ejemplos de proto-halos. Podemos ver, de izquierda a derecha, la distribución de partículas en las condiciones iniciales ($z = 80$), en dos corrimientos al rojo intermedios ($z = 3,6$ y $z = 0,5$) y a tiempo presente ($z = 0$). En general, los parches lagrangianos son sistemas más o menos compactos como el que se observa en la fila superior. Sin embargo, una fracción de halos se forma a partir del colapso de parches extendidos y en ocasiones fragmentados, como el de la fila inferior. A fin de estimar el efecto de estas diferencias en nuestro análisis, decidimos investigar el número de proto-halos “extendidos”, es decir, los sistemas en los que al menos la mitad de las partículas en las condiciones iniciales se encuentra a una distancia del centro de masa mayor al radio equivalente R_{eq} (círculo de trazos en la [Figura 3.1](#)). Este radio corresponde al de una esfera homogénea que encierra una masa igual a la del halo. La fracción de proto-halos extendidos es menor al $\sim 5\%$ en la muestra que consideramos aquí, y este porcentaje disminuye a medida que tomamos halos de mayor masa. Sin embargo, la evolución de estos sistemas puede diferir considerablemente de las tendencias medianas que veremos en las Secciones que siguen, de modo que vamos a investigar este tema con mayor detalle en trabajos futuros.

3.2.2. Forma y MA de los proto-halos

El principal objetivo de este Capítulo es investigar la evolución de la dirección del MA de los proto-halos, pero también resulta interesante analizar de qué modo varía con el tiempo la orientación de su forma. Al igual que en el [Capítulo 2](#), definimos el MA de un proto-halo al tiempo t como:

$$\mathbf{J}(t) = m_p \sum_{\alpha=1}^{N_h} \mathbf{x}_\alpha(t) \times \mathbf{v}_\alpha(t),$$

donde $\mathbf{x}_\alpha(t)$ y $\mathbf{v}_\alpha(t)$ denotan, respectivamente, los vectores de desplazamiento y velocidad de la α -ésima partícula con respecto al centro de masa del proto-halo en el tiempo t .

Por otro lado, la forma de los proto-halos puede ser caracterizada en cada paso temporal t a partir del tensor de inercia de la distribución de sus partículas, es decir:

$$I_{ij}(t) = m_p \sum_{\alpha=1}^{N_h} x_{\alpha,i}(t) x_{\alpha,j}(t),$$

donde N_h es el número de partículas del sistema y $x_{\alpha,i}(t)$ representa la i -ésima componente del vector de desplazamiento de la α -ésima partícula con respecto al centro de

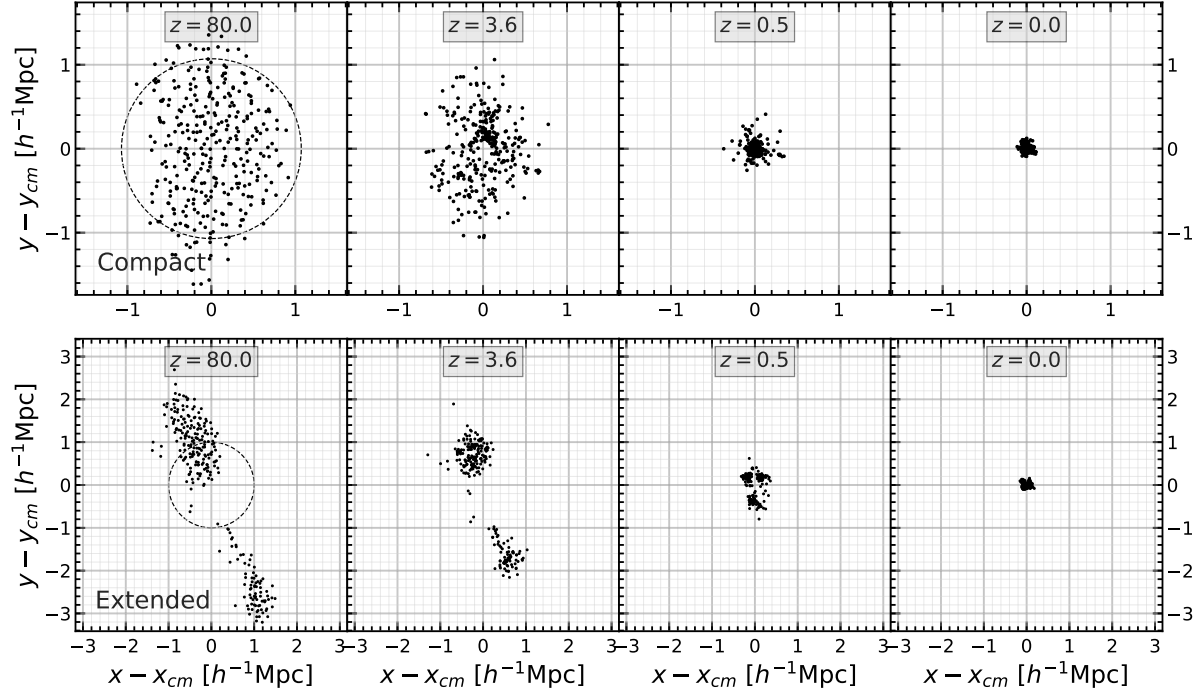


Figura 3.1: Ilustración de la evolución de dos proto-halos con una masa similar $M \sim 3,5 \times 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$. Un proto-halo o parche lagrangiano consiste en el conjunto de partículas asociadas a un dado halo a tiempo presente. La Figura muestra la distribución de partículas de dos proto-halos para corrimientos al rojo $z = 80, 3,6, 0,5$ y 0 , de izquierda a derecha, centradas en la posición de su centro de masa en cada momento. La mayoría de los proto-halos son compactos, similares al que se muestra en la fila superior. Sin embargo, una pequeña fracción pueden ser sistemas extendidos e incluso fragmentados, como el proto-halo de la fila inferior. Los círculos de trazos en $z = 80$ muestran R_{eq} , el radio de una esfera homogénea que encierra la misma masa del objeto. Nótese que los ejes en las dos filas tienen diferentes rangos. Figura extraída de López et al. (2021).

masa en el tiempo t . Recordemos que, para cada proto-halo, independientemente del momento de su evolución, la suma se realiza sobre el mismo conjunto de partículas. A continuación diagonalizamos el tensor de inercia y obtenemos los autovectores $\hat{\mathbf{i}}_1(t)$, $\hat{\mathbf{i}}_2(t)$ e $\hat{\mathbf{i}}_3(t)$, cuya dirección corresponde a los ejes mayor, intermedio y menor del proto-halo al tiempo t , respectivamente.

3.2.3. Identificación de la red cósmica

Para identificar los diferentes entornos de la red cósmica (nodos, filamentos, paredes y vacíos) utilizamos el código NEXUS+ (Cautun et al., 2013), una versión mejorada del *Multiscale Morphology Filter* introducido en Aragón-Calvo et al. (2007a). En este trabajo estamos interesados únicamente en los halos que habitan en entornos de tipo filamento, y

en particular en las direcciones preferenciales de la distribución de materia local. Para dar cuenta del carácter jerárquico de la red cósmica, NEXUS+ implementa un método multi-escala que permite detectar tanto estructuras prominentes como tenues. Este enfoque lo vuelve ideal para nuestro análisis, ya que tiene dos ventajas en comparación a otros identificadores. En primer lugar, NEXUS+ devuelve una muestra insesgada y completa de filamentos, desde las gruesas “arterias” que alimentan los nodos hasta los delgados “senderos” que se entrecruzan en las regiones subdensas. En segundo lugar, el método se adapta automáticamente al tamaño característico del entorno. Por ejemplo, para un dado halo, las direcciones preferenciales del filamento en que habita se determinan localmente considerando la escala en la que el carácter filamentoso de la distribución de materia es más pronunciado. Para un estudio detallado de las propiedades de los filamentos NEXUS+ y de su población de halos y galaxias, véase [Cautun et al. \(2014\)](#), ver también [Ganeshiah Veena et al. 2018, 2019](#); [Hellwing et al. 2020](#)). Se puede encontrar una comparación detallada de los resultados de NEXUS+ con otros identificadores en [Libeskind et al. \(2018\)](#).

NEXUS+ toma como entrada un cierto campo trazador de la estructura en gran escala. En nuestro caso utilizamos el campo de densidad a $z = 0$, que determinamos sobre una grilla cúbica de 800^3 divisiones, es decir, con celdas de $0,5 h^{-1}$ Mpc de lado. Para calcular la densidad proyectamos la distribución de partículas sobre la grilla mediante el esquema de interpolación *cloud in cell*. En un primer paso, NEXUS+ suaviza el campo de densidad utilizando un filtro de tipo *log-gaussian*, es decir, un suavizado gaussiano sobre el logaritmo de la densidad. Este tipo de filtros permite una mejor identificación de la estructura en gran escala y devuelve entornos más robustos (consultar, por ejemplo, las Figuras 4 y 5 en [Cautun et al. 2013](#)). Ahora bien, para dar cuenta de la naturaleza jerárquica de la red cósmica, NEXUS+ realiza el suavizado en un conjunto de escalas R , desde $0,5$ hasta $4,0 h^{-1}$ Mpc, donde cada escala es un factor $\sqrt{2}$ mayor a la anterior. Este método constituye el paso clave que permite que NEXUS+ identifique filamentos en un amplio rango de tamaños característicos (por ej. ver [Cautun et al., 2014](#)).

A continuación, para cada escala de suavizado R , NEXUS+ calcula el hessiano del campo de densidad suavizado y utiliza sus autovalores, $\lambda_1 \leq \lambda_2 \leq \lambda_3$, para determinar un valor \mathcal{S}_R en cada celda que caracteriza el entorno local. Los detalles de este cálculo se pueden encontrar en [Cautun et al. \(2013\)](#). Cualitativamente, un valor alto de \mathcal{S} para una celda de tipo filamento se obtiene cuando la materia circundante colapsa en dos direcciones, es decir, $\lambda_1 \simeq \lambda_2 < 0$, y cuando la variación de la densidad a lo largo

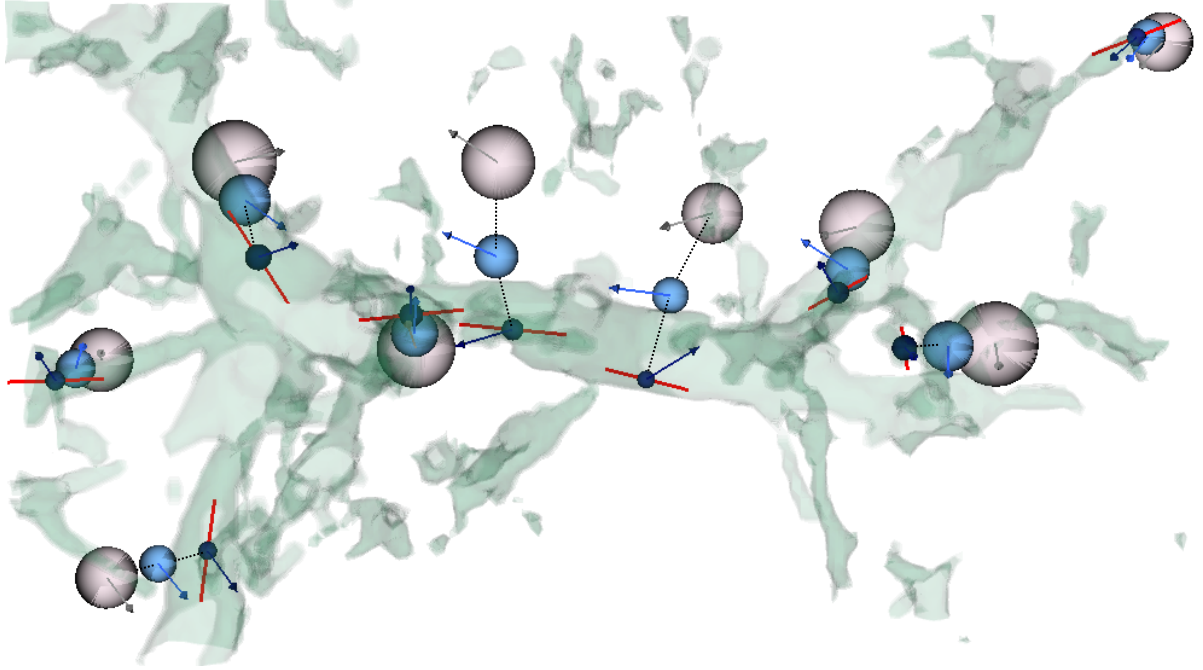


Figura 3.2: Ilustración de los filamentos (región sombreada en verde) en un pequeño volumen de nuestra simulación ($35 \times 85 h^{-2} \text{Mpc}^2$ de área y $15 h^{-1} \text{Mpc}$ de profundidad). Las esferas muestran un subconjunto de los (proto-)halos que habitan en dicha región. Las esferas pequeñas de color azul oscuro muestran la posición de cada halo a $z = 0$, mientras que las esferas de color azul claro y blanco representan la posición de los correspondientes proto-halos para corrimientos al rojo $z = 1,4$ y $z = 80$, respectivamente. Algunas de las esferas están conectados por una línea de puntos para resaltar mejor la historia del sistema. Las flechas indican la dirección del MA, mientras que el segmento de color rojo muestra la orientación de la espina del filamento en la posición final de cada halo. Figura extraída de López et al. (2021).

de la tercera dirección es pequeña en comparación con el cambio en las otras, es decir $|\lambda_1| \simeq |\lambda_2| \gg |\lambda_3|$. En este caso, los tres autovectores de la matriz hessiana, \hat{e}_1 , \hat{e}_2 y \hat{e}_3 , determinan las direcciones de colapso en esa posición y constituyen lo que llamaremos las direcciones preferenciales o ejes del filamento.

Estas direcciones están relacionadas con el aspecto visual de los filamentos. Las celdas que son clasificadas de este modo están típicamente inmersas en un campo de densidad cuya geometría tiene la forma de un punto de ensilladura, y cada autovector apunta en una de las tres direcciones características. El primer eje de colapso, \hat{e}_1 , indica la dirección de máxima compresión y es aproximadamente perpendicular al plano de la pared en la que está inmerso el filamento. La orientación de \hat{e}_3 corresponde a la espina del filamento: la dirección que presenta la menor cantidad de compresión gravitacional, a lo largo de

la cual la materia fluye hacia los nodos de la red cósmica. Finalmente, el eje \hat{e}_2 puede interpretarse como la dirección que, junto con \hat{e}_3 , define el plano de la pared en la que habita el filamento; \hat{e}_2 apunta en la dirección de influencia gravitacional intermedia, a lo largo de la cual la materia fluye desde la pared hacia el propio filamento.

En el último paso, NEXUS+ combina los valores característicos \mathcal{S}_R de todos los suavizados para obtener una estimación del entorno independiente de la escala. En cada posición, esta estimación corresponde al valor más grande de \mathcal{S}_R , es decir, $\max(\mathcal{S}_R)$. Lo que motiva este paso es el hecho de que un filamento de un dado grosor es más fácil de identificar cuando se suaviza la densidad en una escala del mismo tamaño. Para evitar identificaciones espurias, las celdas cuyo valor característico final queda por debajo de un cierto umbral son rechazadas como filamentos, quedando la posibilidad de que sean clasificadas como paredes o vacíos. Finalmente, las direcciones preferenciales de cada filamento corresponden a los autovectores de la escala asociada a $\max(\mathcal{S}_R)$.

Para comparar estas direcciones con el MA y la forma de los (proto-)halos, a cada sistema le asignamos el entorno cósmico correspondiente a la celda de la grilla en la que se encuentra su centro de masa a $z = 0$. Es importante remarcar que este paso sólo se realiza considerando la distribución de halos a tiempo presente. De este modo, las propiedades de los proto-halos, independientemente del paso temporal en que se encuentren, se comparan con las direcciones preferenciales de los filamentos que corresponden a su posición final.

3.3. Evolución de la alineación halo-filamento

En esta Sección presentamos la evolución de la orientación de la forma y el MA de los proto-halos con respecto a los filamentos cósmicos. Adicionalmente, mostramos cómo cambia la dirección del campo de mareas en gran escala entre las condiciones iniciales y el tiempo presente. Antes, veamos una descripción general del proceso de análisis y una breve discusión de las razones detrás de la elección de nuestros métodos.

3.3.1. Resumen del análisis

Como ya hemos dicho, una diferencia importante entre nuestro trabajo y otros estudios previos es que comparamos los proto-halos con los filamentos en que habitan a tiempo presente. La principal motivación detrás de este enfoque es distinguir claramente la evolución de las propiedades de los proto-halos de la variación en las características de su entorno. Para comprender mejor este aspecto, en la [Figura 3.2](#) presentamos la

distribución de celdas clasificadas como filamentos (región de color verde) en un pequeño volumen de nuestra simulación a $z = 0$. La mayor parte de esta estructura se encuentra en su lugar desde $z \sim 2$, con la diferencia de que, para corrimientos al rojo más altos, se observa una fracción creciente de filamentos tenues alrededor (ver Figura 21 en [Cautun et al., 2014](#)).

Para ilustrar la evolución de los proto-halos en este contexto, la [Figura 3.2](#) también muestra, mediante esferas azules, celestes y blancas, la posición de los centros de masa de un pequeño subconjunto de objetos en tres corrimientos al rojo, $z = 0, 1,4$ y 80 , respectivamente ¹. Las flechas que salen desde los centros de las esferas indican la dirección del MA del sistema en ese instante, mientras que el segmento rojo representa la orientación de la espina del filamento en que los halos habitan a tiempo presente.

Vale la pena señalar que los proto-halos cambian significativamente su posición a lo largo del tiempo. Para corrimientos al rojo altos, la mayoría de los sistemas se ubican en entornos de tipo pared, donde la masa fluye principalmente desde los vacíos cósmicos, es decir, en la dirección perpendicular al plano de la pared. Sin embargo, a medida que pasa el tiempo surge un número creciente de regiones de mayor densidad, como filamentos y cúmulos, y los proto-halos comienzan a moverse principalmente hacia los nodos de la red cósmica a lo largo de la espina de los filamentos ([Wang & Kang, 2018](#)). Por otro lado, un mismo entorno puede variar con el tiempo, de modo que es posible que un proto-halo habite en un filamento con diferentes direcciones preferenciales en distintos momentos. Como advertimos en la [Sección 3.1](#), estas cuestiones dificultan la interpretación de las señales de alineación en el marco de la TTT. Dado que en este trabajo estamos interesados en comprender mejor los procesos físicos subyacentes, preferimos reducir la complejidad del problema manteniendo fijos tantos aspectos del análisis como sea posible. Por este motivo, queremos poner énfasis en que la identificación de entornos sólo se realiza en $z = 0$ y, en consecuencia, los ejes de los filamentos, \hat{e}_1 , \hat{e}_2 y \hat{e}_3 , siempre corresponden a las direcciones preferenciales de la distribución de materia a tiempo presente.

En resumen, la [Figura 3.2](#) permite visualizar el método que utilizamos para realizar nuestro análisis:

1. Identificamos halos a tiempo presente mediante un algoritmo FoF (esferas azules)

¹El radio de cada esfera no guarda relación con el tamaño verdadero del proto-halo. Sólo sirve para expresar el hecho de que, en coordenadas comóviles, los parches lagrangianos se vuelven más extendidos a medida que miramos atrás en el tiempo

y determinamos su forma y MA.

2. Seguimos las partículas de los halos hacia atrás en el tiempo y calculamos las propiedades de los correspondientes proto-halos (esferas celestes y blancas).
3. Identificamos filamentos a tiempo presente a través de NEXUS+ (regiones de color verde) y definimos sus direcciones preferenciales (el segmento rojo representa la espina del filamento en la posición de cada halo).

Para estudiar la alineación entre el MA de los (proto-)halos y los filamentos definimos el ángulo $\theta(t)$ entre la dirección $\hat{\mathbf{J}}(t)$ de cada sistema en diferentes pasos temporales y la orientación de los ejes $\hat{\mathbf{e}}_i$, con $i = 1, 2, 3$. Esto se obtiene a través del valor absoluto del producto escalar:

$$\cos(\theta_{\hat{\mathbf{J}}, \hat{\mathbf{e}}_i}) = |\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_i|,$$

donde omitimos la dependencia temporal para simplificar la notación. Tomamos el valor absoluto ya que los filamentos tienen una orientación pero no un sentido, es decir, tanto $\hat{\mathbf{e}}_i$ como $-\hat{\mathbf{e}}_i$ representan la misma dirección. Seguimos el mismo procedimiento para determinar la alineación entre la forma de los (proto-)halos y los filamentos, pero en este caso calculamos el producto escalar $|\hat{\mathbf{i}}_i \cdot \hat{\mathbf{e}}_i|$, donde $\hat{\mathbf{i}}_1$, $\hat{\mathbf{i}}_2$ y $\hat{\mathbf{i}}_3$ representan los autovectores del tensor de inercia (ver Eq. 2.1).

Nuestro objetivo es caracterizar estadísticamente la alineación MA-filamento para (proto-)halos en diferentes rangos de masa y corrimientos al rojo. La manera ideal de hacer esto es determinando la función de densidad de probabilidad (PDF, por las siglas en inglés de *probability density function*) del producto escalar entre el MA y las direcciones preferenciales de los filamentos, y comparar estos resultados con la distribución esperada para orientaciones aleatorias. Sin embargo, en muchos casos, la dimensionalidad del problema dificulta la comparación de todas las PDF. Analizando la forma de estas distribuciones encontramos, como muchos autores, que la mediana es de hecho suficiente para estimar el grado de alineación. Por lo tanto, para estudiar relaciones como la dependencia del ángulo θ con la masa o el corrimiento al rojo, decidimos caracterizar cada PDF en términos de su valor mediano. Para evaluar la robustez de estas estimaciones, también calculamos una incerteza del 68% en la determinación de la mediana. Para ello seguimos un método de tipo *bootstrap*: dado un intervalo de masa y un cierto corrimiento al rojo, realizamos 50 remuestreos aleatorios de los halos y calculamos la mediana de cada distribución. Luego, el valor medio y la desviación estándar de la distribución de medianas constituyen, respectivamente, nuestra medida de la alineación y su incerteza.

3.3.2. Alineación forma-filamento

En la [Figura 3.3](#) presentamos la evolución de la alineación entre la forma de los proto-halos y la espina de los filamentos en función de la masa de los halos. Cada panel, de izquierda a derecha, muestra la mediana del coseno del ángulo entre los ejes mayor, intermedio y menor de los proto-halos y la dirección $\hat{\mathbf{e}}_3$ de los filamentos en los que habitan a tiempo presente. Cada curva corresponde a la forma de los proto-halos en un corrimiento al rojo diferente, como se indica en la etiqueta a su izquierda.

Para $z = 0$ vemos que la alineación mediana entre el eje mayor y la espina de los filamentos crece con la masa, de $|\hat{\mathbf{i}}_1 \cdot \hat{\mathbf{e}}_3| \sim 0,6$ a $\sim 0,8$. En cualquier caso, los valores por encima de 0,5 indican que el eje mayor está típicamente alineado con la espina de los filamentos. La dependencia de esta señal con la masa es consistente con estudios previos (ver por ej. [Aragón-Calvo et al., 2007b](#); [Hahn et al., 2007a](#); [Shao et al., 2016](#); [Ganeshiah Veena et al., 2018](#)). En el caso del eje intermedio, su orientación con respecto a $\hat{\mathbf{e}}_3$ es aleatoria para masas bajas y ligeramente perpendicular para masas altas. Por su parte, el eje menor apunta típicamente en alguna dirección perpendicular a la espina del filamento. Al igual que ocurre con el eje mayor, esta tendencia se hace más fuerte a medida que aumenta la masa. La configuración a tiempo presente entre la forma de los halos y los filamentos se puede entender como una consecuencia del proceso de acreción anisotrópica que ocurre durante las etapas finales de formación: la mayor parte de la materia que los proto-halos acumulan proviene de la dirección a lo largo de la espina de los filamentos ([Libeskind et al., 2014](#); [Kang & Wang, 2015](#); [Shao et al., 2018](#)).

Al analizar la alineación para corrimientos al rojo más altos encontramos una variación importante en la orientación de la forma de los proto-halos. En las condiciones iniciales, el eje mayor de los parches lagrangianos muestra una fuerte tendencia a orientarse de manera perpendicular a la espina de los filamentos. Esta señal es prácticamente independiente de la masa de los halos. Para la misma época, el eje menor de los proto-halos está fuertemente alineado con $\hat{\mathbf{e}}_3$, con un valor medio $|\hat{\mathbf{i}}_3 \cdot \hat{\mathbf{e}}_3| \sim 0,9$. Esto significa que alrededor de la mitad de los proto-halos en las condiciones iniciales presenta una desviación entre su eje menor y la espina de los filamentos de menos de $\sim 25^\circ$.

La configuración entre los ejes de forma de los parches lagrangianos a $z = 80$ y los filamentos es, en gran medida, una manifestación de la correlación entre el tensor de inercia de los proto-halos y el campo de mareas circundante durante el régimen lineal ([van de Weygaert & Bertschinger, 1996](#); [Porciani et al., 2002b](#); [Rossi, 2013](#)). Por un lado, como

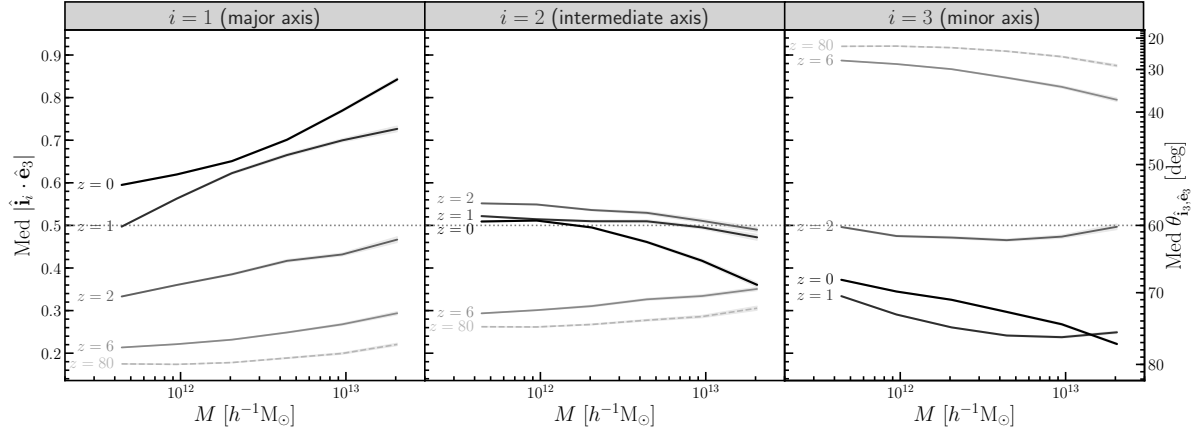


Figura 3.3: Mediana del coseno del ángulo entre los ejes mayor, intermedio y menor de los proto-halos y la espina de los filamentos, $\hat{\mathbf{e}}_3$, en función de la masa de los halos. Las curvas en cada panel corresponden a la forma de los proto-halos en diferentes corrimientos al rojo, como lo indica la etiqueta a su izquierda. La región sombreada alrededor de las curvas representa la incerteza del 68 % en la determinación de la mediana. Este intervalo es típicamente pequeño y aproximadamente del ancho de la propia curva. La línea punteada horizontal muestra el valor esperado si la forma de los proto-halos se orienta de manera aleatoria con respecto a los filamentos. Figura extraída de López et al. (2021).

veremos en la [Subsección 3.3.3](#), los filamentos a $z = 0$ están fuertemente alineados con el campo de mareas inicial. Por el otro, es el efecto acumulado del campo de mareas entre las condiciones iniciales y el tiempo presente lo que determina las direcciones de compresión o expansión gravitatoria y, por lo tanto, cabe esperar que resulte determinante en la evolución de la forma de los parches lagrangianos.

De este modo, los resultados de la [Figura 3.3](#) muestran cómo los proto-halos reorientan su forma a medida que colapsan. La dirección del eje mayor pasa suavemente de ser preferentemente perpendicular a $\hat{\mathbf{e}}_3$ estar principalmente alineada. El cambio de tendencia ocurre entre $z \sim 1$ y 2, dependiendo de la masa de los halos. Una evolución análoga y opuesta se observa en la orientación del eje menor, que está típicamente alineado a $\hat{\mathbf{e}}_3$ antes de $z \sim 2$ y luego presenta configuraciones perpendiculares. Sin embargo, en este caso la señal más fuerte (es decir, la mediana más alejada de las orientaciones aleatorias) no ocurre en $z = 0$, sino alrededor de $z \sim 1$.

La evolución de la alineación $\hat{\mathbf{i}}_3 - \hat{\mathbf{e}}_3$, especialmente durante las etapas finales, podría ser consecuencia del efecto que los torques de marea que ejerce la estructura circundante tienen sobre la orientación de los proto-halos. Por otro lado, también podría estar relacionada con variaciones en la forma de los parches lagrangianos durante su colapso y en etapas posteriores. En este sentido, sería interesante analizar cómo cambian ciertas

propiedades internas de los proto-halos a lo largo del tiempo, como por ejemplo sus parámetros de forma, concentración y dispersión de velocidades. Un estudio de estas características está más allá del alcance de la presente tesis, por lo que abordaremos el tema en trabajos futuros (ver por ej. [Hellwing et al., 2020](#)).

3.3.3. Alineación campo de mareas-filamento

Uno de los ingredientes clave en la TTT es la orientación del campo de mareas alrededor de los proto-halos. Como se explica en el [Capítulo 1](#), el modelo establece que el MA se origina a partir de la desalineación entre la forma de los parches lagrangianos y el campo de mareas que producen las perturbaciones de densidad vecinas. Estas cantidades están representadas en la ecuación (1.29) por el tensor de inercia, I_{lk} , y el tensor de mareas o *tidal shear*, T_{jl} . La implementación de la aproximación lineal en la formulación estándar de la TTT implica que la interacción entre I_{lk} y T_{jl} no depende del tiempo y, por lo tanto, que la dirección del MA debe mantenerse invariante.

Para poner a prueba esta suposición, quisiéramos saber qué tan rápido cambia la orientación del tensor de inercia y del campo de mareas. Por otro lado, nos gustaría cuantificar la correlación entre los filamentos y el campo de mareas, tanto en las condiciones iniciales como a tiempo presente. La evolución de la forma de los proto-halos ya fue analizada en la [Subsección 3.3.2](#). En esta Sección estudiamos la variación del campo de mareas halo-céntrico entre $z = 80$ y $z = 0$ en relación a las direcciones preferenciales de los filamentos.

Primero, notemos que la escala en la que el campo de mareas tiene un efecto relevante sobre la adquisición de MA corresponde aproximadamente al tamaño de cada proto-halo (ver por ej. [White, 1984](#); [Porciani et al., 2002a](#)). Teniendo esto en cuenta, decidimos implementar un suavizado adaptativo para determinar el campo de mareas en la posición del centro de masa de cada sistema. Estudiamos dos épocas: las condiciones iniciales y el tiempo presente. En el primer caso utilizamos una escala $R_h = 2R_{\text{eq}}$, donde R_{eq} corresponde al radio de una esfera homogénea que encierra una masa igual a la del proto-halo. Para $z = 0$, siguiendo a [Libeskind et al. \(2014\)](#), la escala de suavizado es $R_h = 4R_{200}$, donde R_{200} es la distancia desde el centro de masa del halo que encierra una sobredensidad esférica 200 veces mayor que la densidad media de la simulación.

Para obtener el campo de mareas, primero determinamos el campo de densidad, $\rho(\mathbf{x})$, sobre una grilla regular de 800^3 celdas utilizando el método de interpolación *cloud in cell*. A continuación, suavizamos el campo de densidad mediante la aplicación de filtros

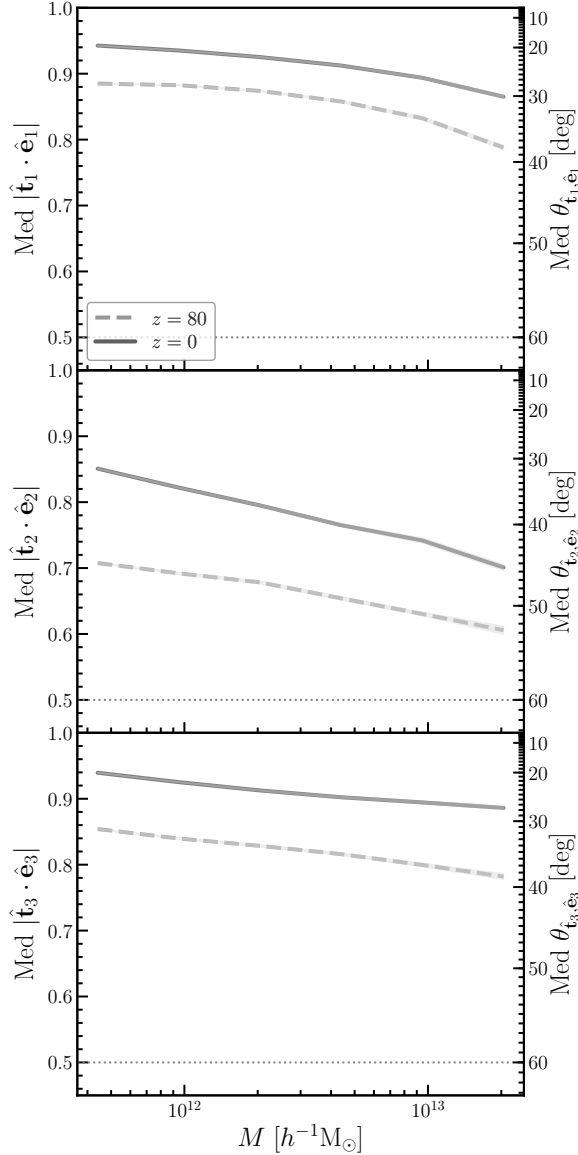


Figura 3.4: Mediana del coseno del ángulo entre los ejes del tensor de mareas, $\hat{\mathbf{t}}_i$, y las direcciones preferenciales de los filamentos a tiempo presente, $\hat{\mathbf{e}}_i$, con $i = 1, 2, 3$, en función de la masa de los halos. El tensor de mareas se calcula en la posición del centro de masa de cada halo a $z = 0$ (curvas sólidas) y de los correspondientes proto-halos a $z = 80$ (curvas de trazos). La línea punteada horizontal muestra el valor esperado si $\hat{\mathbf{t}}_i$ se orienta de manera aleatoria con respecto a $\hat{\mathbf{e}}_i$. Figura extraída de López et al. (2021).

gaussianos con diferentes radios R_s . Luego, para cada campo de densidad suavizado, invertimos en el espacio de Fourier la Ecuación de Poisson en coordenadas físicas, $\nabla^2 \phi = 4\pi G \rho$, y así calculamos el potencial gravitacional ϕ . Esto permite estimar el tensor de mareas en la posición de cada celda de la grilla como:

$$T_{jl} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^j \partial x^l}.$$

De este modo, generamos un conjunto de mediciones $T_{jl}(\mathbf{x}, R_s)$. Para obtener un catálogo halo-céntrico de este tensor, a cada sistema le asignamos el valor de T_{jl} de la celda a la que pertenece su centro de masa y del radio de suavizado más cercano a su tamaño característico R_h . Por último, diagonalizamos el tensor de mareas halo-céntrico y obtenemos

los autovalores λ_i , así como los autovectores correspondientes $\hat{\mathbf{t}}_i$, con $i = 1, 2, 3$.

En la [Figura 3.4](#) presentamos la alineación entre el tensor de mareas y las direcciones preferenciales de los filamentos. Cada curva representa la mediana de $|\hat{\mathbf{t}}_i \cdot \hat{\mathbf{e}}_i|$, para $i = 1, 2, 3$, en función de la masa de los halos. Con el fin de analizar cómo cambia esta relación con el tiempo, consideramos el tensor de mareas en las condiciones iniciales (curvas de trazos) y a tiempo presente (curvas continuas).

El resultado más evidente de la Figura es que existe una fuerte correlación entre el campo de mareas y los filamentos. Para $z = 0$, más del 50% de los halos habitan filamentos cuya primera dirección preferencial, $\hat{\mathbf{e}}_1$, se orienta a menos de 30° del eje principal de colapso del campo de mareas circundante. La alineación es aún más fuerte entre la espina de los filamentos, $\hat{\mathbf{e}}_3$, y el tercer eje de colapso del entorno, $\hat{\mathbf{t}}_3$. Aunque con una señal algo más débil, la alineación entre $\hat{\mathbf{e}}_2$ y $\hat{\mathbf{t}}_2$ también es significativa. Este resultado no es sorprendente, dado que los filamentos se forman precisamente por la acción de los campos de marea en gran escala ([van Haarlem & van de Weygaert, 1993](#); [van de Weygaert & Bertschinger, 1996](#); [van de Weygaert & Bond, 2008](#)). Las pequeñas desviaciones que observamos pueden deberse al hecho de que, en general, los filamentos y el campo de mareas fueron identificados utilizando diferentes escalas: mientras que NEXUS+ prioriza la anisotropía del entorno para decidir con qué suavizado determinar las direcciones preferenciales de los filamentos, nuestro tensor de mareas halo-céntrico depende del tamaño característico de cada proto-halo.

Cuando analizamos la orientación del tensor de mareas en las condiciones iniciales encontramos que, a pesar de encontrarse en una etapa completamente diferente, ya presenta una fuerte correlación con la dirección de los filamentos. Incluso para un corrimiento al rojo tan alto como $z = 80$, las señales de alineación mediana muestran que la mayoría de los proto-halos se ubica en regiones en donde el campo de mareas circundante tiene una orientación similar a la de los filamentos que se van a formar allí. Estos resultados indican que la dirección de los ejes de colapso $\hat{\mathbf{t}}_i$ permanece, en gran medida, invariante en el tiempo. Existe, de hecho, una evolución hacia configuraciones más alineadas con los filamentos. Sin embargo, esto es algo que debiéramos esperar, dado que las curvas continuas representan la alineación entre estructuras que no sólo están altamente correlacionadas, sino que además han sido identificadas en el mismo paso temporal y en base al mismo campo de densidad.

La estrecha correspondencia que muestra la [Figura 3.4](#), especialmente cuando se consideran los ejes $\hat{\mathbf{e}}_1$ y $\hat{\mathbf{e}}_3$, sugiere que es razonable usar las direcciones preferenciales de los

filamentos a tiempo presente como *proxy* de los ejes de colapso asociados al campo de mareas en gran escala. Por otro lado, la ausencia de cambios dramáticos en esta configuración parece indicar que las desviaciones respecto a la TTT están más probablemente asociadas a la evolución del tensor de forma de los proto-halos, especialmente luego del tiempo de *turnaround*.

3.3.4. Orientación del MA a tiempo presente

Ahora continuamos con el tema principal de nuestro estudio, la alineación entre el MA de los halos y los filamentos en los que habitan. En esta Sección vamos a analizar la configuración considerando los halos a tiempo presente. En la [Figura 3.5](#) presentamos las distribuciones de $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_i|$, con $i = 1, 2, 3$. Las curvas de diferentes colores muestran la dependencia de la señal de alineación con la masa de los halos, como se indica en la barra de color de la derecha.

Lo primero que notamos es que, en todos los paneles, la orientación del MA con respecto a los filamentos se desvía sólo ligeramente de una distribución uniforme (línea de puntos horizontal). Esto indica que, en general, el MA de los halos a tiempo presente sólo correlaciona débilmente con las direcciones $\hat{\mathbf{e}}_i$. La señal que vamos a estudiar constituye, de este modo, un pequeño exceso de configuraciones alineadas (es decir, una mayoría de halos con $\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_i > 0,5$) o perpendiculares (mayoría de valores $\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_i < 0,5$).

El panel derecho de la [Figura 3.5](#) muestra la orientación del MA con respecto a la espina de los filamentos. Vemos aquí una clara dependencia de la distribución de $\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_3$ con la masa de los halos. Para masas bajas, el MA está preferentemente alineado con la espina de los filamentos, mientras que para masas altas hay un claro exceso de configuraciones perpendiculares. Este aspecto de la alineación entre el MA y la red cósmica ha sido ampliamente analizado en los últimos años (e.g. [Aragón-Calvo et al., 2007b](#); [Paz et al., 2008](#); [Codis et al., 2012](#); [Libeskind et al., 2013](#); [Forero-Romero et al., 2014](#); [López et al., 2019](#)), y se suele entender como una manifestación del proceso de acreción anisotrópica secundaria ([Bertschinger, 1985](#)) al que se ven sometidos los halos en esta clase de entornos ([van Haarlem & van de Weygaert, 1993](#); [Ganeshiaiah Veena et al., 2018](#); [Wang & Kang, 2018](#)). La población de sistemas masivos está dominada por objetos que habitan cerca de los nodos y que, durante las etapas finales de formación, continúan acumulando material vigorosamente a lo largo de la espina de los filamentos. Esto conduce a un aumento neto del MA en el plano perpendicular a $\hat{\mathbf{e}}_3$. Por otro lado, una fracción de halos poco masivos reside en el centro de filamentos gruesos y de gran densidad, de modo que es posible que

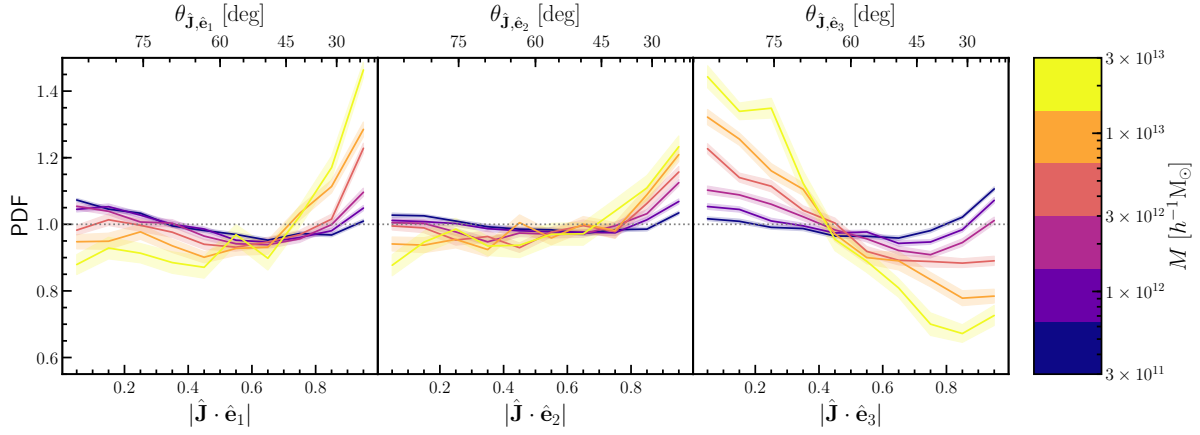


Figura 3.5: Distribución a tiempo presente del coseno del ángulo entre el MA de los halos, $\hat{\mathbf{J}}$, y los ejes preferenciales de los filamentos, $\hat{\mathbf{e}}_1$, $\hat{\mathbf{e}}_2$ y $\hat{\mathbf{e}}_3$. Los colores corresponden a muestras de halos en diferentes rangos de masa, como indica la barra de color de la derecha. Las líneas punteadas horizontales muestran la distribución esperada si el MA de los halos se orienta de manera aleatoria con respecto a los filamentos. El área sombreada alrededor de cada curva representa la incerteza del 68 con la que se puede distinguir cada distribución del caso aleatorio debido al tamaño de cada muestra. Figura extraída de López et al. (2021).

el poco material que acumulen llegue desde la dirección principal de colapso, $\hat{\mathbf{e}}_1$, y por lo tanto adquieran MA alineado con $\hat{\mathbf{e}}_3$.

Un marco teórico para entender la relación entre el MA y los filamentos fue propuesto en Laigle et al. (2015) y Codis et al. (2015), y se conoce como *anisotropic tidal torque theory* (ATTT). Allí se muestra que la dependencia de la alineación con la masa se puede derivar del campo de vorticidad producido por una implementación de la TTT restringida a regiones filamentosas. Este campo es octupolar, se orienta a lo largo de la espina de los filamentos en la vecindad de un punto de ensilladura y presenta sentidos opuestos entre octantes adyacentes. Los halos de baja masa se forman cerca de los puntos de ensilladura y, típicamente, ocupan uno sólo de estos octantes. Por lo tanto, adquieren MA coherente y alineado con el filamento. Los halos de mayor masa, por otro lado, generalmente se ubican lejos de los puntos de ensilladura y ocupan regiones lagrangianas que con frecuencia se extienden sobre octantes adyacentes. De este modo, el acoplamiento con el campo de vorticidad se ve menos favorecido y su MA crece preferentemente perpendicular al filamento.

En la Figura 3.5, si bien las distribuciones indican que la alineación $\hat{\mathbf{J}}\text{-}\hat{\mathbf{e}}_3$ aumenta a medida que disminuye la masa de los halos, la probabilidad de encontrar sistemas en configuraciones perpendiculares nunca cae por debajo de 1,0, el valor esperado para

orientaciones aleatorias. En efecto, para halos con masas menores a $\sim 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$, las distribuciones sobrepasan ligeramente la línea horizontal punteada en el extremo derecho del panel, lo que indica un ligero exceso de alineación. Sin embargo, esto también ocurre en el extremo izquierdo, de modo que se puede llegar a una conclusión similar respecto de las configuraciones perpendiculares. Esta sutil bimodalidad sugiere que nuestro análisis mezcla poblaciones de halos de baja masa que sufren procesos diferentes durante su evolución. En la siguiente Sección vamos a mostrar que, de hecho, esta bimodalidad se puede desacoplar parcialmente si, además de la masa de los halos, consideramos las desviaciones con respecto a las predicciones de la TTT.

Se puede realizar un análisis más detallado de estas tendencias observando la orientación del MA con respecto a $\hat{\mathbf{e}}_1$ y $\hat{\mathbf{e}}_2$. Las distribuciones correspondientes se muestran en los paneles de la izquierda y del centro de la [Figura 3.5](#), respectivamente. Ambas direcciones determinan el plano perpendicular a la espina de los filamentos en la posición de cada halo. Para sistemas de alta masa, $\hat{\mathbf{J}}$ se orienta preferentemente perpendicular a $\hat{\mathbf{e}}_3$ y, por lo tanto, está contenido en dicho plano, donde muestra cierta preferencia por apuntar en la dirección principal de colapso, $\hat{\mathbf{e}}_1$. En otras palabras, el MA de los halos masivos se orienta preferentemente a lo largo de la dirección normal a la pared que contiene el filamento. Los halos de baja masa muestran una alineación diferente, con su MA preferentemente perpendicular a $\hat{\mathbf{e}}_1$. Sin embargo, al igual que ocurre con las otras direcciones de colapso, la señal de alineación es considerablemente más débil que en el caso de los halos masivos.

La dependencia de la configuración MA-filamento con la masa de los halos se entiende mejor en la [Figura 3.6](#), donde mostramos la evolución de la alineación mediana para diferentes intervalos de masa. Si centramos nuestra atención en los resultados del panel inferior ($\hat{\mathbf{J}}\text{-}\hat{\mathbf{e}}_3$), vemos que la curva correspondiente a $z = 0$ es, en general, menor al valor esperado para orientaciones aleatorias, $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_3| = 0,5$, y que esta tendencia se hace más fuerte a medida que miramos masas más altas. En otras palabras, a tiempo presente, la perpendicularidad entre el MA y la espina de los filamentos aumenta con la masa de los halos. La proyección de la curva hacia masas menores que $\sim 3 \times 10^{11} h^{-1} M_{\odot}$, es decir, por debajo del rango que analizamos en este trabajo, permite especular con que existe una tendencia de los halos de masa baja a tener su MA preferentemente alineado con $\hat{\mathbf{e}}_3$. Los otros dos paneles ($\hat{\mathbf{J}}\text{-}\hat{\mathbf{e}}_1$ arriba y $\hat{\mathbf{J}}\text{-}\hat{\mathbf{e}}_2$ al medio) parecen corroborar esta idea.

Nuestros resultados acuerdan cualitativamente bien con trabajos anteriores (por ej. [Aragón-Calvo et al., 2007b](#); [Hahn et al., 2010](#); [Codis et al., 2012](#); [Forero-Romero et al.,](#)

2014). Sin embargo, la masa exacta de transición entre el exceso de configuraciones alineadas y perpendiculares puede variar hasta en un orden de magnitud, ya que depende sensiblemente del método de identificación de la red cósmica. Esta dispersión se debe, entre otras cosas, a la dependencia de la alineación con las propiedades de los filamentos (por ej. [Aragon-Calvo & Yang, 2014](#); [Ganeshiah Veena et al., 2018](#); [Ganeshiah Veena et al., 2021](#)), y al hecho de que cada identificador detecta poblaciones de filamentos ligeramente diferentes ([Libeskind et al., 2018](#)).

3.3.5. Evolución de la orientación del MA

Para comprender mejor cómo surge la configuración a tiempo presente, en la [Figura 3.6](#) se muestra la evolución de la alineación mediana entre el MA y las direcciones preferenciales de los filamentos. Las curvas en cada panel representan la mediana de $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_i|$ para 5 corrimientos al rojo diferentes entre $z = 80$ y $z = 0$. Las líneas de puntos horizontales en $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_i| = 0,5$ corresponden al valor esperado si el MA de los halos se orienta de manera aleatoria con respecto a los filamentos, es decir, representan el umbral entre configuraciones preferentemente perpendiculares (por debajo) o alineadas (por encima).

En primer lugar, notemos que el MA de los proto-halos en las condiciones iniciales ($z = 80$) correlaciona claramente con las direcciones preferenciales de los filamentos. En general, $\hat{\mathbf{J}}$ tiende a orientarse de manera perpendicular al primer eje, $\hat{\mathbf{e}}_1$. Esta señal es particularmente fuerte en el rango de masas bajas, donde la mediana es $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1| \sim 0,35$, lo cual corresponde a un ángulo de apartamiento de $\sim 70^\circ$. En relación a las otras dos direcciones, el MA típicamente se alinea con $\hat{\mathbf{e}}_2$ en masas altas y con $\hat{\mathbf{e}}_3$ en masas bajas. Esto ocurre porque la mediana de $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_2|$ aumenta de $\sim 0,52$ en masas bajas a $0,58$ en masas altas, mientras que la de $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_3|$ decrece de $\sim 0,6$ a $0,5$ en el mismo intervalo de masas.

Como vimos en la [Subsección 3.3.3](#), el campo de mareas inicial muestra un alto grado de correlación con los filamentos actuales. Esto significa que la alineación entre el MA inicial y las direcciones preferenciales de los filamentos es, en gran medida, similar a la que tiene con el campo de mareas inicial. De este modo, nuestros resultados son consistentes con los presentados en [Porciani et al. \(2002b\)](#), donde se señala que, dada la fuerte correlación en las condiciones iniciales entre la forma de los proto-halos y el tensor de mareas circundante, la TTT establece que el MA debe orientarse preferentemente perpendicular a $\hat{\mathbf{t}}_1$ y alineado con $\hat{\mathbf{t}}_2$ y $\hat{\mathbf{t}}_3$.

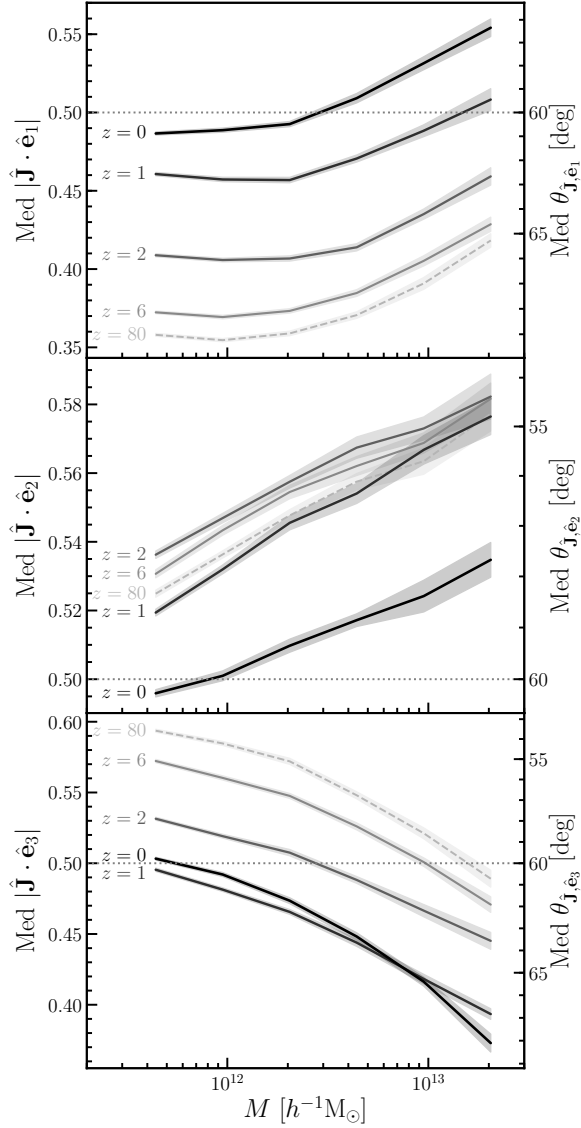


Figura 3.6: Mediana del coseno del ángulo entre el MA de los proto-halos y las direcciones preferenciales de los filamentos, $\hat{\mathbf{e}}_1$, $\hat{\mathbf{e}}_2$ y $\hat{\mathbf{e}}_3$, en función de la masa de los halos. Las curvas en cada panel corresponden al MA de los proto-halos en diferentes corrimientos al rojo, como lo indica la etiqueta a su izquierda. La región sombreada alrededor de las curvas representa la incerteza del 68% en la determinación de la mediana. La línea punteada horizontal muestra el valor esperado si el MA de los proto-halos se orienta de manera aleatoria con respecto a los filamentos. Figura extraída de López et al. (2021).

La Figura 3.6 muestra que la dirección del MA varía de manera considerable entre las condiciones iniciales y el tiempo presente. Esto significa que la TTT no explica la alineación MA-filamento a $z = 0$ y, por lo tanto, que otros mecanismos deben jugar un papel importante, especialmente los procesos no lineales que surgen en las etapas finales. De acuerdo al panel superior, estos mecanismos aumentan sistemáticamente el valor mediano de $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1|$ en todo el rango de masas, es decir, reorientan el MA de una fracción importante de sistemas hacia la dirección principal de colapso, $\hat{\mathbf{e}}_1$. En las condiciones iniciales, $\hat{\mathbf{J}}$ es fuertemente perpendicular a $\hat{\mathbf{e}}_1$, de modo que esta evolución conduce a un estado en el que los halos de masa baja mantienen sólo marginalmente la orientación perpendicular y los de masa alta pasan a estar ligeramente alineados. El hecho de que

las señales en $z = 0$ se encuentren tan cerca del valor asociado a orientaciones aleatorias plantea una pregunta interesante: ¿la evolución no lineal tiende simplemente a borrar la alineación inicial $\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1$ y a favorecer configuraciones aleatorias? ¿O es este resultado sólo una coincidencia, y si pudiéramos seguir evolucionando los halos hacia el futuro encontraríamos que $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1|$ continúa creciendo y que $\hat{\mathbf{J}}$ se alinea definitivamente con $\hat{\mathbf{e}}_1$?

Con respecto a $\hat{\mathbf{e}}_2$ (panel central), la evolución del MA es diferente. Para corrimientos al rojo $z \geq 2$, los mecanismos ajenos a la TTT apenas afectan la alineación mediana $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_2|$, que muestra un muy ligero crecimiento con el tiempo. Sin embargo, a partir de este punto la tendencia se invierte, el exceso de configuraciones $\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_2$ alineadas comienza a disminuir y, entre $z = 1$ y $z = 0$, los proto-halos parecen tender a orientar su MA de manera casi aleatoria.

En relación a $\hat{\mathbf{e}}_3$, es decir, la espina de los filamentos (panel inferior), el MA muestra una clara evolución hacia valores más pequeños de $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_3|$, cuyas consecuencias dependen de la masa de los halos. Los sistemas de baja masa pasan de estar preferentemente alineados en $z = 80$ a configuraciones aleatorias en $z = 0$. Los de masa alta tienen una orientación inicial aleatoria, pero alcanzan el tiempo presente con su MA típicamente perpendicular a $\hat{\mathbf{e}}_3$. Esta evolución procede de manera continua hasta $z \sim 1$. Luego de este punto, la mediana de $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_3|$ prácticamente no varía hasta $z = 0$. Es interesante notar, no obstante, que los sistemas de alta masa parecen mostrar una ligera tendencia a continuar con la evolución de las etapas tempranas (es decir, reorientar su MA en la dirección perpendicular a la espina del filamento), mientras que los halos de baja masa invierten sutilmente el sentido de esta variación.

En general, la evolución produce cambios muy modestos en el ángulo de alineación entre el MA y los filamentos. La mayor variación ocurre para la mediana de $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1|$, que cambia unos 9° entre $z = 80$ y $z = 0$. En ese mismo periodo, la orientación mediana del MA con respecto a las otras dos direcciones, $\hat{\mathbf{e}}_2$ y $\hat{\mathbf{e}}_3$, varía tan sólo en 3° y 7° , respectivamente. Más aún, estas variaciones son aproximadamente iguales en todo el rango de masas. Esto sugiere que la dependencia del valor mediano de $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_i|$ en $z = 0$ con la masa de los halos no se debe a la evolución tardía del MA, sino que podría estar determinado desde las condiciones iniciales. Esto es, que la configuración a tiempo presente (con el MA de los halos masivos perpendicular y el de los de baja masa alineado a la espina de los filamentos) sea un reflejo de la tendencia con la masa que establece la ATTT (Codis et al., 2015) para corrimientos al rojo más altos. De este modo, en una primera aproximación, el cambio en la orientación del MA se puede describir como

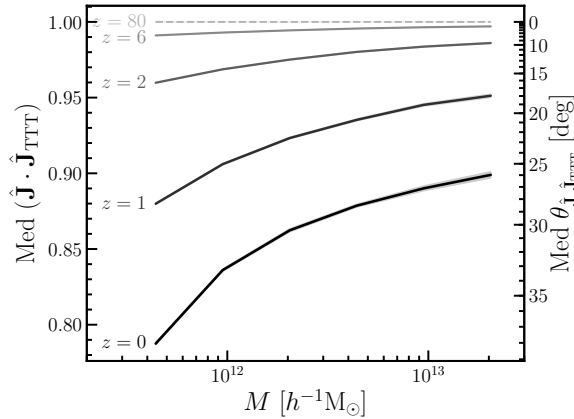


Figura 3.7: Mediana del coseno del ángulo entre el MA de los proto-halos en diferentes corrimientos al rojo y la dirección fija que prescribe la TTT. En nuestro trabajo, esta dirección corresponde al MA medido en las condiciones iniciales ($z = 80$). La mediana del apartamiento se muestra en función de la masa de los halos. El área sombreada alrededor de cada curva representa la incerteza del 68 % en la determinación de la mediana. En este caso, los intervalos son pequeños y aproximadamente del ancho de las curvas. Figura extraída de López et al. (2021).

una rotación de la dirección $\hat{\mathbf{J}}$ alrededor de $\hat{\mathbf{e}}_2$ independiente de la masa de los halos, especialmente hasta $z \sim 1$.

Por último, vamos a estudiar cómo el cambio en la alineación MA-filamento se relaciona con la variación típica en la orientación del MA de cada proto-halo. Para esto, determinamos el coseno ángulo entre el MA en las condiciones iniciales y su dirección para corrimientos al rojo posteriores. Dado que en tiempos tempranos las hipótesis de la TTT son válidas, es razonable esperar que el MA inicial de cada sistema se ajuste a las predicciones del modelo. Por este motivo, definimos la dirección del MA en las condiciones iniciales como $\hat{\mathbf{J}}_{\text{TTT}}$, es decir, el valor esperado por la TTT. De acuerdo al modelo, esta dirección debería mantenerse constante en el tiempo, al menos hasta el instante de colapso de los proto-halos.

El valor mediano de la alineación $\hat{\mathbf{J}}(t) \cdot \hat{\mathbf{J}}_{\text{TTT}}$ se muestra en la Figura 3.7 en función de la masa de los halos. Allí vemos que, a medida que nos acercamos al tiempo presente, el MA de los proto-halos se aparta cada vez más de la dirección predicha por la TTT. Por construcción, en $z = 80$ la alineación es perfecta (línea horizontal de trazos). En $z = 0$, en cambio, el ángulo mediano de desalineación va de $\sim 35^\circ$ para masas bajas a $\sim 25^\circ$ en el rango de masas altas. Estos resultados son consistentes con Neyrinck et al. (2020) y están ligeramente por debajo de los de Porciani et al. (2002a), donde se reportan ángulos de desalineación medios de hasta $\sim 40^\circ$.

Como esperábamos, la Figura 3.7 muestra que los efectos no lineales reorientan de manera considerable el MA de los proto-halos. Sin embargo, esta variación es más de tres veces mayor que la que observamos para la alineación mediana con respecto a los filamentos (Figura 3.6). Esto sugiere que los cambios en la orientación del MA no

correlacionan completamente con las direcciones preferenciales de los filamentos. En otras palabras, que una parte importante de los procesos no lineales que sufren los proto-halos, aún aquellos que a tiempo presente habitan en filamentos, no están necesariamente asociados a las direcciones de la red cósmica.

3.4. Correlación entre el crecimiento del MA y la alineación MA-filamento

El objetivo principal de nuestro trabajo es analizar la evolución de la alineación MA-filamento en el marco de la TTT. En este sentido, es interesante preguntarse en qué medida los cambios de orientación correlacionan con las desviaciones en el crecimiento del MA con respecto a las predicciones del modelo. Por ejemplo, podríamos esperar que los proto-halos cuyo MA crece por torques de marea durante más tiempo, es decir, que siguen la TTT hasta corrimientos al rojo más bajos, tengan una alineación MA-filamento a tiempo presente que se parezca más a la configuración de las condiciones iniciales. En esta Sección investigamos si una correlación de estas características realmente existe. Como veremos en breve, separar los halos de acuerdo al crecimiento neto de su MA permite distinguir muestras cuya evolución de la orientación del MA con respecto a los filamentos difiere notablemente.

Una motivación para realizar este análisis proviene de estudios recientes, cuyos resultados sugieren una interesante correlación entre la magnitud del MA de los halos y su alineación con la estructura en gran escala. En [Ganeshiah Veena et al. \(2021\)](#), por ejemplo, se muestra que los sistemas masivos cuyo MA es perpendicular a la espina de los filamentos rotan, en promedio, más rápido que aquellos con su MA alineado. En [López et al. \(2019\)](#) ([Capítulo 2](#)) encontramos un efecto similar: los halos que experimentan un mayor crecimiento neto de MA a lo largo de su historia de formación tienen más probabilidades de alcanzar el tiempo presente con su MA perpendicular a la estructura dominante de su entorno.

3.4.1. Crecimiento neto del MA: halos H, M y L

En este trabajo seguimos el enfoque de [López et al. \(2019\)](#) y definimos el crecimiento neto del MA como el cociente entre el módulo del MA a tiempo presente, $J_{z=0}$, y el de los proto-halos correspondientes en las condiciones iniciales de la simulación, J_{ini} . Esta definición está motivada por una implementación conceptual de la TTT en la que el MA

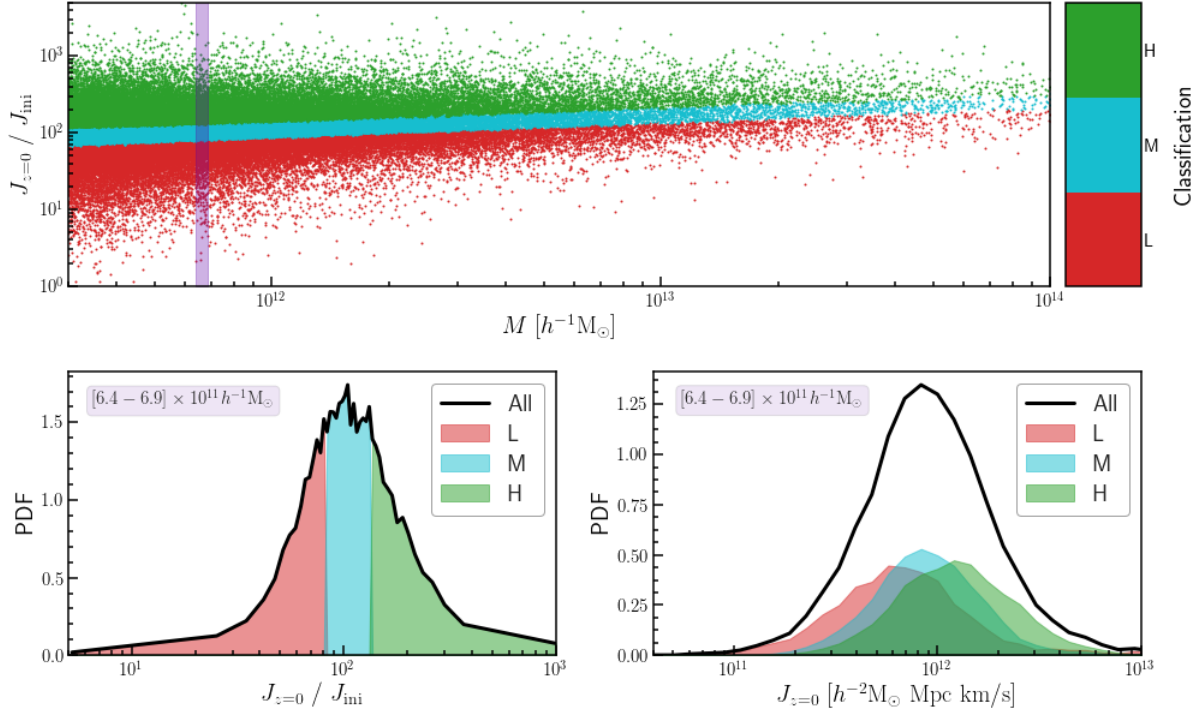


Figura 3.8: *Panel superior:* crecimiento neto del MA de los halos, $J_{z=0}/J_{ini}$, en función de su masa. Los puntos rojos y verdes representan halos individuales de las muestras L y H, es decir, sistemas que han adquirido MA por debajo o por encima de la mediana, respectivamente. Los puntos de color celeste corresponden a halos de la muestra M, cuyo MA ha crecido de manera consistente con lo que se espera de la TTT. *Abajo a la izquierda:* distribución de $J_{z=0}/J_{ini}$ para el intervalo de masa resaltado en violeta en el panel superior. La curva negra corresponde a todos los halos del intervalo, mientras que las regiones de color representan las muestras L, M y H. La altura de estas distribuciones ha sido reescalada para apreciar mejor la relación con la población general: en intervalos de masa pequeños, nuestra clasificación corresponde a los terciles de la distribución de $J_{z=0}/J_{ini}$. *Abajo a la derecha:* similar al panel de la izquierda, pero para el MA final de los halos. Figura extraída de López et al. (2021).

en un dado instante es igual al valor inicial multiplicado por un factor de crecimiento que depende del tiempo, $a(t)^2 \dot{D}(t)$ (ver la ecuación 1.29). De este modo, el cociente $J_{z=0}/J_{ini}$ cuantifica el crecimiento de MA de cada sistema en términos de la evolución temporal de dicho factor, que en un universo Einstein-de Sitter es equivalente a $a^{3/2} \propto t$.

Para mantener el análisis simple, a partir de este cociente adoptamos la misma clasificación de López et al. (2019): separamos la población en pequeños intervalos de masa y definimos, en cada uno, tres submuestras correspondientes a los terciles de la distribución de $J_{z=0}/J_{ini}$. El conjunto de los terciles superiores de estas distribuciones constituye la muestra cuyo crecimiento neto del MA es **alto** (*high*). Del mismo modo, los terciles centrales e inferiores definen las muestras de crecimiento del MA **medio** (*medium*) y

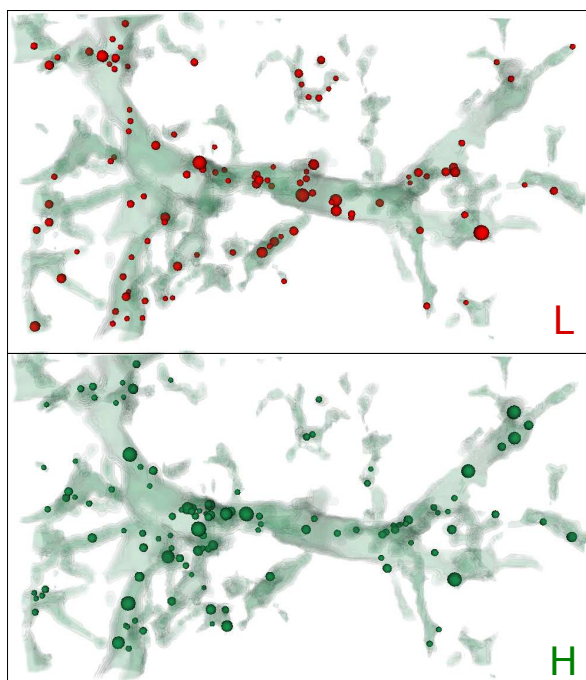


Figura 3.9: Ilustración de la distribución espacial de halos L (panel superior) y H (panel inferior) en la misma estructura filamentosa de la [Figura 3.2](#). Cada halo es representado con una esfera cuyo tamaño es proporcional a la masa del sistema. Para mayor claridad, sólo se muestran halos con masas entre $0,3$ y $7 \times 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$. Figura extraída de [López et al. \(2021\)](#).

bajo (*low*), respectivamente. En lo que sigue nos referimos a los halos de estas muestras como H, M y L. Por construcción, cada categoría corresponde aproximadamente a un tercio de la población, sea cual sea el rango de masas considerado.

En la [Figura 3.8](#) ilustramos nuestro método de clasificación y sus resultados. El panel superior muestra el crecimiento neto de MA, $J_{z=0}/J_{\text{ini}}$, en función de la masa de los halos. Cada punto representa un sistema individual. Como se puede apreciar, el valor de $J_{z=0}/J_{\text{ini}}$ aumenta sistemáticamente con la masa, lo cual permite entender por qué las muestras H, M y L se definen en pequeños intervalos de masa. Dicho proceso se representa con más detalle en el panel inferior izquierdo, donde se presenta la distribución de $J_{z=0}/J_{\text{ini}}$ para el intervalo de masa resaltado en violeta en el panel superior. Si bien la mayoría de los halos se ubican en un rango estrecho de valores alrededor de $J_{z=0}/J_{\text{ini}} \sim 10^2$, la distribución se extiende de modo que una fracción considerable de objetos sufre un crecimiento neto del MA hasta un orden de magnitud mayor o menor. Las muestras H, M y L, cada una de las cuales contiene un tercio de los halos, se representan en el panel mediante las regiones sombreadas de color verde, celeste y rojo, respectivamente.

Vale la pena mencionar que, si bien los halos H son los que presentan un mayor crecimiento neto de MA, esto no significa que sean los sistemas con los valores más altos de MA a tiempo presente. En el panel inferior derecho de la [Figura 3.8](#) mostramos la distribución de $J_{z=0}$ para los halos resaltados en violeta en el panel superior. La muestra

H tiene, en promedio, valores de MA algo más altos. Sin embargo, su distribución se superpone en gran medida con las de las muestras L y M. Esto se debe a que J_{ini} cambia considerablemente de un sistema a otro: un proto-halo cuyo MA crece por encima de la mediana puede alcanzar un valor bajo a tiempo presente si J_{ini} era lo suficientemente pequeño.

En López et al. (2019) vimos que la estructura en gran escala se agrupa diferente alrededor de las muestras H, M y L. Para masas $M \gtrsim 5 \times 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$, los halos de la muestra H suelen estar rodeados por entornos más densos que los halos L, mientras que en masas bajas ocurre lo contrario. En la Figura 3.9 presentamos la distribución espacial de sistemas H y L con masas entre $0,3$ y $7 \times 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$ que habitan en una estructura filamentosa típica de nuestra simulación. La representación permite identificar algunas diferencias sutiles entre ambas muestras. Las regiones de alta densidad parecen estar habitadas principalmente por halos H de gran masa. En consecuencia, estos sistemas se concentran cerca de los nodos de la red cósmica. Por otro lado, los halos L de menor masa parecen estar distribuidos típicamente a lo largo de los filamentos y en otras regiones de densidad intermedia, donde la presencia de halos H es menos notable (ver, por ejemplo, la estructura en forma de “U” en la región central superior del volumen).

3.4.2. Alineación MA-filamento a tiempo presente y en las condiciones iniciales

Ahora reexaminamos la alineación del MA de los (proto-)halos con respecto a los filamentos en el marco de nuestra clasificación. Empezamos ilustrando en la Figura 3.10 la distribución de $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_i|$, con $i = 1, 2, 3$, para sistemas con masas entre 3 y $7 \times 10^{11} h^{-1} M_{\odot}$, es decir, el extremo de baja masa de la población. Las curvas sólidas muestran la alineación considerando los halos a tiempo presente ($z = 0$), mientras que las curvas de trazos corresponden a los proto-halos en las condiciones iniciales ($z = 80$).

Si centramos nuestra atención en las curvas sólidas, la Figura 3.10 revela una clara correlación entre la orientación de $\hat{\mathbf{J}}$ a tiempo presente y el crecimiento neto del MA. En efecto, los halos L y H muestran tendencias de alineación esencialmente opuestas con respecto a los ejes de los filamentos. El MA de los halos H se orienta típicamente a lo largo de la dirección principal de colapso, $\hat{\mathbf{e}}_1$, mientras que los halos L tienen su MA preferentemente alineado con la espina de los filamentos, $\hat{\mathbf{e}}_3$. Esta configuración es más notable en el panel de la derecha: la distribución correspondiente a la muestra L alcanza su punto máximo en el extremo derecho (es decir, configuraciones alineadas), mientras

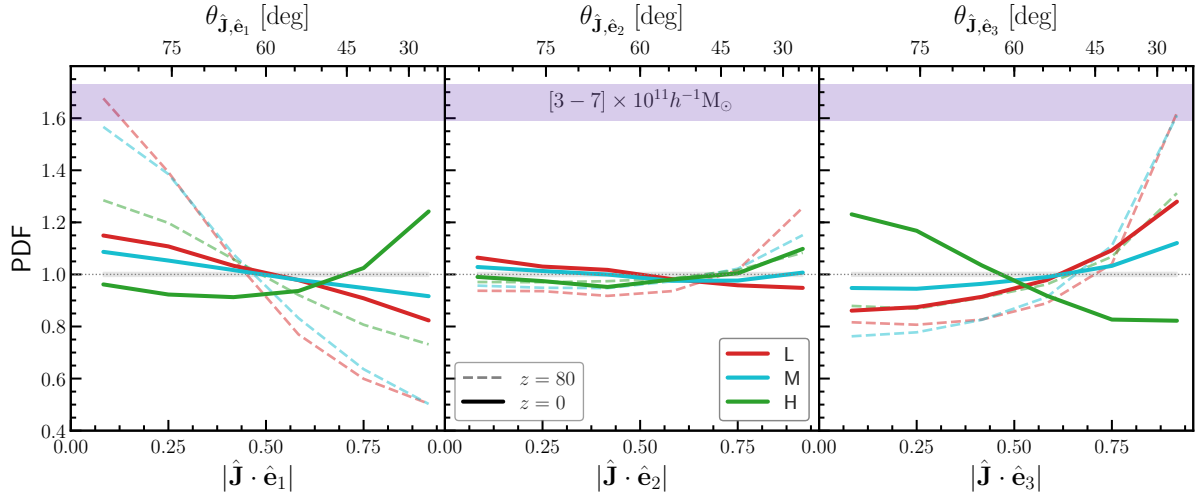


Figura 3.10: Distribución del coseno del ángulo entre el MA de los (proto-)halos y las direcciones preferenciales de los filamentos, $\hat{\mathbf{e}}_1$, $\hat{\mathbf{e}}_2$ y $\hat{\mathbf{e}}_3$, para sistemas con masas entre 3 y $7 \times 10^{11} h^{-1} M_{\odot}$. Las curvas continuas muestran la alineación considerando el MA a tiempo presente, mientras que las curvas de trazos corresponden al MA en las condiciones iniciales. Los colores rojo, celeste y verde representan los halos de las muestras L, M y H, respectivamente. La línea punteada horizontal indica la distribución que se espera para el caso en que el MA de los halos se orienta de manera aleatoria con respecto a los filamentos. El área sombreada alrededor de esta línea representa la incerteza del 68% con la que se pueden distinguir las distribuciones del caso aleatorio dado al tamaño limitado de las muestras. Figura extraída de López et al. (2021).

que la de la muestra H tiene su pico en el extremo izquierdo (es decir, donde el MA es perpendicular a $\hat{\mathbf{e}}_3$).

Estos resultados pueden ayudar a comprender ciertas características de la distribución de alineaciones MA-filamento de la población general (Figura 3.5). En el mismo rango de masas notamos una tendencia a la alineación entre $\hat{\mathbf{J}}$ y $\hat{\mathbf{e}}_3$, pero también un ligero exceso de configuraciones perpendiculares (ver las curvas de color violeta en el panel derecho de dicha Figura). De acuerdo a lo que vemos en la Figura 3.10, esta sutil bimodalidad podría ser producto de la combinación de las distribuciones asociadas a las muestras L, M y H. Mientras que los halos H tienen su MA preferentemente perpendicular a la espina de los filamentos, los halos L, y en menor medida también los halos M, prefieren configuraciones alineadas. El hecho de que dos tercios de la población tengan su MA típicamente alineado con $\hat{\mathbf{e}}_3$ explica por qué esta es la tendencia generalmente asociada a los halos de baja masa.

Hasta aquí hemos visto como afecta nuestra clasificación la distribución de $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_i|$, con $i = 1, 2, 3$, para halos de baja masa a tiempo presente. En la Figura 3.11 presentamos

la mediana de esta distribución para diferentes intervalos de masa. Las líneas continuas corresponden a las mediciones a tiempo presente. El código de color es el mismo que en la Figura anterior; adicionalmente, las curvas de color negro reproducen la señal de alineación mediana de la población general, ya presentadas en la [Figura 3.6](#). En primer lugar, vemos que la correlación entre el crecimiento neto del MA y la alineación MA-filamento se extiende a lo largo de todo el rango de masas. La diferencia entre las curvas es más importante para los ejes de los filamentos \hat{e}_1 y \hat{e}_3 , y mucho más débil con respecto a \hat{e}_2 . Por ejemplo, la mediana de $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{e}_3|$ (panel inferior) es sistemáticamente menor para los halos de la muestra H que para el resto de la población, lo que indica que las configuraciones perpendiculares entre el MA y la espina de los filamentos son más frecuentes en estos sistemas. Más aún, la separación entre las curvas correspondientes a los halos L y H es similar en todo el rango de masas, y aproximadamente igual a la diferencia de alineación que se observa entre los extremos de masa de cualquiera de las muestras. En otras palabras, la correlación entre el crecimiento neto del MA y su orientación con respecto a los filamentos parece ser tan importante como la correlación entre la alineación y la masa.

Un aspecto muy estudiado de la alineación MA-filamento es la masa de transición entre orientaciones preferentemente alineadas y perpendiculares con respecto a la espina: la masa de *spin flip*. El panel inferior de la [Figura 3.11](#) muestra que esta masa depende fuertemente del crecimiento neto del MA y que, en algunos casos, ni siquiera es posible definir un valor de transición. Por ejemplo, los halos L presentan un exceso de configuraciones alineadas para $M \lesssim 10^{13} h^{-1} M_\odot$, pero no parece haber una orientación preferencial para masas más altas². Por el contrario, los halos H exhiben una clara tendencia a tener su MA perpendicular a \hat{e}_3 , incluso cuando se consideran los sistemas de menor masa. De este modo, si existe una masa de transición para esta muestra, la extrapolación lineal de nuestros resultados sugiere que se encuentra en $\sim 10^{10} h^{-1} M_\odot$, una cantidad ~ 10 veces menor que la masa del halo más pequeño de nuestra simulación y dos órdenes de magnitud por debajo de los valores reportados en trabajos previos.

Si comparamos los paneles superior e inferior de la [Figura 3.11](#), vemos cierta complementariedad entre la alineación del MA con respecto al primer eje de colapso y a la

²Es posible que exista una masa de transición hacia configuraciones perpendiculares en masas aún mayores. Sin embargo, dado que la mayoría de los halos masivos habitan en los nodos de la red cósmica, en este trabajo no contamos con una muestra significativa de sistemas con masas $M > 3 \times 10^{13} h^{-1} M_\odot$ en filamentos

espina de los filamentos: la muestra H, que presenta configuraciones $\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_3$ más perpendiculares, es, también, la que se alinea mejor con $\hat{\mathbf{e}}_1$. Esto puede parecer obvio, dado que $\hat{\mathbf{e}}_3$ y $\hat{\mathbf{e}}_1$ son, por definición, dos direcciones perpendiculares entre sí. Sin embargo, no se trata de algo trivial, porque la perpendicularidad con respecto a $\hat{\mathbf{e}}_3$ podría implicar, en principio, un alto grado de alineación entre el MA y la dirección $\hat{\mathbf{e}}_2$, o incluso la ausencia de una señal de alineación clara tanto respecto a $\hat{\mathbf{e}}_1$ como a $\hat{\mathbf{e}}_2$. Como se puede apreciar en el panel central, la mediana de $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_2|$ está muy cerca del valor esperado para orientaciones aleatorias, y esta señal prácticamente no depende de la masa ni del crecimiento neto del MA. De este modo, la complementariedad entre los resultados del panel superior y del panel inferior sugiere que los procesos no lineales que afectan la orientación del MA tienen direcciones preferenciales dentro del plano $\hat{\mathbf{e}}_1 - \hat{\mathbf{e}}_3$. Es decir, se trata de mecanismos que actúan a lo largo de la espina del filamento o, en su defecto, en la dirección normal a la pared que lo contiene.

Resulta útil comparar las señales del panel inferior de la [Figura 3.11](#) con los resultados de [Ganeshaiyah Veena et al. \(2018\)](#); [Ganeshaiyah Veena et al. \(2021\)](#). Allí se muestra que la alineación MA-filamento depende de ciertas propiedades de los filamentos: para una dada masa, se observa una mayor tendencia de $\hat{\mathbf{J}}$ a alinearse con $\hat{\mathbf{e}}_3$ si los halos habitan en filamentos más gruesos (ver también [Aragon-Calvo & Yang, 2014](#)). Creemos que tanto nuestros resultados como los de [Ganeshaiyah Veena et al.](#) podrían ser manifestaciones del mismo efecto. Por ejemplo, vimos que los halos L de baja masa habitan entornos típicamente más densos que otros sistemas de igual masa (ver [Figura 6](#) en [López et al., 2019](#)). Dado que una fracción significativa de halos de baja masa se encuentra lejos de los nodos de la red cósmica, esto sugiere que la región central de los filamentos gruesos, y por lo tanto más densos, está poblada principalmente por sistemas L. Por otro lado, en el extremo de masas bajas, la diferencia entre los valores medianos de $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_3|$ de las muestras L y H es $\sim 0,15$ (0,57 frente a 0,42). Esto es unas 3 veces más grande que la diferencia de medianas de $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_3|$ entre filamentos gruesos y delgados (consulte la [Figura 14](#) en [Ganeshaiyah Veena et al., 2018](#)). Por lo tanto, el crecimiento neto del MA correlaciona más fuertemente con la alineación MA-filamento que ciertas propiedades de los propios filamentos.

¿Cómo se relaciona la alineación MA-filamento actual con las predicciones de la TTT? Para responder a esta pregunta, a continuación estudiamos la orientación del MA de los proto-halos en las condiciones iniciales con respecto a los filamentos a tiempo presente. Los resultados de este análisis están representados por las curvas trazos en las [Figuras](#)

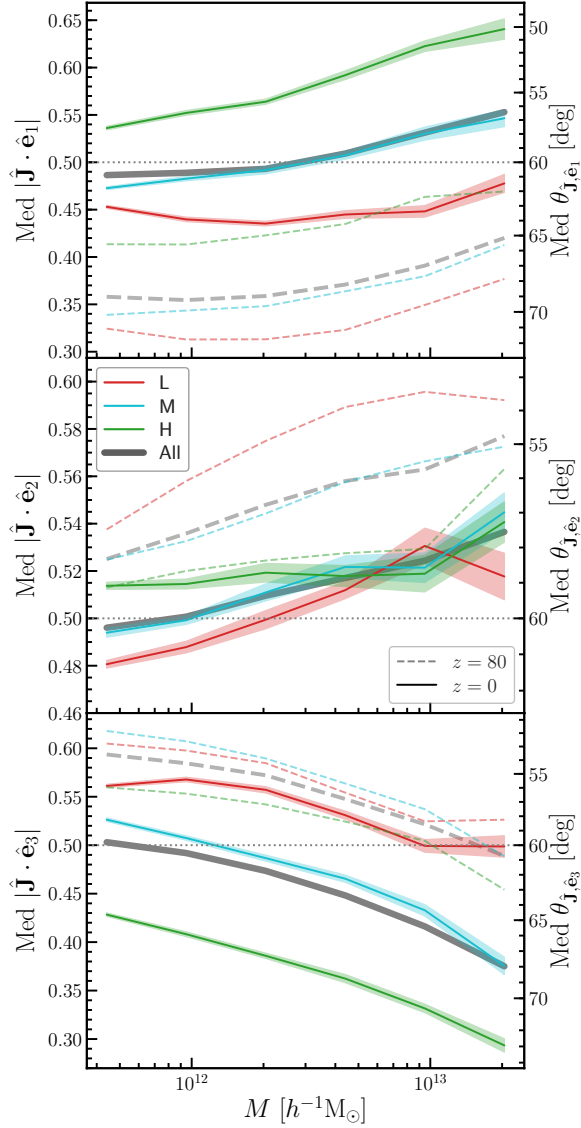


Figura 3.11: Mediana del coseno del ángulo entre el MA de los (proto-)halos y las direcciones preferenciales de los filamentos, $\hat{\mathbf{e}}_1$, $\hat{\mathbf{e}}_2$ y $\hat{\mathbf{e}}_3$, en función de la masa de los halos. Las curvas continuas (de trazos) corresponden a las medianas considerando el MA a tiempo presente (en las condiciones iniciales). Los colores rojo, celeste y verde muestran la alineación para halos L, M y H, respectivamente. En color negro se reproduce la alineación para la población general (curvas $z = 80$ y $z = 0$ en la Figura 3.6). Las áreas sombreadas indican la incerteza del 68% en la determinación de los valores medianos. La línea punteada horizontal muestra el valor esperado si el MA de los proto-halos se orienta de manera aleatoria con respecto a los filamentos. Figura extraída de López et al. (2021).

3.10 y 3.11.

En primer lugar, para sistemas de baja masa, la alineación entre el MA inicial y la espina de los filamentos (panel derecho de la Figura 3.10) prácticamente no muestra dependencia con el crecimiento neto del MA, especialmente cuando se la compara con la alineación $\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_3$ a tiempo presente. En efecto, las curvas de trazos son prácticamente indistinguibles, mientras que las curvas sólidas representan configuraciones visiblemente diferentes entre sí (ver Subsección 3.4.2). Típicamente, el MA inicial de los halos de baja masa está alineado con la espina de los filamentos, independientemente de que se trate de sistemas H, M y L. Esto significa que la correlación a tiempo presente entre la alineación $\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_3$ y el crecimiento neto del MA surge durante la evolución de los sistemas.

Esto no es lo mismo que ocurre cuando consideramos la alineación entre el MA en las condiciones iniciales y la dirección $\hat{\mathbf{e}}_1$ (panel izquierdo de la [Figura 3.10](#)). Si bien se observa un claro exceso general de configuraciones perpendiculares, la diferencia entre las curvas de trazos asociadas a las muestras H y L es del mismo orden que la que observamos entre las curvas sólidas, es decir, a tiempo presente. En otras palabras, es posible que la evolución de la orientación del MA entre $z = 80$ y $z = 0$ con respecto a $\hat{\mathbf{e}}_1$ sea similar en sistemas H y L, y que la configuración que observamos a tiempo presente sea tan solo un reflejo de las diferencias que ya existían en las condiciones iniciales.

Este análisis se puede extender a todo el rango de masas. Para ello, estudiemos la alineación mediana en función de la masa de los halos en la [Figura 3.11](#). En el panel superior, por ejemplo, la diferencia entre las medianas $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1|$ de las muestras H y L es aproximadamente la misma en todo el rango de masas, tanto si se consideran los proto-halos en las condiciones iniciales (curvas de trazos) como a tiempo presente (curvas sólidas). Como se puede ver, la mediana de cada muestra sufre, entre $z = 80$ y $z = 0$, un desplazamiento similar al de la población general (curvas negras). La alineación del MA con respecto a $\hat{\mathbf{e}}_2$, en el panel central, presenta un comportamiento algo más complejo. En el caso de los halos de masa baja, la evolución tiende a invertir la relación entre los halos H, M y L que se observa en las condiciones iniciales. En efecto, para $z = 80$ vemos una cierta dependencia entre la mediana de $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_2|$ y el crecimiento neto del MA: los proto-halos parecen tener, en general, su MA apenas alineado con $\hat{\mathbf{e}}_2$, pero esta señal es ligeramente más fuerte en la muestra L. Para $z = 0$, los halos L muestran una sutil preferencia por configuraciones perpendiculares, y en cambio los halos H los que conservan cierta tendencia a mantenerse alineados. En el rango de masas altas, la evolución tiende a hacer desaparecer cualquier diferencia entre las muestras. Un detalle interesante es que los halos H parecen no mostrar prácticamente ningún signo de evolución en la orientación de su MA con respecto a $\hat{\mathbf{e}}_2$.

Finalmente, en el panel inferior analizamos la alineación mediana entre el MA y la espina de los filamentos. Como vimos anteriormente, en las condiciones iniciales prácticamente no hay diferencias asociadas a nuestra clasificación. Los valores medianos de $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_3|$ para las muestras M y L son prácticamente idénticos en todo el rango de masas, mientras que los de la muestra H son ligeramente inferiores (una cantidad equivalente a 2° en promedio). La evolución posterior, sin embargo, introduce una fuerte dependencia con el crecimiento neto del MA, de modo que en $z = 0$ encontramos importantes diferencias entre las tres muestras, como vimos en la [Subsección 3.4.2](#). En general, hay un

desplazamiento de la mediana de $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_3|$ hacia valores más pequeños, es decir, hacia configuraciones perpendiculares. Sin embargo, el proceso parece ser mucho más efectivo en los proto-halos de la muestra H, que cambian en promedio unos $\sim 10^\circ$ en todo el rango de masas, contra 7° de la población general y tan sólo 2° de la muestra L. Como veremos en la siguiente Sección, la evolución de la alineación MA-filamento que se produce en los corrimientos al rojo intermedios también difiere notablemente entre las muestras de nuestra clasificación.

En resumen, encontramos una imagen compleja respecto de cómo varía la alineación MA-filamento entre $z = 80$ a $z = 0$ y la relación que existe con el crecimiento neto del MA. En algunos casos, las diferencias entre las muestras H, M y L ya están presente en las condiciones iniciales (por ejemplo, en la orientación del MA con respecto a $\hat{\mathbf{e}}_1$). En otros casos, estas diferencias surgen casi exclusivamente como resultado de la evolución no lineal (por ejemplo, la alineación con respecto a $\hat{\mathbf{e}}_3$).

3.4.3. Evolución de la alineación MA-filamento

Hasta ahora hemos visto que la orientación del MA cambia considerablemente entre las condiciones iniciales y el tiempo presente, y que la dirección de estos cambios correlaciona de manera significativa con el crecimiento neto del MA. Para desarrollar una idea más clara de cómo procede esta evolución en el tiempo, la [Figura 3.12](#) muestra la alineación mediana entre el MA y los ejes de los filamentos para cinco corrimientos al rojo diferentes: además de las curvas correspondientes a $z = 80$ y $z = 0$ (que ya analizamos en la [Figura 3.11](#)), aquí presentamos la alineación mediana en $z = 6, 2$ y 1 . Adicionalmente, hemos separado la evolución de las muestras L, M y H en diferentes columnas, de izquierda a derecha respectivamente.

En relación a la alineación entre el MA y el primer eje de colapso de los filamentos (fila superior), vemos que la tasa de crecimiento de la mediana de $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1|$ depende ligeramente tanto de la masa de los halos como del crecimiento neto del MA. En masas bajas, las tres muestras parecen evolucionar de manera similar, de modo que la alineación a tiempo presente es, en buena medida, un reflejo de las diferentes configuraciones iniciales. Sólo se observa una pequeña diferencia entre $z = 2$ y $z = 1$: en este intervalo, los halos L cambian la alineación mediana de su MA un poco más que las otras dos muestras. En masas altas, en cambio, se observa una clara tendencia de los sistemas H a reorientar su MA en la dirección de $\hat{\mathbf{e}}_1$ de modo más eficiente, especialmente entre $z = 1$ y $z = 0$.

La alineación del MA con respecto a $\hat{\mathbf{e}}_2$ (fila central) es un poco más compleja. Las

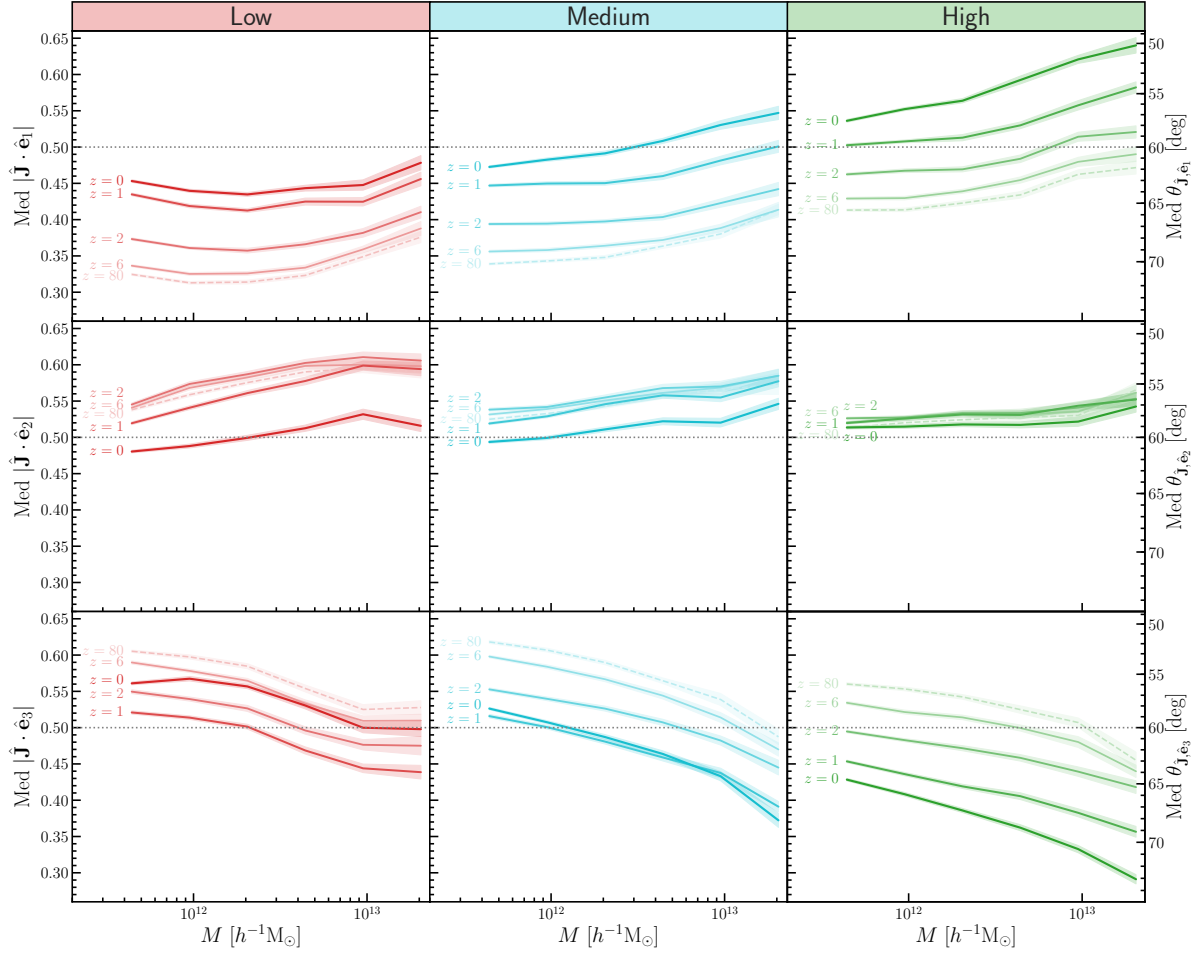


Figura 3.12: Similar a la [Figura 3.6](#), pero aquí las columnas corresponden, de izquierda a derecha, a los resultados considerando los halos L, M y H, respectivamente. En cada panel, las diferentes curvas muestran la alineación mediana entre los filamentos y MA de los proto-halos en el corrimiento al rojo que se indica a su izquierda. Las áreas sombreadas representan la incerteza del 68 % en la determinación de los valores medianos. Figura extraída de [López et al. \(2021\)](#).

muestras L, M y H parten de valores iniciales sólo marginalmente diferentes. La evolución temprana (hasta $z \sim 2$) es casi inexistente y muy parecida en las tres muestras. Sin embargo, a partir de este punto vemos que la alineación de cada muestra evoluciona a un ritmo diferente. En los halos L vemos una tendencia leve pero sistemática de la mediana de $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_2|$ a disminuir hasta aproximarse al valor esperado para orientaciones aleatorias. En menor medida, esto también ocurre para los halos M. La muestra H, por otro lado, mantiene su alineación mediana prácticamente constante a lo largo de toda la simulación. En otras palabras, las diferencias de alineación con respecto a $\hat{\mathbf{e}}_2$ entre las muestras L, M y H surgen sólo durante las etapas finales de formación de estructuras.

Por último, la evolución de la alineación entre el MA y la espina de los filamentos (fila inferior) presenta las características más interesantes. Entre $z = 80$ y $z = 2$, la mediana de $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_3|$ disminuye sistemáticamente para las tres muestras de nuestra clasificación, es decir, el MA se vuelve, en general, más perpendicular a $\hat{\mathbf{e}}_3$. Sin embargo, a medida que nos aproximamos a $z = 0$, en los sistemas L esta tendencia primero se ralentiza y luego directamente se invierte. De este modo, al alcanzar el tiempo presente, la muestra L presenta una alineación mediana similar a la que tenía en $z \sim 6$. Algo parecido ocurre con los sistemas M, pero el punto de inversión se observa un poco más tarde. Aunque no mostramos las curvas, hemos verificado que entre $z = 1$ y $z = 0$ la mediana de $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_3|$ no permanece constante para la muestra M, sino que primero continúa disminuyendo y luego, efectivamente, invierte la tendencia y comienza a crecer. Los halos H son los únicos para los que $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_3|$ disminuye sistemáticamente a lo largo de toda la simulación. El MA de estos sistemas se vuelve más perpendicular a la espina de los filamentos a medida que pasa el tiempo, tanto durante el régimen lineal como en las etapas finales de formación.

La ausencia de variación en la orientación del MA con respecto a $\hat{\mathbf{e}}_2$ para $z > 2$, junto con los cambios observados en la alineación entre $\hat{\mathbf{J}}$ y las direcciones $\hat{\mathbf{e}}_1$ y $\hat{\mathbf{e}}_3$, indican que existe un proceso sistemático de reorientación del MA durante los regímenes lineal y cuasi-lineal. Como vimos en la [Figura 3.12](#), durante esta etapa $\hat{\mathbf{J}}$ tiende a “girar” alrededor de $\hat{\mathbf{e}}_2$, alineándose progresivamente con $\hat{\mathbf{e}}_1$ y, por lo tanto, volviéndose más perpendicular a $\hat{\mathbf{e}}_3$. Esta evolución general de la dirección del MA no forma parte de las predicciones de la implementación estándar de la TTT y, hasta donde sabemos, tampoco de ninguna de las extensiones del modelo que pueden encontrarse en la literatura.

3.5. Conclusiones

En este Capítulo hemos analizado la evolución de la orientación del MA y la forma de una población de (proto-)halos de materia oscura con respecto a las direcciones preferenciales de los filamentos de la red cósmica, desde $z = 80$ hasta el tiempo presente. Nuestro objetivo ha sido cuantificar una de las manifestaciones más importantes de la influencia del entorno sobre la formación de halos y galaxias: la relación entre el MA de sistemas virializados y la distribución de materia en gran escala. La complejidad de la alineación MA-filamento ha sido analizada en estudios previos (ver por ej. [Lee & Pen, 2000](#); [Porciani et al., 2002a,b](#); [Paz et al., 2006](#); [Aragón-Calvo et al., 2007b](#); [Hahn](#)

et al., 2007b; Codis et al., 2012; Laigle et al., 2015; Ganeshiah Veena et al., 2018, 2019; Ganeshiah Veena et al., 2021). Sin embargo, aún no está claro si algunos de estos resultados son consistentes o al menos pueden interpretarse en el marco del modelo más aceptado en la actualidad para estudiar este fenómeno: la teoría de torque de mareas o *tidal torque theory*.

Para este trabajo hemos utilizado una simulación de N-cuerpos donde identificamos un número estadísticamente significativo ($\sim 6,5 \times 10^5$) de halos de materia oscura bien resueltos a tiempo presente ($z = 0$), con masas entre 3×10^{11} y $3 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$. Para analizar la evolución de estos sistemas con respecto a la red cósmica, hemos seguido en el tiempo las partículas de cada halo hasta sus coordenadas lagrangianas iniciales. En este proceso, hemos calculado en diferentes pasos temporales de la simulación ciertas propiedades de los proto-halos correspondientes, tales como la forma y la amplitud y orientación del MA.

La identificación de los entornos asociados a la red cósmica fue realizada mediante el código NEXUS+ (Aragón-Calvo et al., 2007a; Cautun et al., 2013, 2014), cuya salida proporciona una muestra insesgada y completa de filamentos en diferentes escalas. Para no confundir cambios en la evolución de las propiedades de los proto-halos con las variaciones que se producen en la estructura en gran escala, hemos analizado la orientación del MA únicamente con respecto a los filamentos a tiempo presente. Para ello, caracterizamos estos entornos en términos de las direcciones preferenciales \hat{e}_1 , \hat{e}_2 y \hat{e}_3 , correspondientes a los ejes principales de colapso del campo de densidad en la posición de cada halo. En la [Subsección 3.3.3](#) mostramos que los ejes del campo de mareas en gran escala, \hat{t}_i , con $i = 1, 2, 3$, tanto en las condiciones iniciales como a tiempo presente, están bien alineados con las direcciones preferenciales de los filamentos actuales.

De este análisis obtuvimos que:

- Los ejes principales de forma de los proto-halos sufren un cambio importante en su dirección con respecto a la red cósmica. Por ejemplo, el eje mayor de los parches lagrangianos se orienta típicamente perpendicular a la espina de los filamentos, \hat{e}_3 , en las condiciones iniciales, pero termina preferentemente alineado a tiempo presente, con los sistemas masivos ligeramente mejor alineados que los de menor masa (ver [Figura 3.3](#)).
- La alineación MA-filamento de los proto-halos cambia significativamente a lo largo de la simulación, incluso durante los regímenes lineal y cuasi-lineal, en contraste

con las predicciones de la TTT que a menudo se asumen válidas para corrimientos al rojo $z \gtrsim 2$.

- En comportamiento mediano, la orientación del MA de los proto-halos evoluciona para volverse más alineado con $\hat{\mathbf{e}}_1$ y más perpendicular a $\hat{\mathbf{e}}_3$, mientras que apenas se observan cambios con respecto a $\hat{\mathbf{e}}_2$, especialmente para $z > 1$ (ver [Figura 3.6](#)).

Otro de los objetivos de nuestro estudio ha sido caracterizar el modo en que los cambios en la alineación MA-filamento se relacionan con las predicciones de la TTT. Para ello, hemos clasificado los halos de acuerdo al crecimiento neto de su MA, siguiendo la metodología introducida en [López et al. \(2019\)](#). Esto nos permitió definir tres muestras: los halos L, M y H. Estas categorías corresponden, respectivamente, a sistemas cuyo MA entre $z = 80$ y $z = 0$ crece por debajo, de manera similar o por encima del crecimiento mediano asociado a los halos de igual masa. Entre otros resultados, en [López et al. \(2019\)](#) vimos que esta clasificación correlaciona con el tiempo de formación de los halos, con los sistemas L formándose típicamente antes que los sistemas H.

A partir de las categorías L, M y H, volvimos a examinar la alineación entre el MA y las direcciones preferenciales de los filamentos, de lo cual obtuvimos los siguientes resultados:

- A tiempo presente, el MA de los halos de cada muestra presenta orientaciones notablemente diferentes con respecto a los filamentos. Por ejemplo, para masas bajas, los halos L muestran un exceso de orientaciones alineadas con respecto a $\hat{\mathbf{e}}_3$, mientras que los halos H, por el contrario, presentan una clara tendencia a configuraciones perpendiculares (ver [Figura 3.10](#)).
- Para una dada masa, la diferencia de valores medianos de $|\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_i|$ entre halos L y H es aproximadamente igual a la variación que se observa entre sistemas de la misma muestra pero en extremos opuestos del rango de masas. Esto ilustra la importancia del crecimiento neto del MA a la hora de predecir la orientación del MA con respecto a la red cósmica (ver [Figura 3.11](#)).
- El MA de los proto-halos L y H en las condiciones iniciales ya presenta diferencias en su orientación con respecto a los filamentos. La evolución posterior tiene un efecto distinto sobre cada muestra y para cada dirección: típicamente conserva las diferencias con respecto a $\hat{\mathbf{e}}_1$, las borra con respecto a $\hat{\mathbf{e}}_2$ y las aumenta con respecto a $\hat{\mathbf{e}}_3$.

- Para corrimientos al rojo altos ($z > 2$), la alineación MA-filamento evoluciona de manera similar en las tres muestras: hacia configuraciones perpendiculares entre $\hat{\mathbf{J}}$ y $\hat{\mathbf{e}}_3$. En las etapas finales, los halos H continúan con esta tendencia hasta el tiempo presente, mientras que los sistemas L y M se desacoplan y tienden a alinear su MA con la espina de los filamentos (ver [Figura 3.12](#)).

En términos generales, nuestro estudio revela una importante correlación entre la orientación del MA con respecto a la red cósmica y el modo en que los proto-halos evolucionan con el tiempo. Estos resultados se suman a un conjunto creciente de trabajos que analizan los complejos procesos que dan forma a la relación entre el MA de halos y galaxias y los campos de marea en gran escala. Por ejemplo, la alineación MA-filamento depende, en gran medida, de la escala en la que se definen e identifican los filamentos ([Codis et al., 2012](#); [Aragon-Calvo & Yang, 2014](#); [Forero-Romero et al., 2014](#); [Wang & Kang, 2018](#)), pero también de ciertas propiedades de los filamentos tales como el grosor y la densidad ([Ganeshiah Veena et al., 2018](#); [Ganeshiah Veena et al., 2021](#)). En este sentido, nuestros resultados agregan una nueva variable a la intrincada red de relaciones que determinan la orientación de los proto-halos: el crecimiento neto del MA entre las condiciones iniciales y el tiempo presente.

Hemos visto que este indicador se asocia a la orientación del MA tanto como la propia masa de los halos, y más aún que otros estimadores que aparecen en la literatura. Por ejemplo, la diferencia en la alineación mediana MA-filamento entre nuestros halos L y H es ~ 3 veces mayor que la diferencia correspondiente entre halos que habitan filamentos delgados y gruesos (comparar con la Figura 14 de [Ganeshiah Veena et al., 2018](#)). Esto, a su vez, sugiere una dependencia entre la alineación MA-filamento y el tiempo de formación de los halos, que es típicamente más temprano en los sistemas L que los H ([López et al., 2019](#)).

La clasificación de los halos de acuerdo al crecimiento neto de su MA pretende capturar desviaciones sistemáticas respecto a las predicciones de TTT. Por lo tanto, podría esperarse que las diferencias en la orientación del MA de las tres muestras surgieran en las etapas finales de formación de estructuras, cuando las hipótesis de la TTT dejan de ser válidas. Sin embargo, hemos encontrado diferencias significativas entre los sistemas L y H incluso en las condiciones iniciales. Potencialmente, esto podría deberse al hecho de que la forma del parche lagrangiano asociado a un proto-halo (que aquí caracterizamos mediante el tensor de inercia) está altamente correlacionado con el campo de mareas lineal de su entorno, pero también con el campo de mareas no lineal que surge durante

las etapas finales asociado al colapso de los proto-halos (van de Weygaert & Bertschinger, 1996; Ludlow & Porciani, 2011; Rossi, 2013; Ludlow et al., 2014; Yu et al., 2020). Por ejemplo, es probable que a los halos H se formen a partir de parches lagrangianos relativamente esféricos situados alrededor de los picos de densidad en las condiciones iniciales. En contraste, los sistemas L podrían provenir de regiones del campo de mareas fuertemente anisotrópicas y formarse a partir de parches más elongados (Borzyszkowski et al., 2017; López et al., 2019).

Nuestro estudio también ha revelado cambios sistemáticos en la orientación del MA para corrimientos al rojo altos, es decir, para $z > 2$. Esto es difícil de conciliar con la mayoría de las implementaciones de la TTT, que predicen direcciones constantes en el tiempo. En etapas tempranas, detectamos una reorientación del MA alrededor del eje intermedio de los filamentos, $\hat{\mathbf{e}}_2$, de modo que $\hat{\mathbf{J}}$ se alinea progresivamente con el primer eje, $\hat{\mathbf{e}}_1$. Esta evolución es similar para las muestras L, M y H, lo que indica que se trata de una tendencia general durante los regímenes lineal y cuasi-lineal. Si bien la dirección del campo de mareas cambia muy lentamente (ver la Subsección 3.3.3), no sucede lo mismo con los ejes de forma de los proto-halos, que experimentan una variación importante a lo largo de toda la simulación (ver la Figura 3.3). Por lo tanto, tal vez una extensión de la TTT que incorpore la evolución en la forma de los proto-halo sería capaz de explicar la tendencia del MA para corrimientos al rojo altos.

Una implementación de este tipo debería fallar primero para los sistemas L cerca de $z \sim 1$, donde nuestros resultados muestran un claro cambio de comportamiento. En efecto, para $z > 1$, el MA de los proto-halos L evoluciona hacia orientaciones perpendiculares con respecto a $\hat{\mathbf{e}}_3$, al igual que el de las otras dos muestras. Sin embargo, luego de este punto los sistemas L invierten esta tendencia hasta borrar, o al menos contrarrestar significativamente, la variación en la dirección del MA que se produjo durante los regímenes lineal y cuasi-lineal. Una evolución similar se observa en la muestra M, pero la inversión tiene lugar en un corrimiento al rojo más bajo. Estos cambios en las etapas finales podrían deberse a flujos de acreción anisotrópicos (van Haarlem & van de Weygaert, 1993; Libeskind et al., 2013; Codis et al., 2015; Laigle et al., 2015; Wang & Kang, 2017) o a la aparición de fuertes campos de vorticidad (Libeskind et al., 2012) a los que los proto-halos se acoplan a medida que colapsan y se mueven de un entorno a otro. Además de modificar la orientación del MA, estos procesos deberían reducir la cantidad total de MA que adquieren estos sistemas en relación a las predicciones de la TTT, lo cual explicaría la correlación que observamos con nuestra clasificación.

Por otro lado, no es posible identificar un cambio de tendencia en la evolución de la alineación $\hat{\mathbf{J}}\cdot\hat{\mathbf{e}}_3$ para la muestra H. El MA de estos sistemas se vuelve más perpendicular a la espina de los filamentos a medida que pasa el tiempo, tanto durante los regímenes lineal y cuasi-lineal como en las etapas finales. Como consecuencia de este comportamiento sistemático, en la actualidad, un tercio de la población total de halos de baja masa tienen su MA orientado preferentemente perpendicular a la espina de los filamentos, en oposición a la señal de alineación que se reporta en trabajos previos. Recordemos que los halos H son, además, los que presentan mayor soporte rotacional y coherencia entre su forma y la dirección de su MA (López et al., 2019). Una interpretación cualitativa de la ATTT (Codis et al., 2015) podría sugerir que los halos de baja masa con estas características deberían ser aquellos cuyo MA está más alineado con la espina de los filamentos, ya que se habrían formado a partir de parches lagrangianos que ocupan un octante único y coherente de vorticidad. El hecho de que nuestros resultados no reproduzcan este escenario constituye uno de los aspectos más intrigantes del trabajo. Una interpretación alternativa podría ser que lo que la ATTT explica y describe adecuadamente es la dependencia de la alineación MA-filamento con la masa: los sistemas menos masivos tienen, en general, su MA más alineado con $\hat{\mathbf{e}}_3$ que los de alta masa. Esta tendencia se observa en las condiciones iniciales y, más allá de un desplazamiento de la alineación mediana, permanece casi inalterada hasta el tiempo presente. En cualquier caso, queda por encontrar un mecanismo que explique la reorientación general del MA hacia configuraciones más perpendiculares durante los regímenes lineal y cuasi-lineal, algo que resulta fundamental para entender ciertos aspectos de la alineación MA-filamento a tiempo presente, como por ejemplo la masa de *spin flip*.

La conexión halo-galaxia

Hasta aquí, esta tesis se ha centrado en el origen y crecimiento del momento angular (MA) en halos de materia oscura (DM), en su relación con otras propiedades intrínsecas de los halos y en la manera en que estos fenómenos se vinculan con la distribución de materia en gran escala del Universo. Sin embargo, en la práctica observacional, son las galaxias que habitan en el interior de estos halos las que permiten trazar tanto la estructura como la evolución del Universo. A medida que se forman, migran y se fusionan, las galaxias van poblando los filamentos y nodos de la red cósmica, proporcionando una muestra luminosa, aunque dispersa y sesgada, del campo de densidad subyacente. De este modo, si se quiere contrastar con datos observacionales los resultados de cualquier estudio sobre este campo o sobre las estructuras que se forman en él, es necesario considerar la relación entre las propiedades de las galaxias y las de los halos.

4.1. Introducción

En este Capítulo proponemos abordar el problema de la conexión halo-galaxia a partir de la siguiente pregunta: ¿de qué modo la evolución del MA de los halos correlaciona con la morfología de las galaxias que alojan?

Para trazar una posible línea de respuesta, a continuación presentamos dos análisis realizados sobre una muestra de halos y galaxias en simulaciones del proyecto EAGLE. En esta Sección exponemos brevemente las bases teóricas del modelo de formación de galaxias que fundamenta nuestros estudios, mientras que en la [Sección 4.2](#) presentamos las simulaciones y los métodos. En cuanto a los análisis, en la [Sección 4.3](#) retomamos la clasificación basada en el crecimiento neto del MA de los halos ([López et al., 2019, 2021](#)) para estudiar su correlación con la morfología galáctica en las simulaciones hidrodinámi-

cas; luego, en la [Sección 4.4](#) incorporamos la versión sin gas de las simulaciones para intentar predecir los tipos morfológicos de las galaxias en EAGLE a partir de la pérdida de MA que se produce en el interior de los halos durante la etapa final de su formación. Finalmente, en la [Sección 4.5](#) presentamos un resumen de los resultados más importantes del Capítulo, discutimos sus alcances y consideramos la posibilidad de extender la investigación en trabajos futuros.

4.1.1. Formación de galaxias

El escenario estándar de formación jerárquica (*standard picture*, [Fall & Efstathiou, 1980](#); [Mo et al., 1998](#)) establece una conexión natural entre las galaxias y los halos de materia oscura en los que habitan. De acuerdo a este modelo, el proceso de formación de galaxias involucra, en primer lugar, el colapso y la virialización de un halo de materia oscura, seguido por el enfriamiento y condensación del gas en su interior y la conversión de la componente fría en estrellas y en un agujero negro supermasivo en el núcleo. Posteriormente, la evolución estelar y la presencia de un núcleo activo (AGN) pueden producir una eyección de energía, masa y elementos pesados al medio interestelar capaz de afectar tanto la estructura como la composición química de la galaxia, e incluso expulsar vientos al medio intergaláctico. Finalmente, las galaxias pueden fusionarse e interactuar, modificando su morfología y desencadenando, a su vez, nuevos procesos de formación estelar y actividad AGN.

En general, las propiedades de una galaxia quedan determinadas por la importancia relativa de todos estos fenómenos a lo largo de su formación. Esto depende, a su vez, de factores como la escala temporal asociada a cada proceso y el entorno cosmológico del sistema. Como resultado de esta evolución, existe una amplia variedad de objetos galácticos con diferentes formas, tamaños y estructuras complejas que incluyen la presencia de bulbos, discos delgados y gruesos, barras, brazos espirales, colas, etc. (se pueden encontrar revisiones detalladas del tema en [Buta, 2013](#); [Conselice, 2014](#)). Esta diversidad fue secuenciada por primera vez por [Hubble \(1922, 1926\)](#) y representada luego mediante el diagrama que se muestra en el panel izquierdo de la [Figura 4.1 \(Hubble, 1936\)](#). La clasificación de Hubble fue luego extendida por otros autores (ver por ej. [Sandage, 1961](#); [Buta et al., 2007](#)), y se suele resumir en un sencillo conjunto de tipos morfológicos, cada uno con su propia gradación: galaxias elípticas, lenticulares, espirales normales o barradas e irregulares. En muchos casos, especialmente en estudios con simulaciones hidrodinámicas cosmológicas, se definen métricas aún más simples que correlacionan bastante bien con

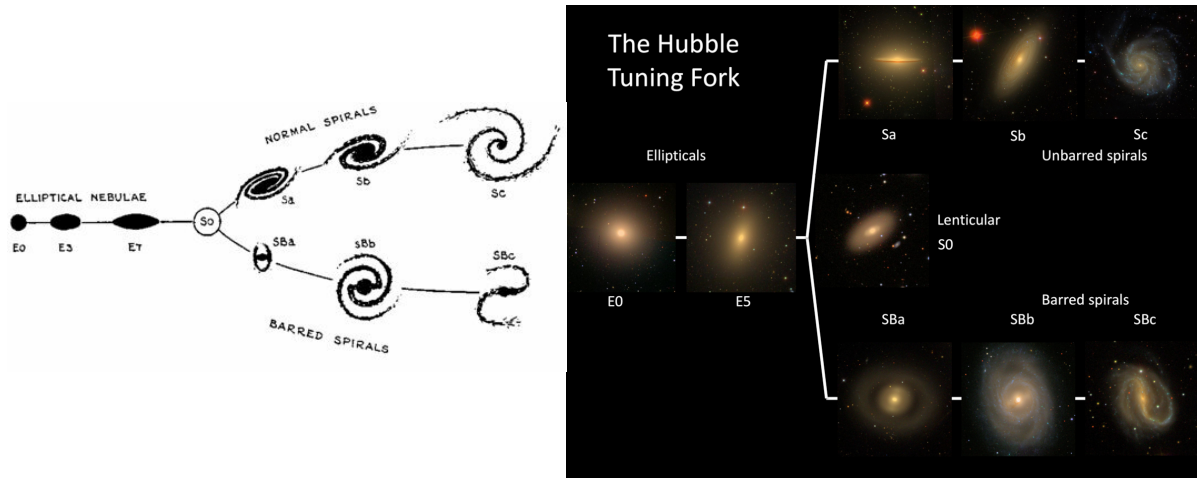


Figura 4.1: Esquema original publicado por [Hubble \(1936\)](#) para clasificar morfológicamente los distintos tipos de *nebulosas extragalácticas* (izquierda) y secuencia extraída de [Masters et al. \(2019\)](#), donde se utilizan imágenes del Sloan Digital Sky Survey (SDSS, [York et al., 2000](#)) para ilustrar los tipos morfológicos con ejemplos sugeridos por el propio [Hubble](#) (derecha).

la secuencia de Hubble ([Simien & de Vaucouleurs, 1986](#)) y que se basan en la fracción de luz o masa aportada por un disco aplanado y soportado por rotación, o bien la contenida en un esferoide triaxial soportado por dispersión de velocidades. Esto permite establecer una clasificación muy básica con sólo dos clases de objetos: por un lado, las galaxias dominadas por discos; por el otro, las dominadas por bulbos.

En la [Figura 4.2](#) se presenta una adaptación del diagrama de flujo con el que [Mo et al. \(2010b\)](#) esquematizan el proceso de formación de galaxias. Es importante notar, como explican los autores, que la separación entre las diferentes etapas no es tan nítida como sugiere la Figura. Por ejemplo, es posible que el gas frío no tenga tiempo suficiente para asentarse en un disco antes de que se produzca una fusión importante. En cualquier caso, la evolución de la proto-galaxia luego del enfriamiento de los bariones y, por lo tanto, la morfología del objeto final, dependen en gran medida de las propiedades que el gas hereda del halo de materia oscura. En particular, como puede observarse, el MA del sistema juega un rol fundamental. Respecto a este fenómeno, el escenario estándar asume que:

- El MA del halo (materia oscura + gas) se origina a partir de torques de marea.
- La materia oscura y el gas adquieren distribuciones de MA específico idénticas.
- El gas conserva su MA específico a medida que se enfría y colapsa.

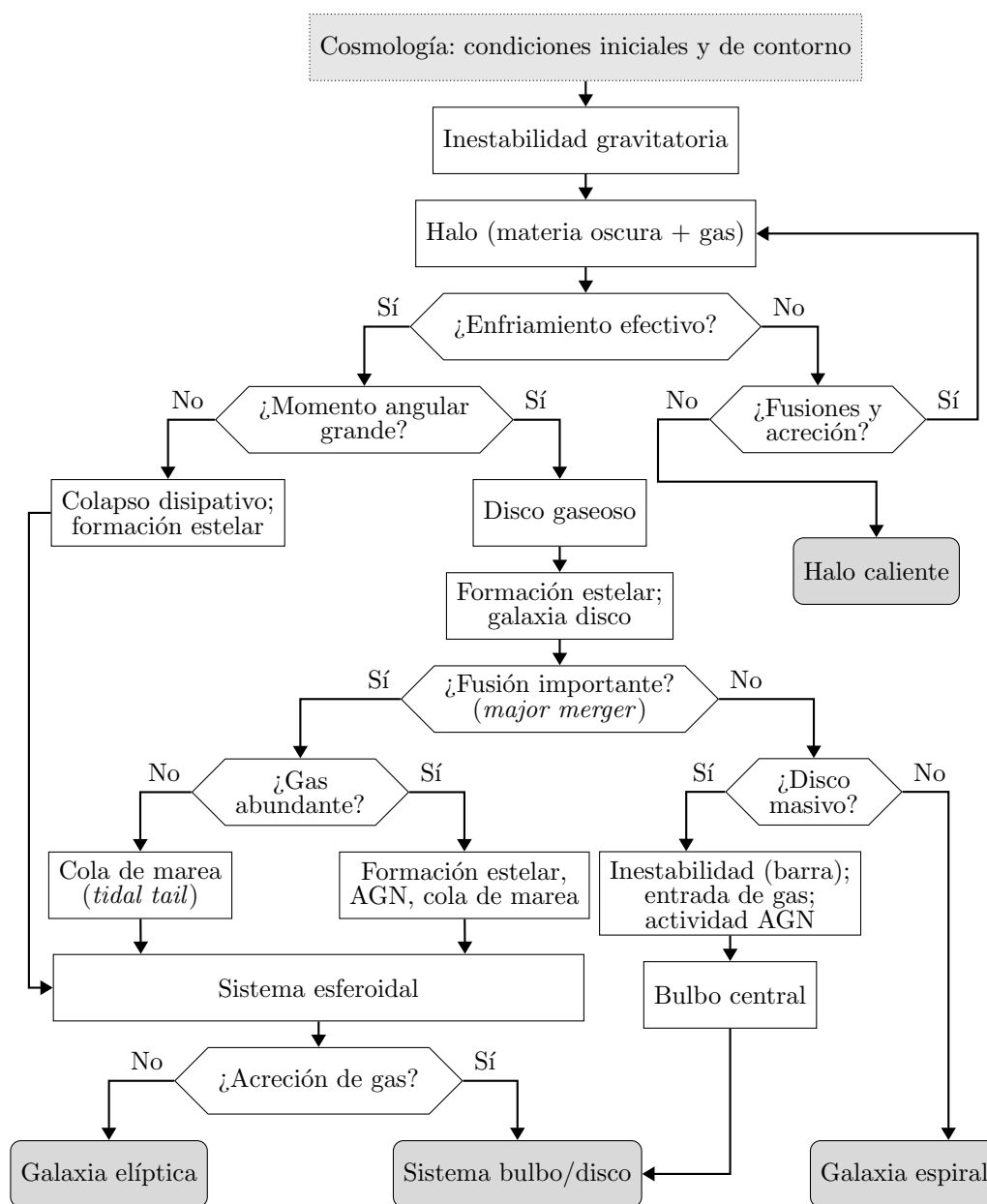


Figura 4.2: Diagrama de flujo que representa el proceso de formación galáctica. Los caminos que conducen a la formación de diferentes tipos de galaxias se muestran junto con los procesos físicos más relevantes. Diagrama adaptado de [Mo et al. \(2010b\)](#)

De acuerdo a este esquema, es razonable esperar una correlación significativa entre ciertas propiedades de las galaxias, como su morfología o su color, y el MA de los halos de materia oscura en que habitan. Si bien es cierto que los numerosos procesos que siguen al enfriamiento del gas pueden modificar la huella que el halo anfitrión imprime en la galaxia, también es verdad que muchos de estos procesos correlacionan, ellos mismos, con

propiedades del halo o del entorno cosmológico del sistema. Por ejemplo, los encuentros y fusiones con objetos vecinos, que pueden producir cambios significativos en la estructura de la galaxia en formación, son capaces también de modificar el MA obtenido a través de torques de marea. Como esta clase de encuentros tienen direcciones preferenciales de ocurrencia a lo largo de los filamentos cósmicos, es posible que una desviación sistemática respecto al comportamiento predicho por la TTT (por ejemplo, un exceso de alineación con respecto a los filamentos) correlacione con las fusiones y, por lo tanto, con un exceso de sistemas esferoidales. En otras palabras, si el MA de los halos no es suficiente para determinar la morfología de las galaxias, otros aspectos asociados a su evolución tardía, como las desviaciones respecto al comportamiento lineal o el grado de (des)alineación con la estructura en gran escala, podrían ayudar a establecer una correlación más clara.

4.2. Métodos

En esta Sección describimos las simulaciones del proyecto EAGLE con las cuales realizamos nuestro análisis. Además, presentamos los métodos utilizados para identificar estructuras, la definición de la muestra de halos y galaxias y los estimadores que adoptamos para estudiar la evolución de sus propiedades.

4.2.1. Simulaciones EAGLE

El proyecto EAGLE (Schaye et al., 2015; Crain et al., 2015) consiste en un conjunto de simulaciones numéricas cosmológicas realizadas con una implementación de hidrodinámica de partículas suavizadas (SPH, *Smoothed-Particle Hydrodynamics*) mediante una versión modificada del código GADGET (Springel, 2005). Con el fin de modelar los procesos relevantes para la formación de galaxias que se producen en escalas menores a la resolución de las simulaciones (como el *feedback* estelar y los AGN), en EAGLE se utilizan prescripciones calibradas para reproducir ciertas relaciones observadas en catálogos de galaxias: la función de masa estelar, la distribución de tamaños y la relación entre las galaxias y la masa de su agujero negro central. Además de estas propiedades, diversos estudios muestran que las simulaciones del proyecto reproducen con precisión otros observables, aunque en la mayoría de los casos con ligeras discrepancias en los extremos de la distribución de masas estelares (para una discusión de este tema, ver por ej. van de Sande et al., 2019). Algunos de estos resultados incluyen la relación color-magnitud (Trayford et al., 2015) y su conexión con la morfología (Correa et al., 2017), la relación

Parámetro	EAGLE/DMO
Ω_m	0,307
Ω_Λ	0,693
Ω_b	0,04825
H_0 [km s ⁻¹ Mpc]	67,77
σ_8	0,8288
n_s	0,9611
Máxima longitud física de suavizado [kpc]	0.7
Número inicial de partículas de gas	1504 ³ / –
Número de partículas de materia oscura	1504 ³ /1504 ³
Masa inicial por partícula de gas [10 ⁷ M _⊙]	0,181/ –
Masa por partícula de materia oscura [10 ⁷ M _⊙]	0.970/1.150

Tabla 4.1: Parámetros cosmológicos y numéricos de la simulación Ref-L100N1504 del proyecto EAGLE, tanto en su versión hidrodinámica (EAGLE) como en su versión de materia oscura pura (DMO). Los valores de los parámetros cosmológicos corresponden a [Planck Collaboration et al. \(2020\)](#).

masa estelar-tamaño ([Furlong et al., 2017](#); [Rosito et al., 2019](#)) y su dispersión ([Lange et al., 2016](#)), el contenido y estado de ionización del gas ([Lagos et al., 2015](#); [Bahé et al., 2015](#)) y propiedades dinámicas de las galaxias como su MA específico ([Lagos et al., 2018](#)).

El proyecto está conformado por una serie de simulaciones con diferentes resoluciones y volúmenes, cada una con una versión hidrodinámica (que llamaremos EAGLE) y otra de materia oscura pura, es decir, sin gas (DMO o *dark matter only*). Las partículas de materia oscura en cada par EAGLE-DMO están identificadas con los mismos números y comienzan con idénticas condiciones iniciales, lo cual permite establecer una correspondencia entre las estructuras que se forman en ambas realizaciones (por ejemplo, comparando las partículas que dichas estructuras tienen en común) y analizar la dependencia de sus propiedades con la presencia o ausencia de bariones. También permite, a la inversa, estudiar de qué modo las galaxias en la simulación hidrodinámica correlacionan con las propiedades de los halos en la versión DMO, tal como veremos en la segunda parte de este Capítulo.

Concretamente, en nuestro trabajo utilizamos la simulación Ref-L100N1504, cuya versión hidrodinámica sigue la evolución de 2×1504^3 partículas en un volumen cúbico

periódico de $66,7 h^{-1}$ Mpc de lado, desde una época que corresponde a un corrimiento al rojo o *redshift* $z = 20$ hasta $z = 0$ (tiempo presente). Inicialmente se tiene el mismo número de partículas de gas y materia oscura, con un masa por partícula $m_{\text{dm}} = 6,57 \times 10^6 h^{-1} M_{\odot}$ para la materia oscura y una masa inicial por partícula $m_{\text{gas}} = 1,22 \times 10^6 h^{-1} M_{\odot}$ para el gas. En la Sección 4 de [Schaye et al. \(2015\)](#) se puede encontrar una descripción detallada de los métodos utilizados para transformar el gas en estrellas y agujeros negros a medida que avanza la simulación, así como de los demás procesos físicos que ocurren en escalas por debajo de su resolución. Por el lado de las interacciones gravitatorias, hasta *redshift* $z = 2,8$ se tiene un suavizado de longitud fija $\epsilon = 1,8 h^{-1}$ kpc en unidades comóviles (equivalente a una esfera de [Plummer](#) con radio de escala ϵ) y a partir de ese momento se adoptan unidades físicas, alcanzando una longitud máxima $\epsilon = 0,47 h^{-1}$ kpc. En el caso de la versión DMO, las únicas diferencias son el número total de partículas, que se reduce a 1×1504^3 , y la masa de las partículas de materia oscura, cuyo valor es $m_{\text{dm}} = 7,79 \times 10^6 h^{-1} M_{\odot}$. Los parámetros cosmológicos fueron tomados de [Planck Collaboration et al. \(2020\)](#) y son los que se indican en la Tabla 4.1.

4.2.2. Identificación de estructuras

Para los análisis que presentamos en este Capítulo, la identificación de halos y galaxias se realiza en dos etapas. La primera es la misma tanto en EAGLE como en DMO y fue realizada por [Schaye et al. \(2015\)](#). La segunda parte fue llevada a cabo mediante códigos propios sobre la base de los catálogos provistos por los autores de las simulaciones y de las posiciones y velocidades de las partículas.

Concretamente, la primera etapa consiste en la identificación de sistemas virializados de materia oscura en la salida final de cada simulación, correspondiente a $z = 0$, mediante un algoritmo *Friends of Friends* (FoF, [Davis et al., 1985](#)) con una longitud de percolación de 0,2 veces la separación media entre partículas. Cada una de estas estructuras es caracterizada en primer lugar por su masa $M_{\text{FoF}} = N_{\text{h}} m_{\text{dm}}$, donde N_{h} es el número de partículas que la componen; luego, mediante la determinación de la posición \mathbf{r}_{cm} y velocidad \mathbf{v}_{cm} de su centro de masa, del radio R_{vir} que encierra una sobredensidad promedio 200 mayor que la densidad media de la simulación y de la masa M_{vir} contenida en dicho radio.

La segunda etapa corresponde a la identificación y caracterización de la subestructura central de cada halo. En el caso de EAGLE, donde consideramos las estrellas y el gas,

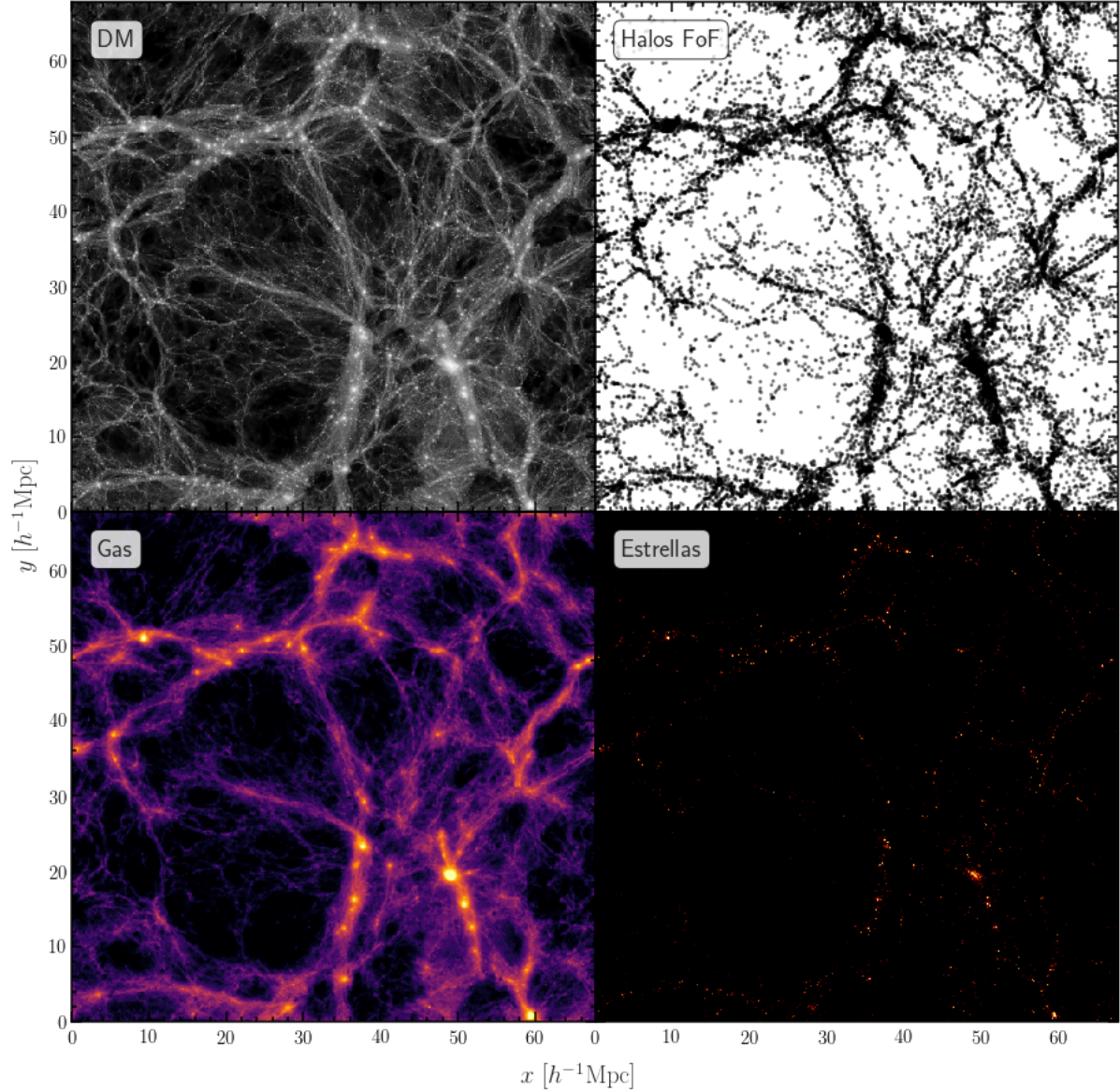


Figura 4.3: Recorte de $5 h^{-1} \text{ Mpc}$ de profundidad en la simulación hidrodinámica Ref-L100N1504 del Proyecto EAGLE. Se puede ver, de izquierda a derecha y de arriba a abajo, el campo de densidad de materia oscura, los halos FoF de la región, el campo de densidad del gas y el campo de densidad de estrellas, respectivamente. La Figura fue realizada utilizando PY-SPHVIEWER (Benitez-Llambay, 2015).

esto es equivalente a definir la galaxia central y sus propiedades. Para ello, primero determinamos la posición \mathbf{r}_{min} dentro de cada sistema en donde se encuentra el mínimo de potencial gravitatorio y luego, siguiendo a Ferrero et al. (2021), identificamos las partículas de materia oscura, gas y estrellas que residen en el interior de una esfera de radio $R_{\text{gal}} = 0,15R_{\text{vir}}$ alrededor de \mathbf{r}_{min} . De este modo, definimos como “galaxia central” al subconjunto de partículas estelares y de gas en esa región, mientras que las partículas

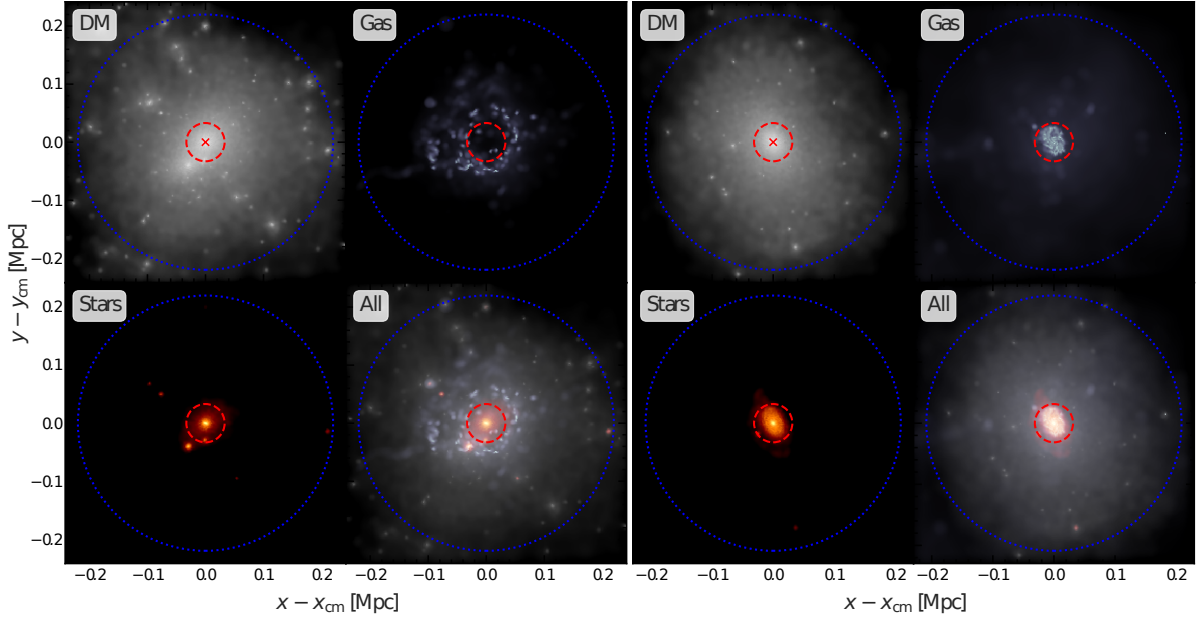


Figura 4.4: Dos ejemplos de grupos FoF (halos) y de sus subestructuras centrales (galaxias y halos interiores). El círculo exterior de puntos azules muestra el radio virial R_{vir} ; el círculo interior de trazos rojos, el radio galáctico $R_{\text{gal}} = 0,15R_{\text{vir}}$. De arriba a abajo y de izquierda a derecha se muestran las distribuciones aisladas de materia oscura, gas, estrellas y finalmente el sistema completo. El halo de la derecha aloja una galaxia central repleta de gas, mientras que el de la izquierda, que contiene una cantidad similar de partículas gaseosas, tiene una galaxia central compuesta casi exclusivamente por estrellas.

de materia oscura en la misma esfera constituyen lo que llamaremos “halo interior” (ver [Figura 4.4](#)).

Es importante notar que, en ocasiones, el algoritmo FoF realiza conexiones “espurias” entre estructuras vecinas que no conforman verdaderos sistemas virializados. Cuando esto ocurre, algunas de las asunciones sobre las que se basan nuestras hipótesis dejan de tener sentido, como por ejemplo la que establece que la galaxia central hereda el MA específico de su halo anfitrión. Una manera de identificar estos casos consiste en estudiar la distancia entre la posición del centro de masa del grupo y la posición del mínimo de potencial gravitatorio. En los grupos relajados, el centro de masa y el mínimo de potencial se encuentran relativamente cerca uno del otro. En los grupos no virializados, en cambio, el centro de masa suele ubicarse en algún punto intermedio entre varias subestructuras, mientras que el mínimo de potencial se encuentra en el interior de alguna de ellas (típicamente la más masiva). Para evitar este problema, entonces, consideramos en nuestro análisis únicamente aquellos halos cuyo centro de masa se encuentra a menos

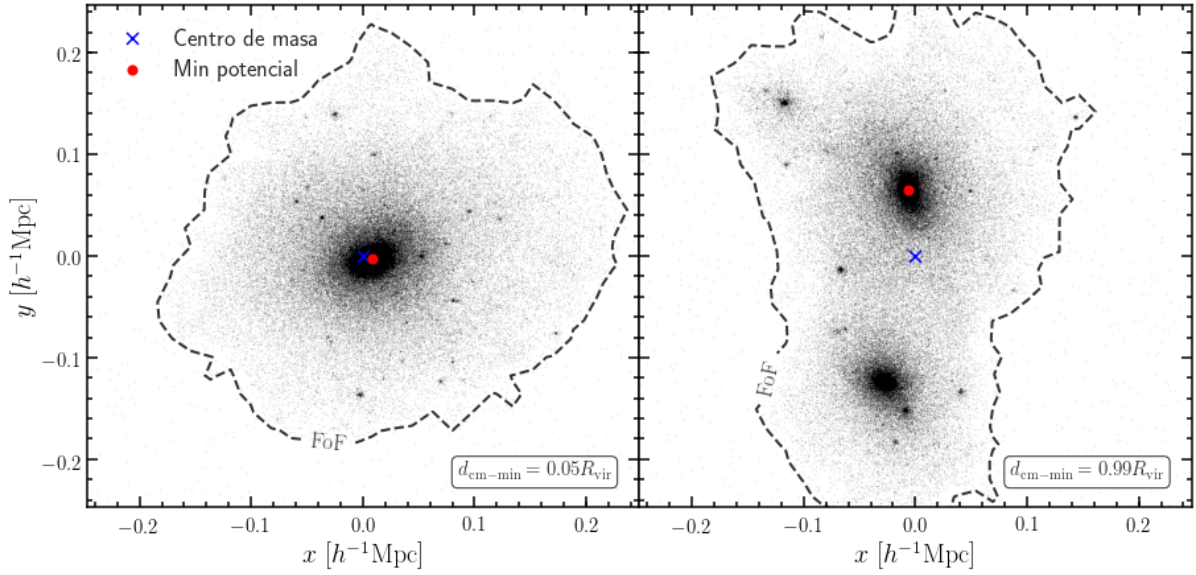


Figura 4.5: Ejemplo de un grupo FoF relajado (izquierda) y de otro conformado por estructuras que el algoritmo conectó de manera espuria (derecha). En cada panel, la curva de trazos delimita aproximadamente el contorno del grupo FoF. La cruz azul muestra el centro de masa del sistema, mientras que el círculo rojo representa la posición del mínimo de potencial. La distancia entre estos puntos está expresada en el margen inferior derecho, en unidades del radio virial R_{vir} .

de medio radio virial del mínimo de potencial, es decir:

$$d_{\text{cm-min}} = |\mathbf{r}_{\text{cm}} - \mathbf{r}_{\text{min}}| < 0,5R_{\text{vir}}.$$

A modo de ejemplo, en la [Figura 4.5](#) presentamos grupos FoF con diferentes valores de $d_{\text{cm-min}}$. El de la izquierda se encuentra relajado, con un valor $d_{\text{cm-min}} = 0,05R_{\text{vir}}$. El de la derecha, con un valor $d_{\text{cm-min}} = 0,99R_{\text{vir}}$, representa un grupo no virializado que descartamos en nuestro estudio.

Con las estructuras definidas, implementamos una restricción que consiste en considerar sólo aquellos sistemas cuyo halo FoF en la simulación hidrodinámica (EAGLE) tiene definida una contraparte en la simulación de materia oscura pura (DMO). La determinación de pares de halos EAGLE-DMO se realiza comparando los números de identificación de las partículas de materia oscura en ambas simulaciones, ya que sus valores codifican de igual manera las correspondientes coordenadas lagrangianas. En la práctica, dado un grupo FoF en EAGLE, seleccionamos las 50 partículas de materia oscura más ligadas gravitacionalmente y luego las localizamos en la simulación DMO. Si más de la mitad de ellas se encuentran en un mismo grupo FoF, establecemos un vínculo entre ambos halos. Luego, repetimos el procedimiento sobre los grupos FoF en la simulación DMO

y buscamos la posición de sus homólogos en EAGLE. Más del 95 % de los sistemas con $M_{\text{vir}} > 2 \times 10^{10} h^{-1} M_{\odot}$ se pueden emparejar de forma biyectiva, y esa fracción se acerca a la unidad para $M_{\text{vir}} > 7 \times 10^{10} h^{-1} M_{\odot}$, de modo que esta restricción prácticamente no afecta el tamaño de la muestra con la que realizamos nuestro análisis.

Por último, en nuestro estudio utilizamos únicamente galaxias centrales cuya masa estelar es mayor a $10^9 h^{-1} M_{\odot}$. Esto asegura contar al menos con 300 partículas estelares por galaxia, lo cual es suficiente para resolver su distribución interna y evitar sesgos en la determinación de propiedades dinámicas como el MA y la morfología (ver por ej. [Bett et al., 2007](#)). Estas condiciones producen una muestra de 1542 galaxias con sus respectivos halos anfitriones y contrapartes DMO.

4.2.3. Propiedades de los halos y las galaxias

El paso siguiente consiste en determinar las propiedades de interés para estudiar la conexión halo-galaxia. Más aún, estamos interesados en aspectos asociados a la variación temporal del MA, con lo cual debemos definir un método que nos permita caracterizar los sistemas no sólo a tiempo presente, sino también a lo largo de su evolución.

Siguiendo a [López et al. \(2019, 2021\)](#), en este trabajo adoptamos un enfoque lagrangiano en el que las partículas asociadas a halos y galaxias en $z = 0$ son seguidas hacia atrás en el tiempo hasta sus condiciones iniciales. De este modo, dada una estructura identificada a tiempo presente, las propiedades de la correspondiente proto-estructura o “parche lagrangiano” en los pasos temporales previos son determinadas utilizando el mismo conjunto de partículas.

Un detalle a tener en cuenta es que, debido a la naturaleza de la implementación SPH en EAGLE, una partícula estelar en $z = 0$ representa una población de estrellas completamente evolucionada que, a medida que se sigue hacia atrás en el tiempo, se transforma en una partícula de gas progenitora. Este proceso se puede seguir sin ambigüedades dado que cada partícula estelar tiene un número de identificación único, heredado de la partícula de gas de la que se formó. Sin embargo, debido a que la simulación implementa procesos de pérdida de masa estelar, la masa de los pares lagrangianos gas/estrella no se conserva durante la evolución. En nuestro análisis, cuando nos referimos a las propiedades de galaxias en una dada época, siempre nos referimos al conjunto de partículas lagrangianas tal como se encuentran en dicho paso temporal, independientemente de que a tiempo presente hayan sido identificadas como gas o como estrellas.

Forma y momento angular

La mayoría de los análisis en este Capítulo se desprenden del cálculo del MA. Esta propiedad se define de un modo similar a como hicimos en los Capítulos 2 y 3, pero en este caso se determina tanto para los halos FoF como para sus galaxias centrales y halos interiores.

El MA al tiempo t está dado por:

$$\mathbf{J}(t) = \sum_{\alpha=1}^N m_{\alpha}(t) \mathbf{x}_{\alpha}(t) \times \mathbf{v}_{\alpha}(t),$$

donde N es el número de partículas en el sistema y $m_{\alpha}(t)$, $\mathbf{x}_{\alpha}(t)$ y $\mathbf{v}_{\alpha}(t)$ denotan, respectivamente, la masa, posición y velocidad con respecto al centro de masa de la α -ésima partícula. A partir de esta cantidad calculamos también el parámetro adimensional de *spin* de Bullock et al. (2001) a tiempo presente:

$$\lambda = \frac{J_0}{\sqrt{2} M_{\text{vir}} V R_{\text{vir}}},$$

donde $J_0 = |\mathbf{J}(z = 0)|$ y V es la velocidad circular del sistema en el radio virial, $V = \sqrt{\frac{GM_{\text{vir}}}{R_{\text{vir}}}}$.

Crecimiento neto del momento angular

En la Sección 4.3 vamos a retomar el enfoque de López et al. (2019, 2021) para los halos de materia oscura. Por ello, repasamos brevemente nuestra clasificación. El crecimiento neto del MA de los halos se define sencillamente como el cociente entre el módulo del MA a tiempo presente ($z = 0$) y el del correspondiente proto-halo en las condiciones iniciales de la simulación ($z = 20$):

$$J_{\text{gr}} = \frac{J_0}{J_{\text{ini}}}$$

Si separamos la población en pequeños intervalos de masa y analizamos sus distribuciones de J_{gr} , los terciles de cada distribución permiten definir muestras de halos cuyo MA ha crecido por encima, en consistencia o por debajo de la mediana correspondiente a su masa. En otras palabras, podemos clasificar a los halos de acuerdo a si el crecimiento neto de su MA ha sido **alto**, **medio** o **bajo**. En lo que sigue, abreviamos estas categorías como H (*high*), M (*medium*) y L (*low*), respectivamente.

Con esta clasificación pretendemos capturar desviaciones sistemáticas respecto a las predicciones de la TTT. El análisis se explica de manera detallada en la Subsección 2.2.2

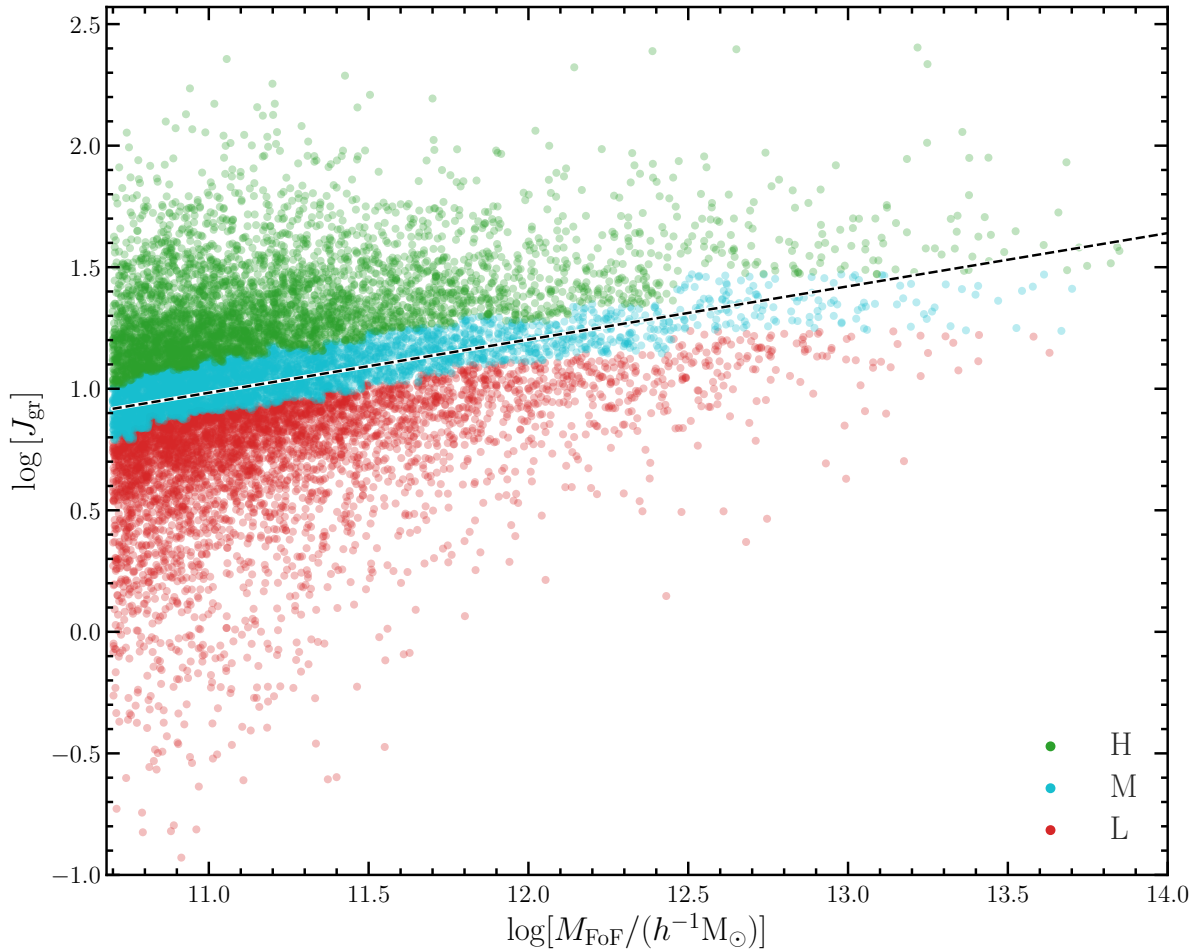


Figura 4.6: Clasificación de acuerdo al crecimiento neto del MA de los halos de materia oscura en EAGLE. El eje horizontal representa la masa FoF de la población de halos, mientras que el eje vertical muestra el logaritmo de $J_{\text{gr}} = J_{z=0}/J_{\text{ini}}$. Los puntos verdes, celestes y rojos representan, respectivamente, los halos cuyo MA ha crecido por encima (H), en consistencia (M) o por debajo (L) de lo que se espera según la TTT. El ajuste lineal en línea de trazos negra muestra claramente que los halos más masivos adquieren típicamente más MA.

del [Capítulo 2](#); aquí simplemente resumiremos la idea principal. La [Figura 4.6](#) muestra la dependencia de J_{gr} con la masa de los halos. Los objetos más masivos presentan típicamente un mayor crecimiento neto de MA. Esto es consistente con la idea de que los halos más masivos colapsan más tarde y, por lo tanto, adquieren MA por torques de marea durante más tiempo. Al considerar un intervalo pequeño de masa, los puntos verdes (H) y rojos (L) definen los terciles extremos de la distribución de J_{gr} . Como su apartamiento del comportamiento mediano, dado por los halos M (en celeste), no depende de la masa, lo interpretamos como una desviación sistemática respecto a las predicciones de

la TTT. Los halos H (L) deben colapsar típicamente más tarde (temprano) por algún factor asociado a su entorno o sus propiedades intrínsecas, o adquirir (perder) MA a través de mecanismos no tenidos en cuenta en el modelo.

Pérdida de momento angular en R_{gal}

Otro modo de caracterizar desviaciones respecto a la evolución predicha por la TTT consiste en estudiar específicamente lo que ocurre durante las etapas finales de formación de estructuras. Un ejemplo es el trabajo de [Zavala et al. \(2016\)](#), en el que analizan la co-evolución del MA específico de los halos de materia oscura y de los bariones que componen las galaxias centrales en EAGLE. Entre sus resultados, los autores muestran que la pérdida de MA específico que experimentan las estrellas de una galaxia en la etapa final de su formación, $AM_{\text{loss}}[\text{Stars}]$, correlaciona de manera significativa con la morfología galáctica a tiempo presente. Las partículas estelares de galaxias dominadas por bulbos pierden sistemáticamente más MA que las dominadas por discos. Más aún, muestran que existe una clara relación entre $AM_{\text{loss}}[\text{Stars}]$ y la pérdida de MA de los correspondientes halos interiores, $AM_{\text{loss}}[\text{inner DM}]$.

En este trabajo decidimos explorar la conexión entre los halos de materia oscura y las galaxias centrales a partir del enfoque que sugiere el estudio de [Zavala et al. \(2016\)](#). Para ello, definimos la pérdida de MA específico de las diferentes componentes de un halo (materia oscura, gas y estrellas) como:

$$AM_{\text{loss}} = \frac{j_{\text{max}} - j_0}{j_0}, \quad (4.1)$$

donde j_{max} es el MA específico máximo de dicha componente a lo largo de su evolución y j_0 es su valor a tiempo presente ($z = 0$). A pesar de que la expresión es la misma, nuestra definición difiere ligeramente de la que utilizan [Zavala et al.](#), dado el modo en que seguimos la evolución de los bariones. En dicho estudio, las partículas lagrangianas en cualquier época son sólo aquellas que se pueden seguir hasta tiempo presente. De este modo, cuando determinan propiedades, utilizan un número menor (mayor) de partículas estelares (gas) a medida que retroceden en el tiempo. Nosotros, en cambio, realizamos el cálculo de propiedades con el conjunto completo de partículas que constituye el correspondiente parche lagrangiano. Ni en nuestro análisis ni en el de [Zavala et al.](#) se conserva la masa de los sistemas, pero nuestro enfoque garantiza trabajar en todo momento con el mismo número de partículas.

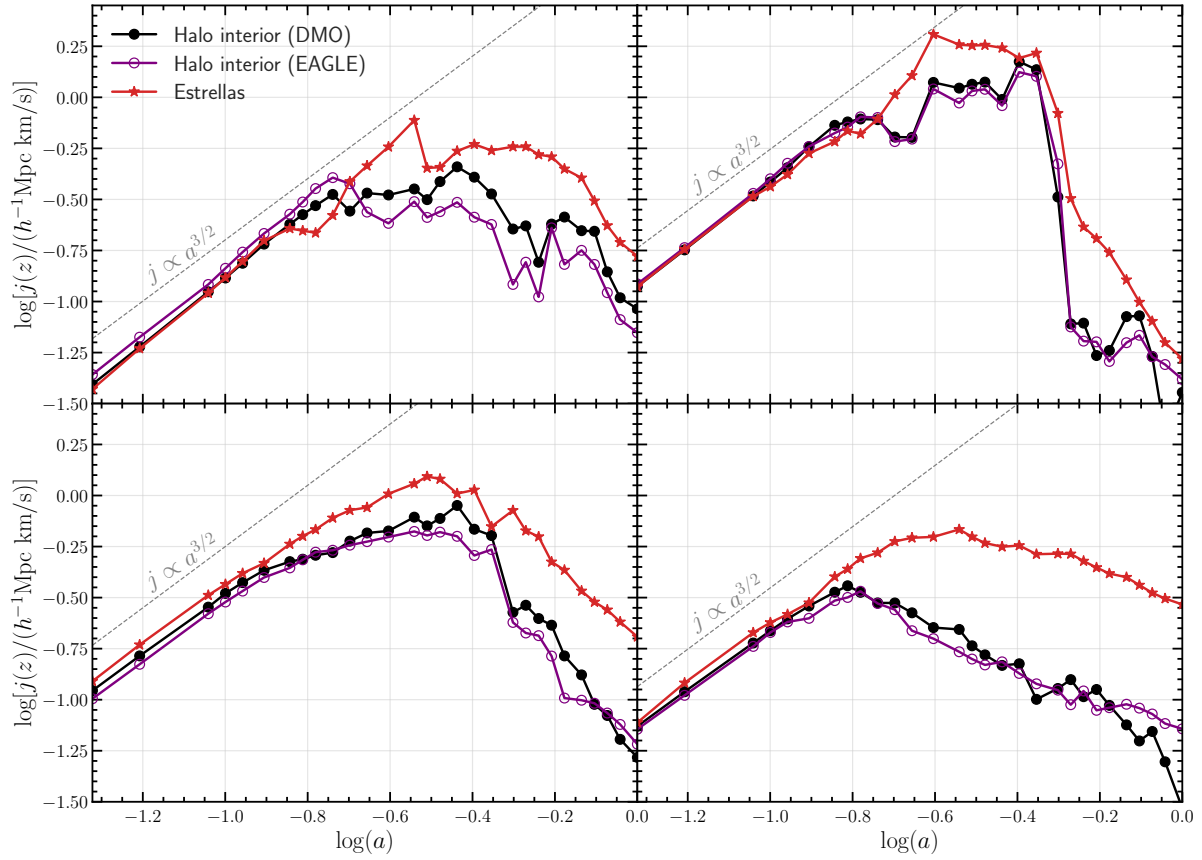


Figura 4.7: Evolución del MA específico, j , de las estrellas y la materia oscura en el interior de R_{gal} para cuatro halos de las simulaciones EAGLE y DMO. En cada panel se muestra cómo varía $\log(j)$ en función del logaritmo del factor de escala $\log(a)$. Las curvas roja y violeta corresponden, respectivamente, a las estrellas de la galaxia central y a la materia oscura del halo interior en un sistema de la simulación EAGLE. La curva negra muestra la evolución del MA específico para el halo interior de la contraparte DMO. La recta gris de trazos indica la evolución predicha por la TTT durante el régimen lineal.

Es importante destacar algunas cuestiones referidas a la pérdida de MA de diferentes componentes de los halos, cuya magnitud está relacionada con los límites “arbitrarios” que se establecen para definir sus fronteras (algoritmo FoF, radio virial o radio galáctico). Durante las etapas lineales, la evolución del MA específico de un halo sigue el comportamiento predicho por la TTT y crece de manera proporcional al tiempo cósmico t . Alrededor de la época de *turnaround*, el MA alcanza un valor máximo y a partir de ese punto se mantiene más o menos constante. Sin embargo, durante la etapa final es común que ciertos mecanismos transfieran material con MA alto hacia las regiones exteriores del halo (Frenk et al., 1985; D’Onghia & Navarro, 2007; Zavala et al., 2008). Por construcción, entonces, al seleccionar partículas que a tiempo presente se encuentran en las

regiones interiores se obtiene una muestra cuyo MA típicamente disminuye en ese mismo periodo. Por ejemplo, si se consideran las partículas en el interior de R_{vir} , la pérdida de MA luego del *turnaround* es relativamente baja, pero suele ser aún menor si se tienen en cuenta todas las partículas del halo FoF. Por el contrario, el halo interior pierde entre un 80 % y un 90 % de su MA específico luego de alcanzar su valor máximo. Este efecto se puede ver claramente en el ejemplo de la [Figura 4.8](#).

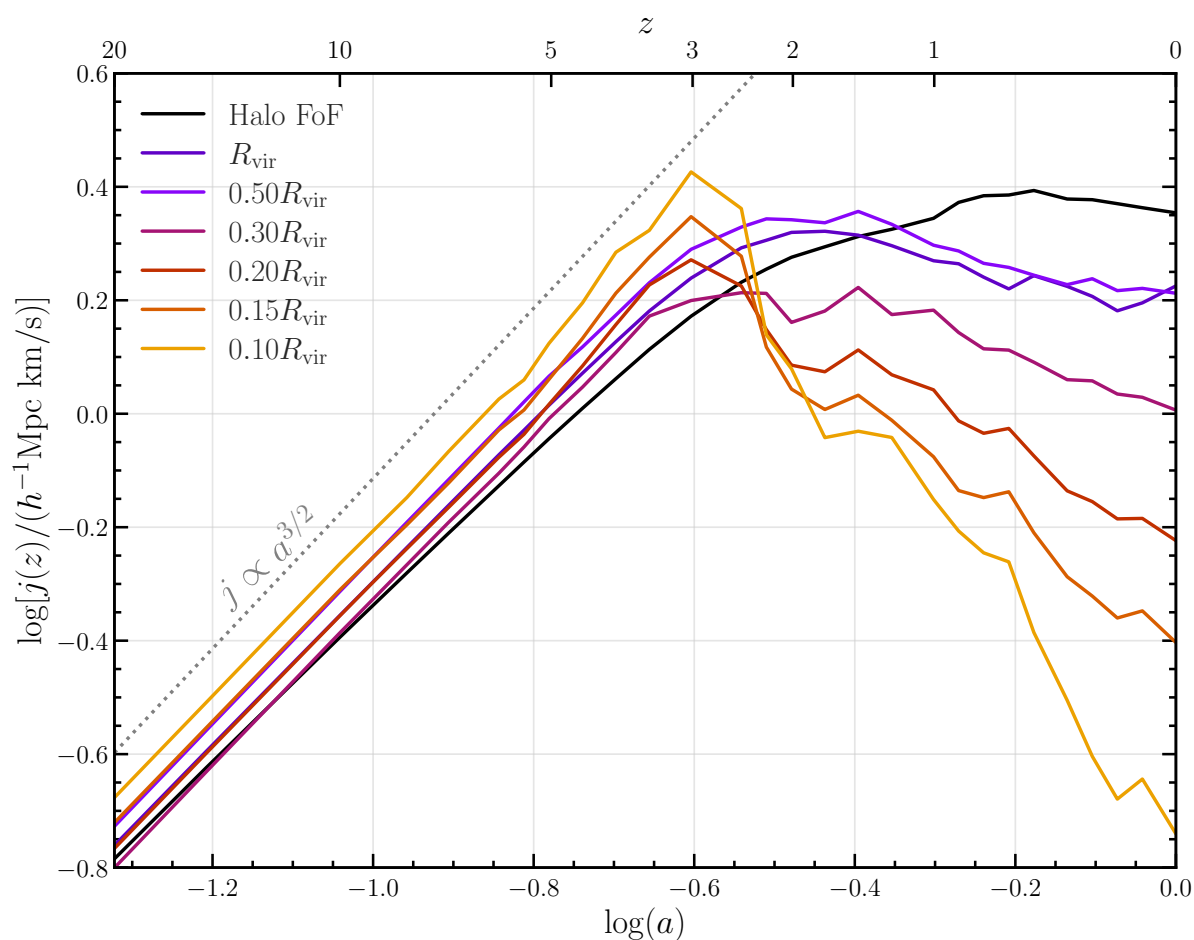


Figura 4.8: Pérdida de MA en las etapas finales de formación de un halo. Las diferentes curvas muestran la evolución del MA específico de las partículas de materia oscura pertenecientes al halo FoF y a distintas fracciones de su radio virial. La curva de puntos representa la evolución predicha por la TTT durante el régimen lineal.

Morfología de las galaxias

Con el fin de mantener nuestro análisis simple, decidimos clasificar las galaxias centrales utilizando sólo dos categorías: galaxias dominadas por un bulbo (“elípticas”) o

dominadas por un disco (“espirales”). Existen diferentes atributos que permiten asignar estos tipos morfológicos. En nuestro trabajo la clasificación se basa en parámetros dinámicos determinados a partir de las partículas estelares de cada galaxia. El primero de estos parámetros es la fracción de energía cinética estelar invertida en rotación ordenada (Sales et al., 2010), definida como:

$$\kappa_{\text{rot}} = \frac{K_{\text{rot}}}{K_*} = \frac{1}{K_*} \sum \frac{m}{2} \left(\frac{j_z}{R} \right)^2, \quad (4.2)$$

donde K_* es la energía cinética total de las estrellas de la galaxia, m es la masa de cada partícula estelar, j_z es la proyección de su MA específico en la dirección del MA total de la componente estelar de la galaxia, \mathbf{J}_* , y R es su distancia cilíndrica al eje z , definido por la dirección de \mathbf{J}_* . La sumatoria se hace considerando únicamente las partículas estelares que rotan en el mismo sentido que el sistema, es decir, sin tener en cuenta las partículas contrarrotantes (Correa et al., 2017). En sistemas con movimientos predominantemente circulares, κ_{rot} se aproxima a la unidad, mientras que tiende a cero en esferoides soportados por presión. De este modo, definimos un valor crítico en $\kappa_{\text{rot}} = 0,5$, por encima (debajo) del cual las galaxias se consideran dominadas por un disco (bulbo). Nuestro valor es ligeramente menor al que se utiliza en otros trabajos (por ej. Ferrero et al., 2021), pero esta diferencia se compensa por el hecho de descartar las partículas contra-rotantes en el cómputo de κ_{rot} .

Para poder comparar mejor nuestros resultados con los que aparecen en otros estudios, realizamos una segunda clasificación morfológica utilizando como parámetro el cociente entre la masa estelar contenida en el bulbo de cada galaxia y su masa estelar total. Este parámetro se conoce como *stellar bulge-to-total mass ratio* o B/T . Para determinar B/T medimos en cada sistema la distribución de $j_z/|j_{\text{gal}}|$, donde $|j_{\text{gal}}|$ es el MA específico total de la componente estelar de la galaxia. Típicamente, las estrellas que constituyen el bulbo se distribuyen alrededor de $j_z/|j_{\text{gal}}| = 0$ de manera más o menos simétrica, dado que se trata de sistemas esferoidales, soportados por dispersión de velocidades y con un número similar de partículas rotantes y contra-rotantes. Las estrellas del disco, por otro lado, se mueven en órbitas más circulares y de manera coherente con la dirección del MA total, de modo que presentan valores positivos de j_z y, por lo tanto, se acumulan en la región derecha de la distribución. Estas características se pueden observar en la Figura 4.9, donde se muestran los histogramas de $j_z/|j_{\text{gal}}|$ para nueve galaxias en nuestro estudio. La importancia relativa de la componente esferoidal se puede estimar, de este modo, definiendo la masa del bulbo como el doble de la masa a la izquierda de $j_z/|j_{\text{gal}}| = 0$, es

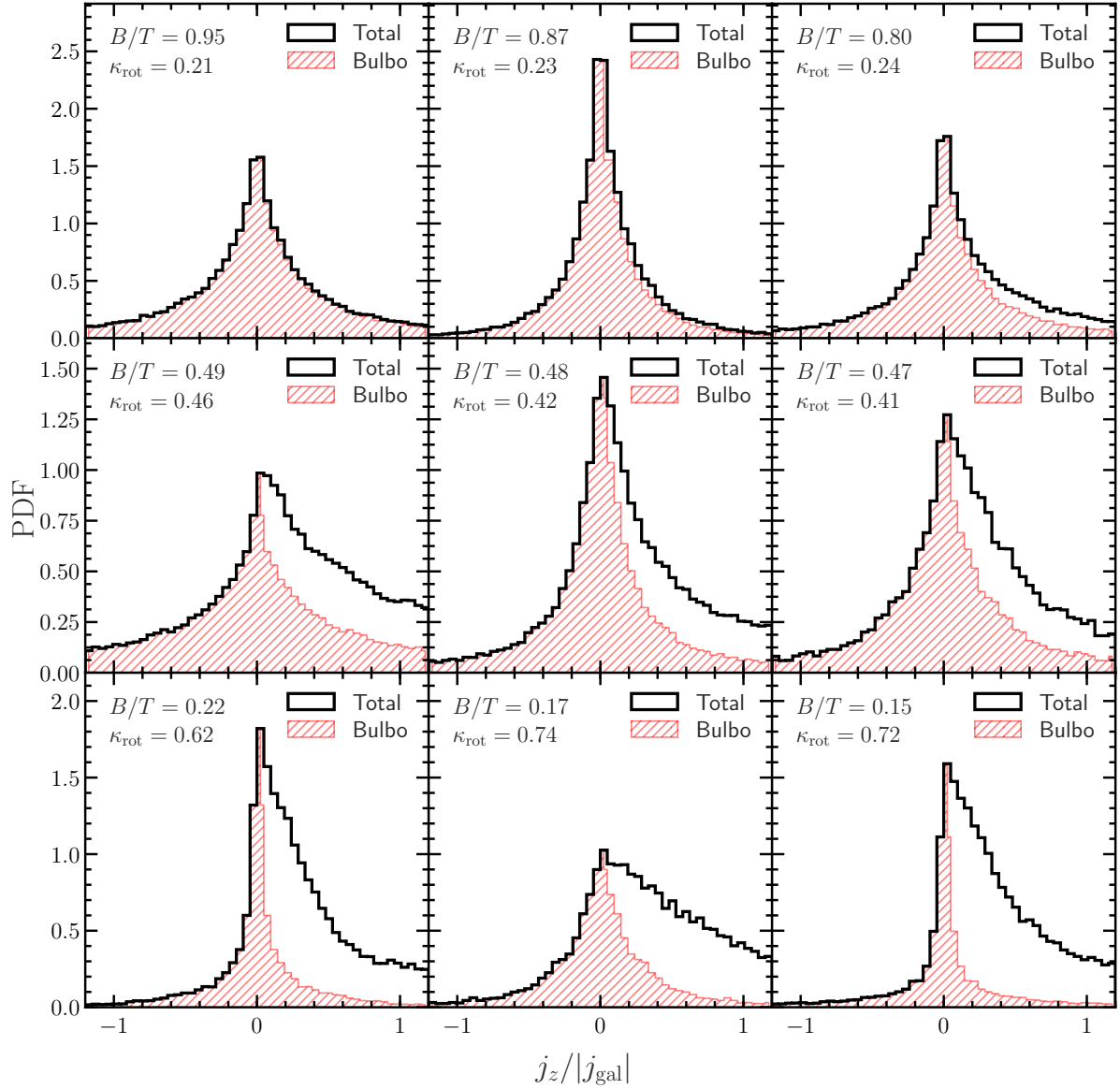


Figura 4.9: Distribución del parámetro $j_z/|j_{\text{gal}}|$ para diferentes galaxias en nuestro estudio. La curva negra representa el total de estrellas de cada galaxia. Realizamos la descomposición dinámica definiendo la masa del bulbo como el doble de la masa a la izquierda de $j_z = 0$ (región sombreada roja). En el margen superior izquierdo se muestran los valores de B/T derivados de este análisis, así como los valores correspondientes de κ_{rot} .

decir:

$$M_{\text{bulbo}} = 2M(j_z < 0). \quad (4.3)$$

A partir de esta medición determinamos $B/T = M_{\text{bulbo}}/M_{\text{tot}}$, donde M_{tot} es la masa estelar total de cada galaxia. Al igual que con κ_{rot} , establecemos un valor umbral $B/T = 0,5$ que discrimina sistemas dominados por un bulbo ($B/T > 0,5$) y sistemas dominados

por un disco ($B/T < 0,5$)

Notamos que el estimador que utilizamos para realizar la descomposición dinámica, $j_z/|j_{\text{gal}}|$, difiere en un factor de normalización de la circularidad $\epsilon = j_z/j_{\text{circ}}(E)$ (Abadi et al., 2003), donde $j_{\text{circ}}(E)$ es el MA específico que le correspondería a cada partícula si tuviera una órbita circular con la misma energía E . La distribución de ϵ presenta una característica bimodalidad, con un pico simétrico alrededor de $\epsilon \sim 0$ y otro cerca de $\epsilon \sim 1$, dado que la proyección j_z de cada estrella tiene como valor máximo posible a $j_{\text{circ}}(E)$. De este modo, la circularidad permite identificar la estructura interna de la galaxia e incluso diferenciar discos gruesos y finos (ver, por ej., la Figura 2 en Abadi et al., 2003). Sin embargo, el cálculo de la circularidad involucra la determinación de la energía E de cada estrella, lo cual resulta computacionalmente muy costoso. Más aún, a los fines prácticos de nuestra clasificación la normalización de la distribución de j_z no es importante, dado que la condición en la ecuación (4.3) sólo depende del signo de j_z .

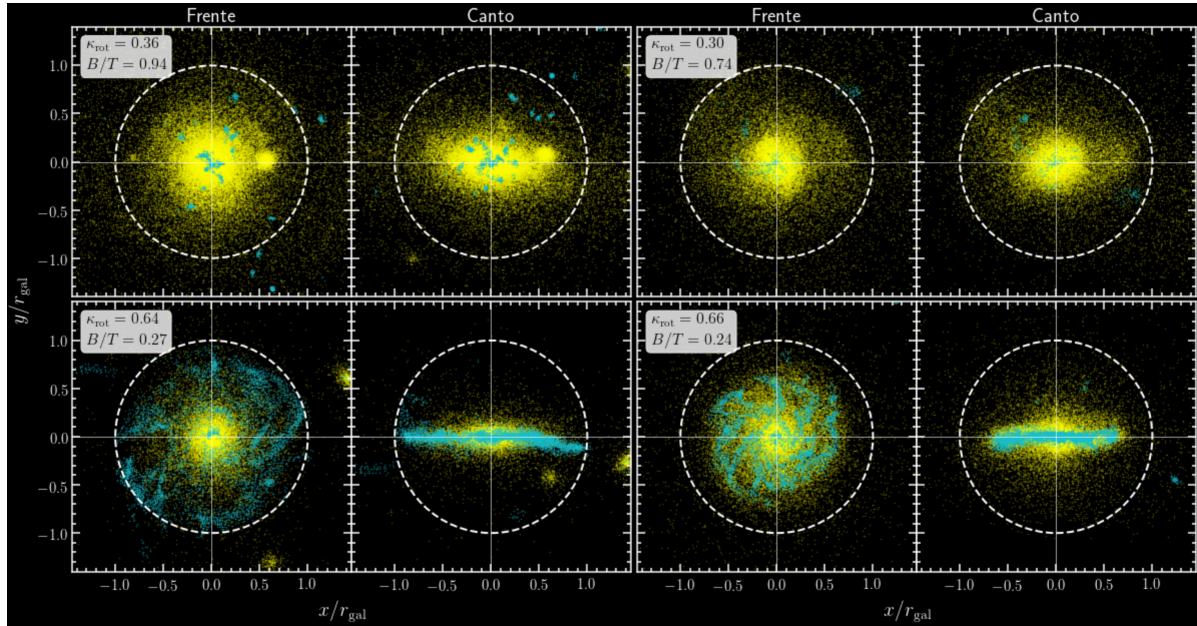


Figura 4.10: Distribución espacial de partículas estelares (amarillo) y de gas (celeste) en cuatro galaxias, proyectadas en la dirección de su eje menor y en la dirección de su eje intermedio, es decir, de frente y de canto, respectivamente. Tanto para el parámetro κ_{rot} como para B/T , las galaxias en la fila superior están dominadas por bulbos (elípticas), mientras que las de la fila inferior están dominadas por discos (espirales).

En la Figura 4.10 presentamos la distribución espacial de gas y estrellas en cuatro galaxias cuya clasificación de acuerdo a ambos criterios, κ_{rot} y B/T , coincide: dos elípticas (fila superior) y dos espirales (fila inferior). Es interesante notar que el aspecto visual

de cada sistema es consistente con el tipo morfológico que se le ha asignado. Más aún, si bien los parámetros que utilizamos para realizar la clasificación se calculan utilizando exclusivamente las partículas estelares, el gas sigue, en estos casos, el comportamiento esperado para cada clase. Las dos galaxias elípticas contienen poco gas, y sus estrellas se distribuyen espacialmente de modo triaxial. Las galaxias espirales tienen, en cambio, una fracción importante de gas distribuido en un disco sobre el plano en el que se encuentra también la mayoría de las estrellas. Se puede notar incluso la presencia de brazos espirales.

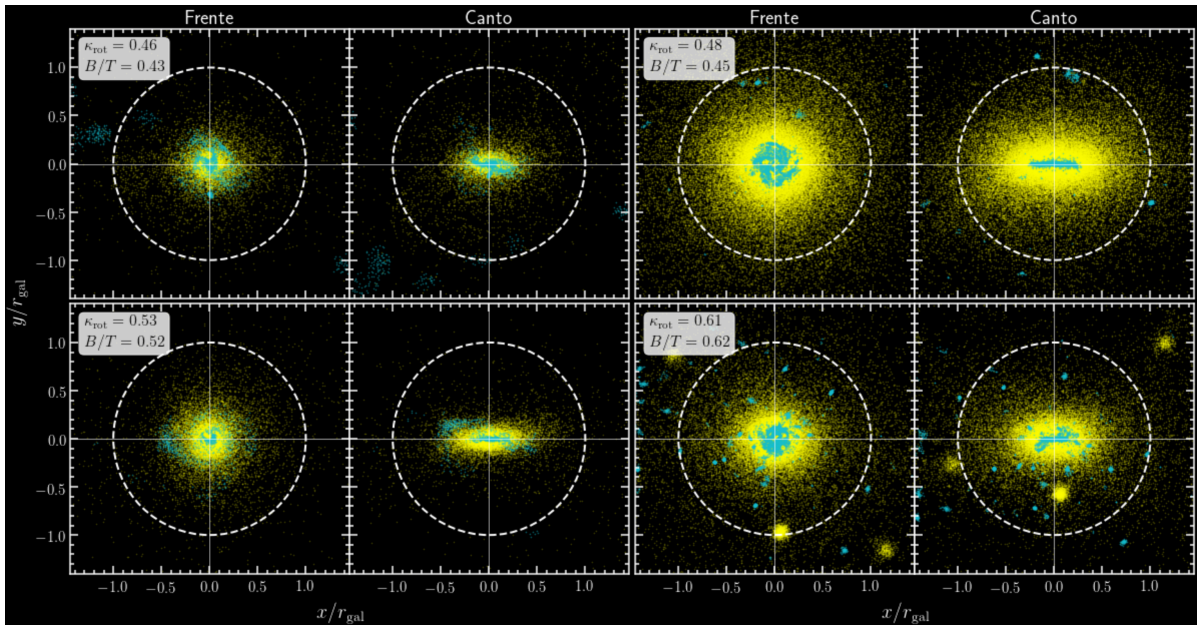


Figura 4.11: Lo mismo que en la [Figura 4.10](#), pero en este caso con sistemas cuya clasificación es diferente si se considera κ_{rot} o B/T . Las galaxias en la fila superior son elípticas de acuerdo a κ_{rot} , pero espirales de acuerdo a B/T , mientras que en los sistemas de la fila inferior ocurre a la inversa.

La [Figura 4.11](#) muestra otras cuatro galaxias, pero en este caso se trata de sistemas que cada parámetro clasifica de manera diferente. Las galaxias de la fila superior son elípticas de acuerdo al criterio de κ_{rot} , pero espirales si se considera B/T . El disco de gas que contienen cerca del centro sugiere que una fracción importante de la masa gira de manera ordenada, aunque en este caso la energía cinética rotacional de las estrellas no es suficiente para que los sistemas sean clasificados como espirales. Por otro lado, las estrellas presentan una distribución espacial triaxial, pero a pesar de esto la masa de la componente esferoidal que arroja el análisis de la distribución de $j_z/|j_{\text{gal}}|$ no constituye más del 50 % de la masa estelar total, y por lo tanto tampoco podemos considerarlas como

galaxias elípticas. En la fila inferior la relación se invierte, pero la situación es parecida: sistemas con una fracción considerable de estrellas rotando de manera ordenada sobre el plano de un disco gaseoso, pero también con una cantidad importante distribuidas de manera triaxial para formar un bulbo. En todos estos casos, como es de esperar, tanto κ_{rot} como B/T están muy próximos a su valor de corte.

De manera más general, es evidente que κ_{rot} y B/T no son dos cantidades independientes. Las galaxias con fracciones altas de energía cinética estelar invertida en rotación ordenada tienen, por lo general, bulbos con una baja importancia relativa. A la inversa, los sistemas en donde la masa de la componente esferoidal es alta en relación a la masa total presentan, típicamente, valores bajos de κ_{rot} . Sin embargo, la clasificación morfológica puede ser ambigua, como ya hemos visto en las Figuras 4.10 y 4.11. En particular, hay un número importante de galaxias con valores bajos tanto de κ_{rot} como de B/T . Para evitar esta indeterminación, en nuestro trabajo consideramos como galaxias elípticas o espirales únicamente a aquellos sistemas para los cuales los dos parámetros arrojan la misma clasificación. En la Figura 4.13, las líneas de trazos marcan los valores de corte de cada parámetro: los puntos rojos y azules muestran, respectivamente, las galaxias dominadas por bulbos y discos de acuerdo al doble criterio, mientras que los puntos grises representan los sistemas que cada parámetro clasifica de manera diferente y que, por lo tanto, no contamos en ninguna de las dos categorías.

Utilizando este criterio, de la muestra de 1542 sistemas, el 29% (440) constituyen galaxias espirales o dominadas por discos, mientras que el 54% (838) son clasificadas como elípticas o dominadas por bulbos. El 17% restante (264) cae en categorías diferentes de acuerdo al parámetro utilizado, y por lo tanto no las consideramos ni espirales ni elípticas.

4.3. Crecimiento neto del MA vs morfología galáctica

En el Capítulo 2 vimos que los halos de materia oscura presentan una correlación significativa entre sus desviaciones respecto a las predicciones de la TTT, algunas de sus propiedades intrínsecas (como la alineación MA-forma, el tiempo de formación y el grado de soporte rotacional) y la distribución de materia de su entorno (López et al., 2019). Al considerar estos resultados junto con la conexión que el escenario estándar establece entre las propiedades dinámicas de los halos y las galaxias en su interior, es natural preguntarse si la clasificación en base al crecimiento neto del MA, es decir, la separación

en halos L, M y H (ver [Subsección 4.2.3](#)) podría permitir identificar estructuras que alojan galaxias con morfologías específicas.

4.3.1. Propiedades de los halos H, M y L en EAGLE

Para explorar esta posibilidad, primero debemos corroborar que en EAGLE se puedan reproducir los resultados de [López et al. \(2019\)](#). En la [Figura 4.12](#) se puede ver un análisis análogo al que presentamos en las Figuras 2.2 y 2.3 del [Capítulo 2](#), en este caso para los halos FoF en EAGLE. El panel izquierdo muestra la distribución del coseno del ángulo entre la dirección del MA, $\hat{\mathbf{J}}$, y los ejes mayor y menor del tensor de inercia, $\hat{\mathbf{i}}_1$ e $\hat{\mathbf{i}}_3$, respectivamente. El área sombreada indica, con un 67 % de confianza, la región del histograma que corresponde a una orientación aleatoria del MA respecto a los ejes. Como se puede apreciar, los resultados son cualitativamente similares a los obtenidos en [López et al. \(2019\)](#): el MA está típicamente alineado con $\hat{\mathbf{i}}_3$ y perpendicular a $\hat{\mathbf{i}}_1$; sin embargo, los halos H presentan una señal de alineación o perpendicularidad sistemáticamente más fuerte que los halos L. Para confirmar esto realizamos una prueba de hipótesis, asumiendo la igualdad entre las distribuciones de las muestras L y H como hipótesis nula y tomando un nivel de significancia del 99 % ($\alpha = 0,01$). Mediante el test de Kolmogorov–Smirnov (K-S) obtenemos el estadístico $D = 0,23$ ($D = 0,15$) para la alineación entre $\hat{\mathbf{J}}$ y el eje $\hat{\mathbf{i}}_1$ ($\hat{\mathbf{i}}_3$), lo cual implica un valor- $p = 5 \times 10^{-12}$ (valor- $p = 1 \times 10^{-5}$). Como se puede ver, los resultados permiten rechazar la hipótesis nula de manera categórica.

Por su parte, el panel derecho muestra la distribución de $\log(\lambda)$, el logaritmo del parámetro adimensional de *spin*, para halos L y H en rojo y verde, respectivamente. En este caso, también, las señales son cualitativamente consistentes con las obtenidos en [López et al. \(2019\)](#): los halos H están, en general, más soportados por rotación que sus contrapartes L. Una nueva prueba de hipótesis mediante el test de K-S permite afirmar, con un estadístico $D = 0,19$ y un valor- $p = 2 \times 10^{-8}$, que las distribuciones son, en efecto, diferentes. De acuerdo a estos resultados, la alineación que se observa en el panel izquierdo podría ser una consecuencia del modo en que los halos adquieren MA. Aquellos con mayor crecimiento neto del MA colapsan más fácilmente en la dirección de su eje de rotación, conservan la alineación entre $\hat{\mathbf{J}}$ e $\hat{\mathbf{i}}_3$ y alcanzan el tiempo presente con un mayor soporte rotacional. Los halos L, por otro lado, posiblemente sufren fusiones o cambios bruscos en su entorno que modifican la dirección de su MA, impiden su crecimiento neto y disminuyen el grado de soporte rotacional, sin dar tiempo al sistema de acomodar su forma a la nueva dinámica.

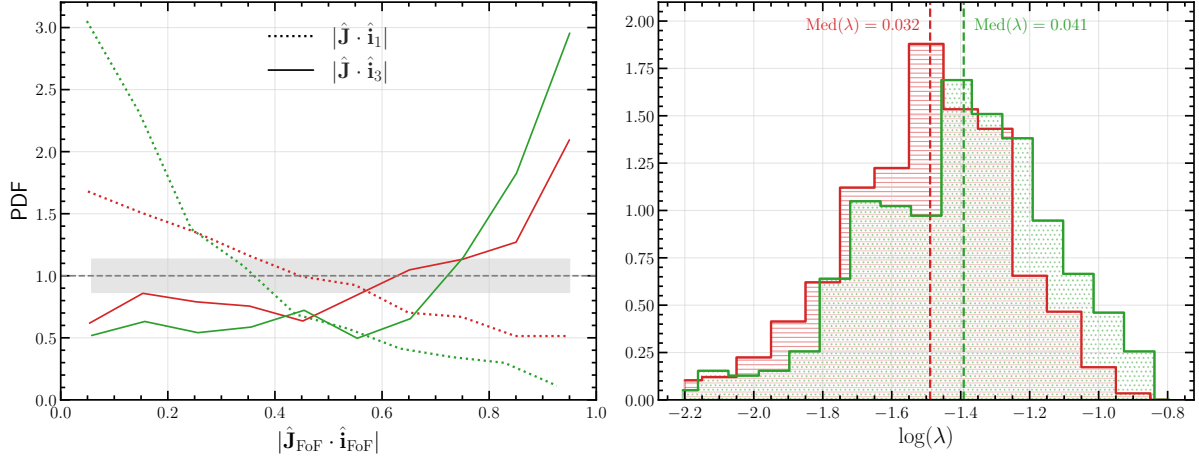


Figura 4.12: Alineación entre el MA y los ejes de forma (izquierda) y distribución del parámetro de *spin* λ (derecha) de los halos FoF en EAGLE. En ambos paneles, las líneas rojas y verdes corresponden, respectivamente, a las muestras L y H. En el panel izquierdo, las curvas continuas (de puntos) muestran la alineación entre el eje menor $\hat{\mathbf{i}}_3$ (mayor $\hat{\mathbf{i}}_1$) y la dirección del MA $\hat{\mathbf{J}}$. El área sombreada representa la región de alineación nula con un intervalo de confianza del 67%. En el panel derecho se puede ver un histograma de $\log(\lambda)$. Las líneas de trazos verticales indican el valor medio de cada distribución.

4.3.2. Morfología de los galaxias

Con la constatación de las diferencias entre los halos clasificados de acuerdo al crecimiento neto de su MA, a continuación analizamos las propiedades de las galaxias en su interior. La Figura 4.13 muestra de qué modo los parámetros morfológicos κ_{rot} y B/T correlación entre sí y con las muestras L y H. Al contrario de lo que esperábamos, la morfología de las galaxias centrales no presenta una dependencia significativa con el crecimiento neto del MA de sus halos anfitriones. En efecto, las distribuciones marginales en los paneles arriba y a la derecha del gráfico principal muestran que los parámetros morfológicos toman valores muy similares en halos L y H. Un análisis mediante el test de K-S confirma que no se puede rechazar la hipótesis nula: con un estadístico $D = 0,08$ y un valor- $p = 0,05$ ($D = 0,07$, valor- $p = 0,19$), las distribuciones del parámetro B/T (κ_{rot}) en halos L y H son indistinguibles. Si consideramos la clasificación morfológica de galaxias basada en el criterio doble, el 53% de los halos L aloja sistemas dominados por bulbos, mientras que el 30% contiene sistemas dominados por discos; en el caso de los halos H, los porcentajes son 56% y 28%, respectivamente. Como se puede ver en la Tabla 4.2, considerar los parámetros κ_{rot} y B/T por separado no cambia de manera considerable la proporción relativa de tipos morfológicos que habitan en cada clase de halo.

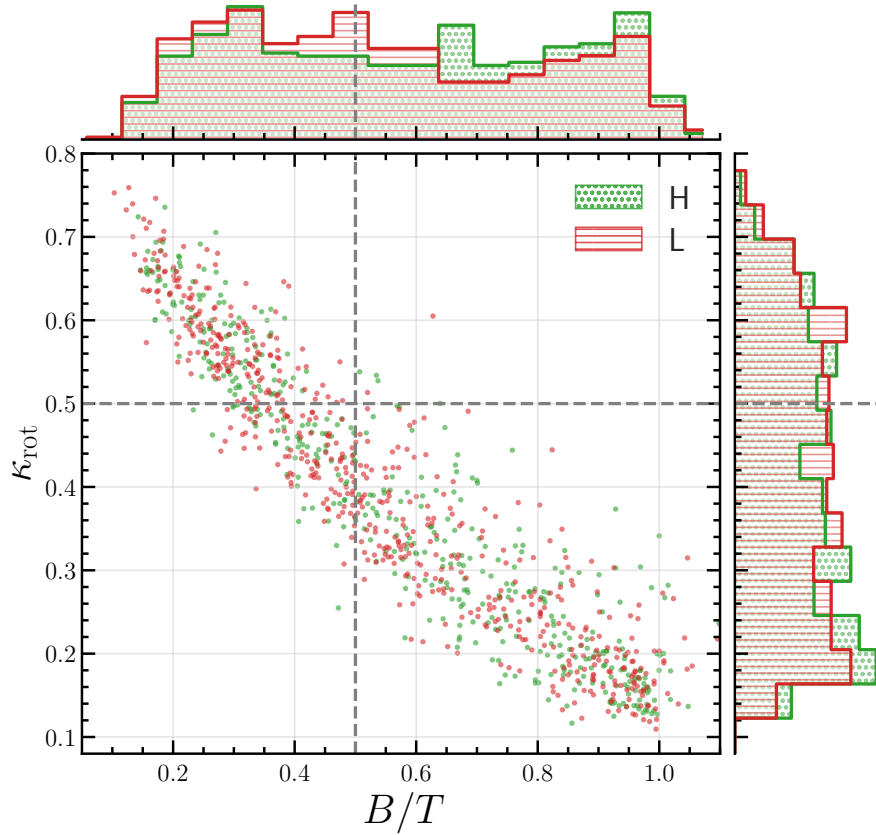


Figura 4.13: Relación entre κ_{rot} y B/T para galaxias en halos L y H. Cada galaxia está representada por un punto cuyo color indica la clasificación del halo en que habita: en rojo se indican los sistemas en halos L; en verde, los que están en halos H. Las líneas de trazos indican los valores de corte para la clasificación morfológica: $\kappa_{\text{rot}} = 0,5$ y $B/T = 0,5$. Las distribuciones marginales asociadas a cada parámetro se pueden ver en los paneles arriba y a la derecha del gráfico principal, con las muestra L en rojo a rayas horizontales y la muestra H en verde punteado.

Si bien es llamativo que los halos L y H no difieran en el tipo morfológico de galaxias que los habitan, no se trata de un resultado del todo inesperado. Las escalas involucradas en los procesos que forman galaxias espirales o elípticas y halos L o H son, en principio, distintas. Mientras que gran parte de la física que produce los diferentes tipos morfológicos ocurre en escalas de unas decenas de kpc (fusiones entre galaxias menores, colas de marea producidas por pasos cercanos, inestabilidades en los discos, etc), las desviaciones respecto a la TTT se asocian a fenómenos cuya escala se aproxima más al tamaño de los halos y de la estructura en gran escala, es decir, en el orden de los Mpc. En López et al. (2021), por ejemplo, mostramos que el MA de los halos L y H a tiempo presente se orienta de un modo muy diferente con respecto a los filamentos cósmicos,

J_{gr}	κ_{rot}		B/T		$\kappa_{\text{rot}} \wedge B/T$	
	Bulbo	Disco	Bulbo	Disco	Bulbo	Disco
L	70 %	30 %	53 %	47 %	53 %	30 %
M	72 %	27 %	56 %	44 %	56 %	27 %
H	71 %	29 %	57 %	43 %	56 %	28 %

Tabla 4.2: Fracción de galaxias con diferentes tipos morfológicos que habitan en halos clasificados de acuerdo al crecimiento neto de su MA, J_{gr} . Los pares de filas Bulbo/Disco muestran el porcentaje de galaxias de cada clase que habita en halos L (rojo), M (azul) y H (verde), de acuerdo al parámetro que se indica en la parte superior de cada columna: κ_{rot} , B/T y ambos criterios al mismo tiempo.

y que estas diferencias surgen principalmente a partir de $z \sim 2$. Esto es evidencia de que los filamentos inducen desviaciones importantes en los halos con respecto a su comportamiento lineal, especialmente durante la etapa final de su formación. En esa época, no obstante, el gas que forma las estrellas y galaxias típicamente ya ha colapsado o lo está haciendo, por lo que se encuentra sujeto a procesos de menor escala cuya incidencia sobre el tipo morfológico final, de acuerdo a lo que encontramos aquí, parece ser mayor.

En el mismo sentido, diversos estudios muestran que las propiedades de las galaxias varían considerablemente entre los distintos entornos cosmológicos, tanto en catálogos observacionales (por ej. Dressler, 1980; Kauffmann et al., 2004; Baldry et al., 2006; Bamford et al., 2009; Kreckel et al., 2011, 2012) como en simulaciones (por ej. Aragon Calvo et al., 2019; Hahn et al., 2007b; Cautun et al., 2014). En general, se ve que las galaxias en ambientes de alta densidad, como cúmulos o grandes filamentos, suelen ser más rojas, inactivas y dominadas por bulbos, mientras que las galaxias más azules, formadoras de estrellas y dominadas por discos tienden a encontrarse en regiones de menor densidad, como pequeños filamentos, paredes y vacíos. Si consideramos estos resultados junto con los de López et al. (2021), la ausencia de correlación que encontramos entre halos L/H y galaxias espirales/elípticas sugiere que los factores que producen diferentes distribuciones morfológicas en los distintos entornos, como la presencia de gas, la densidad o la probabilidad de fusiones, tienen un efecto mucho más débil sobre la evolución del MA de los halos.

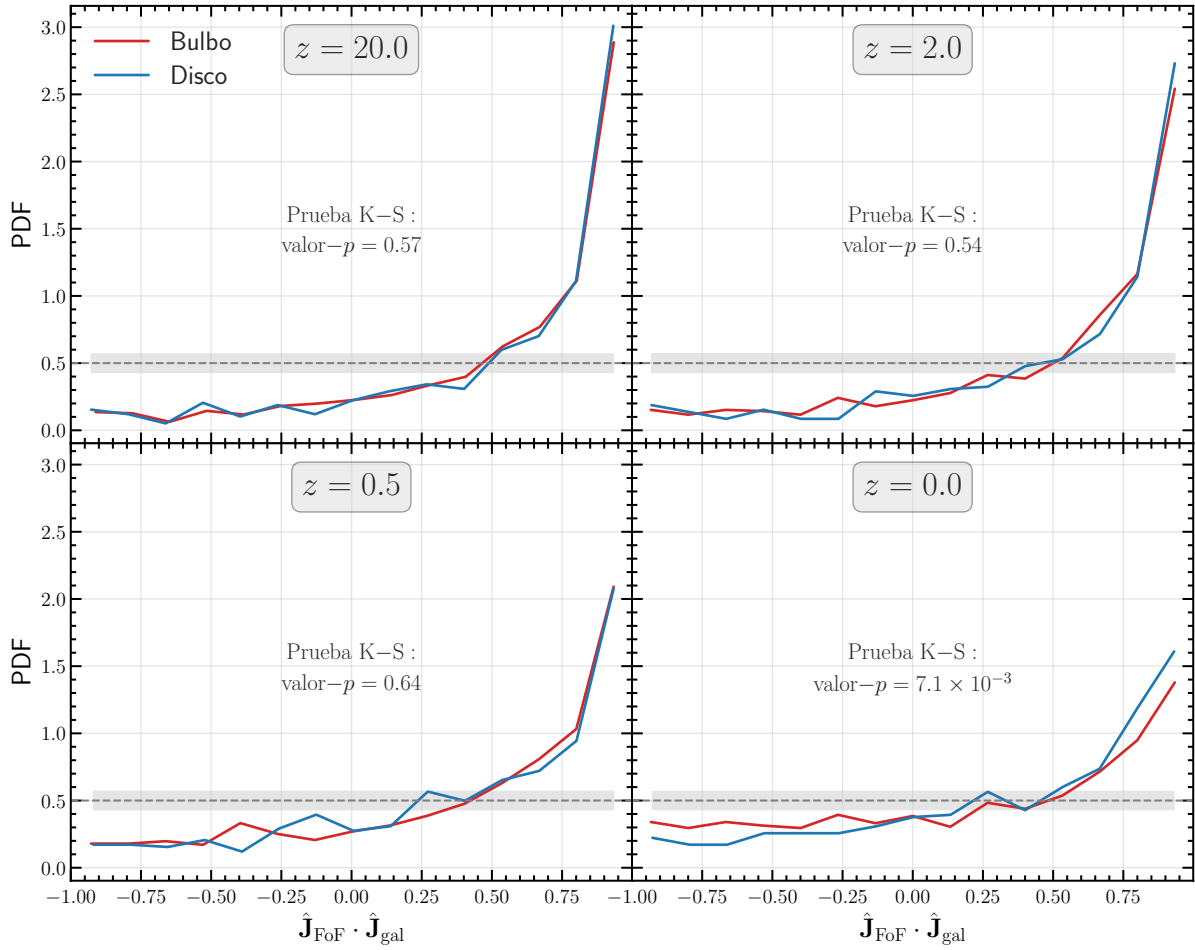


Figura 4.14: Evolución de la alineación del MA halo-galaxia en sistemas que contienen galaxias dominadas por bulbos y por discos. Cada panel muestra la PDF del coseno del ángulo entre la dirección del MA de los halos, $\hat{\mathbf{J}}_{\text{FoF}}$, y el MA de las galaxias centrales, $\hat{\mathbf{J}}_{\text{gal}}$, para diferentes instantes de tiempo representados por el corrimiento al rojo z . Las curvas continuas de color rojo y azul representan las distribuciones para las muestras de galaxias elípticas y espirales, respectivamente. La línea de trazos horizontal y el área sombreada muestran la región que corresponde a orientaciones aleatorias con un intervalo de confianza del 67 %.

4.3.3. Alineación del MA halo-galaxia

Con el fin de indagar un poco más en la conexión entre la componente gaseosa y la componente oscura de estos sistemas, a continuación estudiamos de qué modo se orienta el MA de las galaxias con respecto al de sus halos anfitriones a lo largo de su evolución lagrangiana. Para ello, en las Figuras 4.14 y 4.15 analizamos cómo impacta en la distribución de alineaciones la clasificación de acuerdo al tipo morfológico de las galaxias y al crecimiento neto del MA de los halos, respectivamente. Los paneles en cada

Figura muestran la distribución del coseno del ángulo $\theta_{\text{FoF,gal}}$ entre la dirección del MA de los halos, $\hat{\mathbf{J}}_{\text{FoF}}$, y de las galaxias, $\hat{\mathbf{J}}_{\text{gal}}$ para los corrimientos al rojo $z = 20, 2, 0, 5, 0$. De manera complementaria, en la Figura 4.16 presentamos la evolución de la mediana de $\cos(\theta_{\text{FoF,gal}})$ para cada muestra. En este caso, mientras que en el panel izquierdo separamos la población de acuerdo al crecimiento neto de su MA (L y H en rojo y verde, respectivamente), en el panel derecho discriminamos por morfología galáctica (bulbos o discos en rojo y azul, respectivamente).

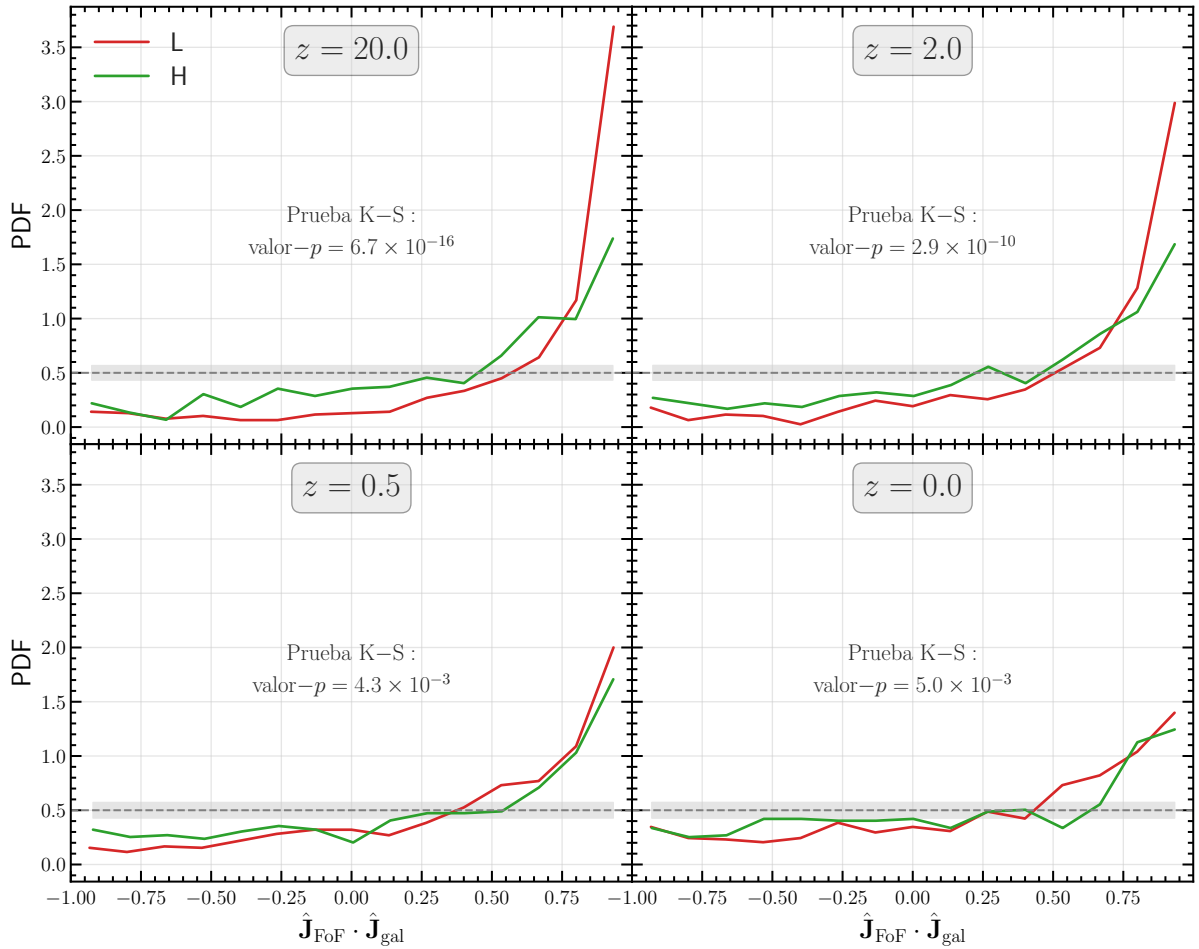


Figura 4.15: Evolución de la alineación del MA halo-galaxia en halos L y H. Cada panel muestra la PDF del coseno del ángulo entre la dirección del MA de los halos, $\hat{\mathbf{J}}_{\text{FoF}}$, y el MA de las galaxias centrales, $\hat{\mathbf{J}}_{\text{gal}}$, para diferentes instantes de tiempo representados por el corrimiento al rojo z . Las curvas continuas de color rojo y verde representan las distribuciones para las muestras de halos L y H, respectivamente. La línea de trazos horizontal y el área sombreada muestran la región que corresponde a orientaciones aleatorias con un intervalo de confianza del 67 %.

Lo primero que podemos notar es que, en general, los resultados son consistentes con

las suposiciones del escenario estándar (ver [Subsección 4.1.1](#)): la dirección del MA de proto-halos y proto-galaxias es (1) más coincidente a medida que miramos más atrás en el tiempo; y (2) la dispersión en la distribución de alineaciones aumenta hacia el tiempo presente. En las etapas lineales de formación de estructuras (es decir, para z alto) los parches lagrangianos correspondientes tanto a la componente bariónica como a la de materia oscura se encuentran “mezclados” y, por lo tanto, siguen de manera más parecida las predicciones de la TTT. Por otro lado, los fenómenos no-lineales que surgen en las etapas finales son complejos y sus efectos más difíciles de modelar y predecir, por lo que clasificaciones tan sencillas como estas son incapaces de capturar de manera precisa la evolución de la alineación halo-galaxia.

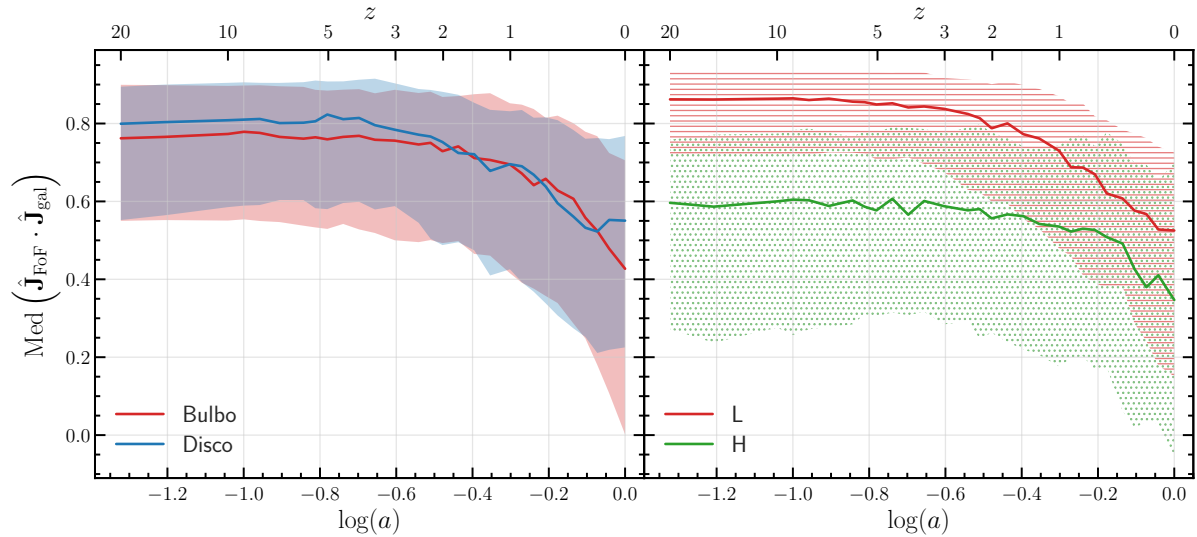


Figura 4.16: Evolución de la alineación entre el MA de los halos FoF y de sus galaxias centrales. El eje vertical muestra la mediana del coseno del ángulo entre la dirección del MA de los halos, $\hat{\mathbf{J}}_{\text{FoF}}$, y el MA de las galaxias centrales, $\hat{\mathbf{J}}_{\text{gal}}$, para diferentes instantes de tiempo representados en el eje horizontal mediante el logaritmo del factor de escala a (abajo) y el corrimiento al rojo z (arriba). En el panel izquierdo (derecho), las curvas continuas de color rojo y verde (rojo y azul) representan la evolución de la alineación mediana para halos L y H (galaxias dominadas por bulbos y por discos), respectivamente. Las regiones sombreadas muestran los intervalos que contienen el 67% de los valores de las muestras en cada instante de tiempo.

Sin embargo, al observar en detalle los resultados podemos encontrar algunas tendencias interesantes. En relación a los sistemas clasificados de acuerdo a la morfología galáctica, ambas muestras presentan alineaciones similares entre las galaxias y sus halos anfitriones en $z = 20$ (condiciones iniciales) y evolucionan de manera muy parecida hasta $z \sim 0,5$, pero en la etapa final difieren ligeramente en su comportamiento. Si bien

el MA tanto de las galaxias elípticas como de las espirales se desalinea notablemente del de sus halos, al alcanzar $z = 0$ (tiempo presente) las espirales conservan cierto grado de alineación que resulta estadísticamente mayor que el de las elípticas. En efecto, la prueba de K-S para diferenciar las distribuciones arroja valores- $p > 0,01$ para todo corrimiento al rojo $z \geq 0,101$, y sólo permite rechazar la hipótesis nula en la última salida de la simulación, con un valor- $p = 7 \times 10^{-3}$, es decir, apenas por debajo del nivel de significancia. Aunque débil, esta señal parece ser, una vez más, consistente con las asunciones del escenario estándar: los sistemas gaseosos que colapsan conservando mejor el MA que heredan de sus halos anfitriones son, probablemente, aquellos que sufren menos fusiones importantes y, por lo tanto, los más propensos a formar galaxias dominados por discos.

La situación es diferente cuando se consideran las muestras separadas de acuerdo al crecimiento neto del MA de los halos. Las galaxias que habitan en halos L y H presentan, en las condiciones iniciales, orientaciones notablemente distintas en relación al MA de sus anfitriones, pero la evolución tardía borra la mayor parte de estas diferencias. En $z = 20$ el MA de los halos L y de sus galaxias se encuentra fuertemente alineado. Esto sugiere que se trata de sistemas en donde las partículas gaseosas que acaban en la región central del halo se distribuyen en sus parches lagrangianos de manera muy similar a las de materia oscura. Sin embargo, a medida que pasa el tiempo los halos L y sus galaxias centrales sufren los efectos de los procesos no-lineales (fusiones, torques de marea secundarios, reconfiguraciones del entorno, etc., [López et al., 2021](#)) y pierden en gran medida su señal de alineación. Los halos H, en cambio, comienzan su evolución con un MA sorprendentemente poco alineado con el de sus galaxias, lo cual sugiere que el gas y la materia oscura ocupan regiones lagrangianas muy diferentes. A medida que pasa el tiempo, la tendencia hacia orientaciones aleatorias es mucho menos notoria que para los halos L, pero el aumento de la dispersión y la diferencia inicial entre ambas muestras hace que las distribuciones a tiempo presente sean apenas distinguibles, con un valor- $p = 5 \times 10^{-3}$ en la prueba de K-S.

Hasta aquí hemos encontrado que la clasificación de acuerdo al crecimiento neto del MA no permite discriminar tipos morfológicos, pero que existe, no obstante, una clara diferencia en la evolución de la alineación del MA halo-galaxia cuando se consideran las muestras L y H. Por este motivo decidimos estudiar si la clasificación sirve como parámetro secundario para distinguir sistemas con diferente correlación entre alineación MA halo-galaxia y los parámetros κ_{rot} y B/T . En la [Figura 4.17](#) presentamos los resultados de este análisis. Cada galaxia individual está representada con un punto. El eje

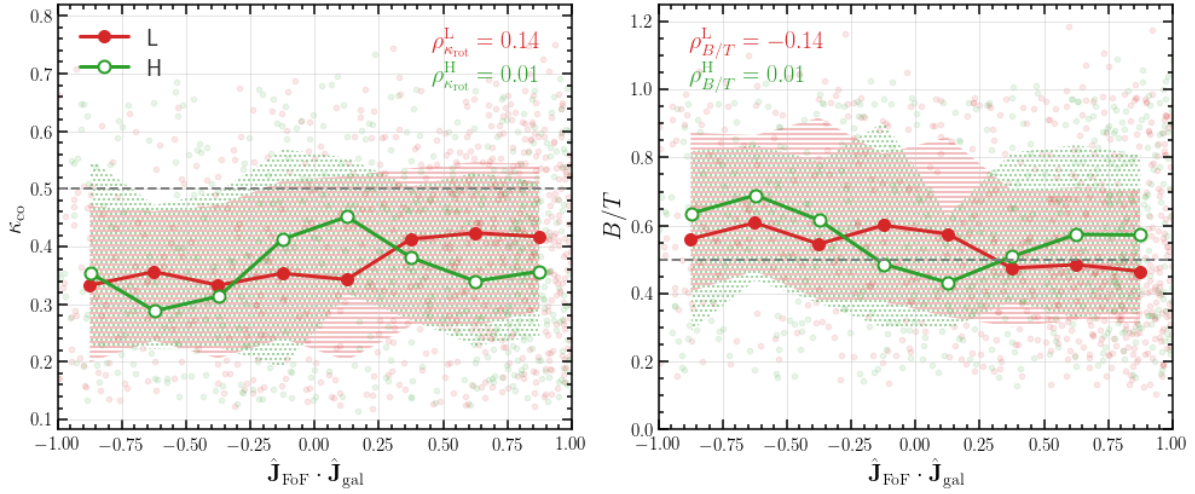


Figura 4.17: Relación entre los parámetros morfológicos, κ_{rot} y B/T , y la alineación del MA halo-galaxia, $\hat{\mathbf{J}}_{\text{FoF}} \cdot \hat{\mathbf{J}}_{\text{gal}}$. Los colores rojo y verde corresponden a las muestras L y H, respectivamente. Para cada muestra, los puntos representan galaxias individuales, las líneas continuas indican la mediana de los parámetros morfológicos en intervalos de $\hat{\mathbf{J}}_{\text{FoF}} \cdot \hat{\mathbf{J}}_{\text{gal}}$ y el área sombreada delimita el rango que contiene el 50% de los sistemas alrededor de la mediana. Las líneas horizontales de trazos grises señalan el valor de corte de cada parámetro morfológico. En el margen de cada panel se pueden ver los valores que toma el coeficiente de correlación de Spearman.

horizontal en ambos paneles muestra el coseno del ángulo que forman $\hat{\mathbf{J}}_{\text{FoF}}$ y $\hat{\mathbf{J}}_{\text{gal}}$ a tiempo presente, mientras que los ejes verticales indican el valor que toman los parámetros morfológicos. Los valores medianos de κ_{rot} y B/T en intervalos de $\hat{\mathbf{J}}_{\text{FoF}} \cdot \hat{\mathbf{J}}_{\text{gal}}$ se trazan con líneas continuas, mientras que el rango intercuartil asociado a cada intervalo se muestra como región sombreada. Los colores rojo y verde corresponden a las muestras L y H, respectivamente.

En principio, la [Figura 4.17](#) confirma algo que ya habíamos visto en la [Figura 4.16](#): la correlación entre la alineación del MA halo-galaxia a tiempo presente y la morfología es muy baja. Sin embargo, es posible identificar una suave tendencia a que las galaxias en halos L sean más dominadas por discos cuanto mejor alineado está su MA con el de su halo anfitrión. Si bien se trata de una correlación muy débil, lo interesante es que esto no ocurre con las galaxias en halos H. Podemos verificar esto a través de una prueba de hipótesis con el coeficiente de correlación de Spearman, ρ , definiendo como hipótesis nula que no existe correlación entre las variables. Para la muestra L obtenemos valores $\rho^L_{\kappa_{\text{rot}}} = 0,14$ en el caso del parámetro κ_{rot} y $\rho^L_{B/T} = -0,14$ para B/T , en ambos casos con valores- $p = 6 \times 10^{-4}$, es decir, suficiente para asegurar que la correlación es estadísticamente significativa con un nivel de confianza superior al 99%. Para la muestra

H se tiene, por otro lado, $\rho_{\kappa_{\text{rot}}}^{\text{H}} = \rho_{B/T}^{\text{H}} = 0,01$, con valores- $p = 0,83$ y $0,89$, de modo que no podemos rechazar la hipótesis nula. Estos resultados indican que los halos cuyo MA crece por debajo de lo que se espera de la TTT son ligeramente más propensos a mantener una conexión con la formación de sus galaxias centrales. En otras palabras, los fenómenos físicos que producen halos de materia oscura L afectan también, aunque en menor medida, la evolución dinámica de los bariones, lo cual sugiere que se trata de procesos de escalas pequeñas, como fusiones entre sistemas menores y pasos cercanos o *fly-bys*. Por el contrario, la materia oscura en los halos H presenta, desde las condiciones iniciales, una alineación muy baja con el MA del gas, y a tiempo presente parece no existir ningún tipo de correlación con la dinámica de las galaxias centrales. Esto sugiere que la adquisición de MA por encima de lo que se espera de la teoría se debe a fenómenos de mayor escala que, además, ocurren después de que el gas ha colapsado, como por ejemplo torques secundarios post-TTT producidos por el campo de marea cerca de los nodos, filamentos y paredes.

4.4. Pérdida de MA vs morfología galáctica

La ausencia de correlación que se observa en los resultados de la [Sección 4.3](#) nos empuja a explorar nuevas maneras de conectar la evolución dinámica de los halos con las propiedades galácticas. En este sentido, [Zavala et al. \(2016\)](#) sugieren un posible camino a seguir. Los autores muestran que la pérdida de MA estelar que experimenta una galaxia en la etapa final de su formación correlaciona fuertemente con su morfología a tiempo presente. En la [Figura 4.18](#) reproducimos, mediante nuestro análisis, uno de los resultados más importantes de dicho trabajo. Cada panel muestra cómo varían los parámetros morfológicos κ_{rot} y B/T con la pérdida de MA de las estrellas de cada galaxia, $AM_{\text{loss}}[\text{star}]$. Es clara la tendencia de κ_{rot} (B/T) a disminuir (aumentar) a medida que crece $AM_{\text{loss}}[\text{star}]$, lo cual se refleja en el valor que toma el coeficiente de correlación de Spearman para estas variables: $\rho = -0,90$ ($\rho = 0,82$). En otras palabras, a mayor pérdida de MA estelar, mayor la probabilidad de que la galaxia desarrolle una morfología dominada por un bulbo.

4.4.1. Conexión halo interior-galaxia en EAGLE y DMO

Teniendo en cuenta este resultado, la pregunta que surge es acerca de la conexión que la galaxia central mantiene con el halo interior, es decir, con las partículas de materia

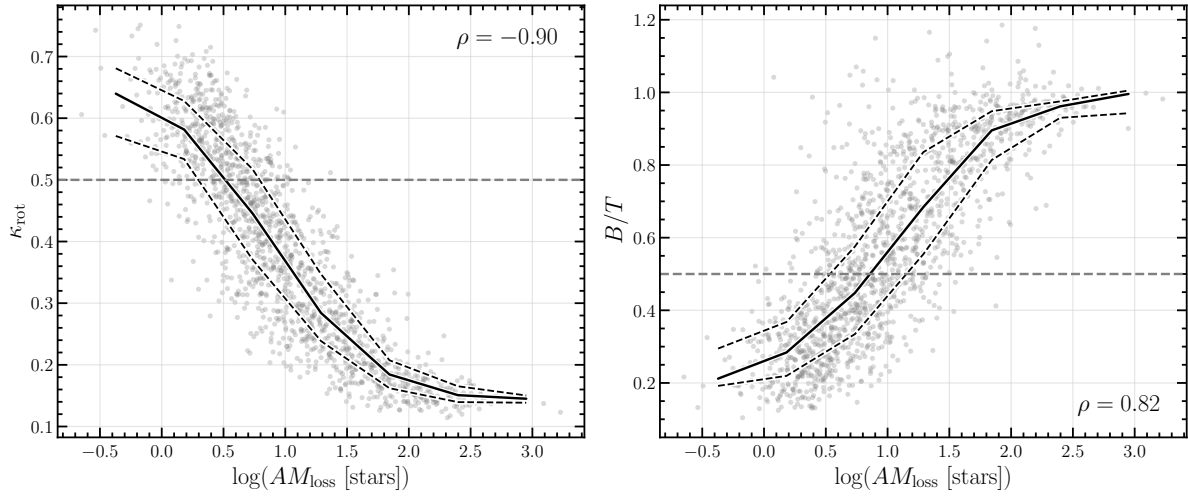


Figura 4.18: Relación entre los parámetros morfológicos, κ_{rot} y B/T , y el logaritmo de la pérdida de MA estelar de las galaxias, $AM_{\text{loss}}[\text{star}]$. Cada punto representa una galaxias individual. Las líneas continuas indican la mediana de los parámetros morfológicos en intervalos de $AM_{\text{loss}}[\text{star}]$, mientras que las líneas de trazos delimitan los correspondientes rangos intercuartiles. En el margen de cada panel se puede ver el valor que toma el coeficiente de correlación de Spearman.

oscura que se encuentran en la misma región. En [Zavala et al. \(2008\)](#) también se aborda este interrogante. En la [Figura 4.19](#) reproducimos otro de los resultados del trabajo, en este caso para mostrar de qué modo correlacionan entre sí la pérdida de MA que sufren las estrellas de cada galaxia, $AM_{\text{loss}}[\text{star}]$, con la que sufren las partículas de materia oscura en el interior de R_{gal} , $AM_{\text{loss}}[\text{inner DM}]$. En rojo y en azul se representan las galaxias clasificadas como elípticas y espirales, respectivamente, y sus distribuciones proyectadas sobre ambos ejes se muestran arriba y a la derecha del panel principal.

Se trata de una correlación moderada, pero con valores medianos (línea continua) notablemente ajustados a la recta que representa una relación uno a uno (línea punteada). Como habíamos visto antes, la pérdida de MA estelar constituye un buen estimador de la morfología galáctica a tiempo presente. La pérdida de MA del halo interior también parece ser útil para diferenciar sistemas dominados por bulbos o por discos, pero la dispersión en la correlación entre ambas variables hace que $AM_{\text{loss}}[\text{inner DM}]$ resulte algo menos preciso. Sin embargo, como señalan [Zavala et al.](#), estos resultados establecen una clara conexión estadística entre la evolución de los bariones (a través de la morfología galáctica) y la de la materia oscura (mediante la pérdida de MA del halo interior).

Ahora bien, en cada sistema estas dos componentes se afectan de manera recíproca, lo cual dificulta la determinación de relaciones causales. En otras palabras, la correlación

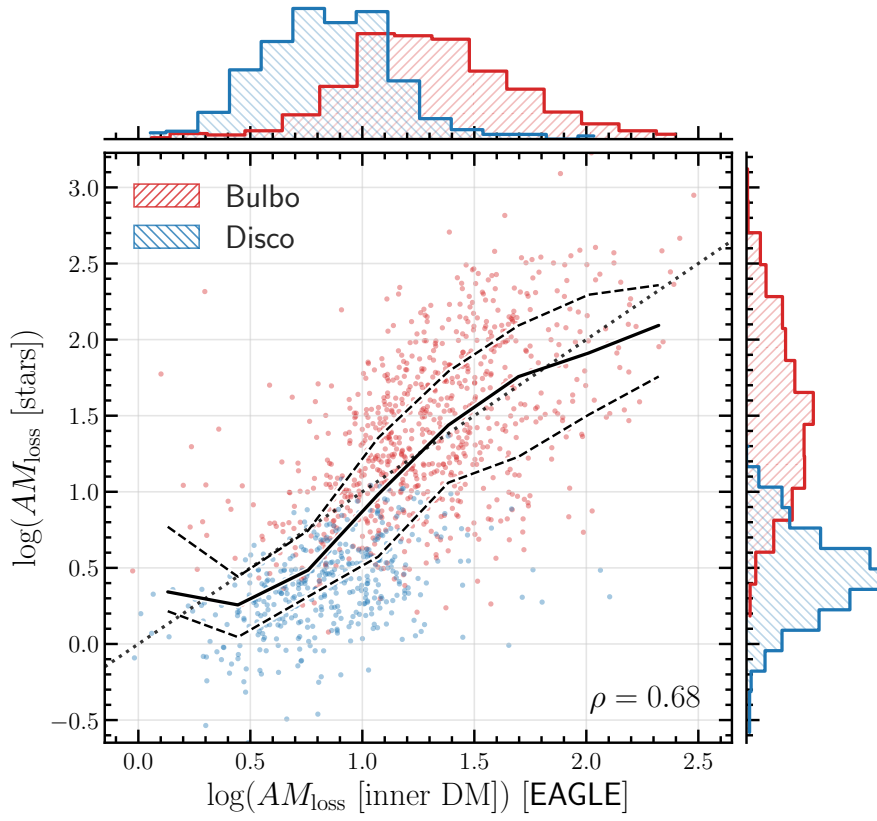


Figura 4.19: Relación entre la pérdida de MA estelar de las galaxias, $AM_{\text{loss}}[\text{star}]$, y la pérdida de MA del halo interior, $AM_{\text{loss}}[\text{inner DM}]$, en EAGLE. Cada punto representa una galaxias individual. La línea negra continua muestra la mediana de $AM_{\text{loss}}[\text{star}]$ en intervalos de $AM_{\text{loss}}[\text{inner DM}]$, mientras que las líneas de trazos delimitan el correspondiente rango intercuartil. La línea punteada indica la relación uno a uno. La muestra de galaxias se divide a su vez de acuerdo a su morfología, con las respectivas distribuciones proyectadas sobre cada uno de los ejes arriba y a la derecha del panel principal. Las galaxias dominadas por bulbos (discos) se muestran en rojo (azul). En el margen inferior derecho se puede ver el valor que toma el coeficiente de correlación de Spearman.

que observamos no necesariamente indica que la mayor o menor pérdida de MA en el halo interior produce galaxias dominadas por bulbos o por discos (o viceversa), sino simplemente que existen procesos que, de manera directa o indirecta, afectan tanto a la materia oscura como a los bariones. Para comprender mejor esta relación, a continuación extendemos el análisis de [Zavala et al. \(2008\)](#) considerando no sólo la simulación hidrodinámica EAGLE, sino también la evolución del halo interior correspondiente a cada sistema en su versión DMO, es decir, en la simulación sin gas. Esto nos permite estimar en qué medida la correlación que se observa en las Figuras 4.18 y 4.19 se debe al efecto que la evolución dinámica de la materia oscura tiene sobre la morfología galáctica.

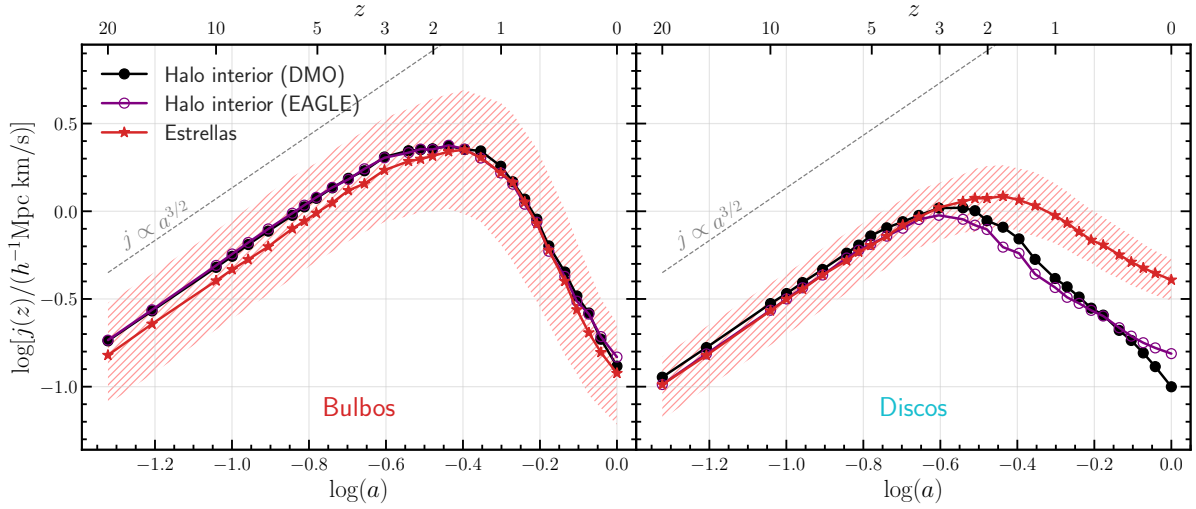


Figura 4.20: Evolución mediana del MA específico en función del logaritmo del factor de escala (abajo) y del corrimiento al rojo (arriba). El panel izquierdo corresponde a los sistemas cuya galaxia central fue clasificada como elíptica; el derecho, a los que contienen galaxias espirales. En cada panel, las curvas roja y violeta muestran, respectivamente, cómo varía la mediana de las estrellas en las galaxias centrales y de la materia oscura en los halos interiores de la simulación EAGLE. La curva negra representa la evolución de la mediana para los halos interiores de la simulación DMO. La región sombreada señala el rango intercuartil asociado a las estrellas en cada instante de tiempo. La dispersión correspondiente a las otras componentes es similar, y no se muestra por claridad. La recta gris de trazos indica la evolución predicha por la TTT durante el régimen lineal.

En la [Figura 4.20](#) presentamos la evolución mediana del MA específico en sistemas con galaxias centrales dominadas por bulbos (panel izquierdo) y por discos (panel derecho). En cada panel, las curvas de color rojo y violeta representan, respectivamente, las estrellas en las galaxias centrales y la materia oscura en los halos interiores de la simulación EAGLE. La curva negra, por su parte, muestra la evolución mediana de los correspondientes halos interiores en la versión DMO. A grandes rasgos, se puede ver que el MA específico de la región interna de los halos sigue las predicciones de la TTT relativamente bien hasta $z \sim 3$, tanto para bulbos como para discos. Es importante aclarar que el eje vertical no está normalizado, por lo cual el gráfico muestra que, antes del *turnaround*, las distintas componentes ocupan regiones lagrangianas parecidas, y por lo tanto experimentan torques similares.

En el caso de los sistemas que contienen galaxias dominadas por bulbos, se puede ver que las distintas componentes de la región central siguen comportamientos dinámicos similares, incluso para los halos interiores DMO. En efecto, las curvas de color rojo, violeta y negro en el panel izquierdo resultan indistinguibles a lo largo de toda la historia.

Esto sugiere que en las galaxias elípticas la formación estelar se produce en una etapa temprana, y que por consiguiente las estrellas colapsan siguiendo un comportamiento dinámico muy similar al de la materia oscura, sin colisiones ni *shocks* como los que sufre el gas.

Por otro lado, tanto las estrellas como la materia oscura de los sistemas que contienen galaxias elípticas alcanzan valores de MA específico más altos que los que albergan galaxias espirales. Más aún, lo mismo ocurre con los correspondientes halos interiores en la simulación DMO. En el caso de las estrellas, la mayor parte de esta señal se explica por la diferencia que se observa en las condiciones iniciales: el crecimiento lineal simplemente traslada una relación $\Delta \log(j) \sim 0,2$ de $z = 20$ a $z \sim 1,5$. Sin embargo, para los halos interiores ocurre, además, que el crecimiento $j \propto a^{3/2}$ se prolonga por un periodo considerablemente mayor en el panel de la izquierda. Esto sugiere que los parches lagrangianos correspondientes colapsan más tarde, o bien que el entorno ejerce torques de marea durante más tiempo. En cualquier caso, dada la similitud que se observa entre las simulaciones EAGLE y DMO, esto parece ser una propiedad de los halos interiores, con relativa independencia del comportamiento del gas y las estrellas.

Otro resultado de la [Figura 4.20](#) es el efecto de los bariones sobre la evolución de los halos interiores asociados a galaxias disco. Las curvas de color negro y violeta en el panel derecho muestran que el MA específico de la materia oscura evoluciona de distinto modo en las simulaciones EAGLE y DMO, especialmente en las etapas finales. Para empezar, durante el régimen lineal los halos interiores en EAGLE muestran un comportamiento mediano más parecido al de las estrellas que al de sus contrapartes DMO, aunque esta diferencia es marginal. Más adelante el desacople de la materia oscura respecto a las predicciones de la TTT ocurre más o menos al mismo tiempo en ambas simulaciones, cerca de $z \sim 3$. Sin embargo, después del pico, los halos interiores en EAGLE comienzan a perder MA a una tasa menor que los DMO, con lo cual alcanzan el tiempo presente con una mediana más alta. El paralelismo que se observa entre esta tendencia y la de las estrellas (curva roja) sugiere que, en esta etapa, la formación de discos estelares afecta fuertemente la evolución dinámica de la materia oscura.

Para profundizar más en la conexión entre la materia oscura y los bariones, en la [Figura 4.21](#) presentamos la correlación entre los parámetros morfológicos de las galaxias κ_{rot} (arriba) y B/T (abajo) y la pérdida de MA de los halos interiores, $AM_{\text{loss}}[\text{inner DM}]$, tanto en la simulación EAGLE (columna izquierda) como en la DMO (columna derecha). Los puntos representan sistemas individuales, mientras que la curva negra continua y las

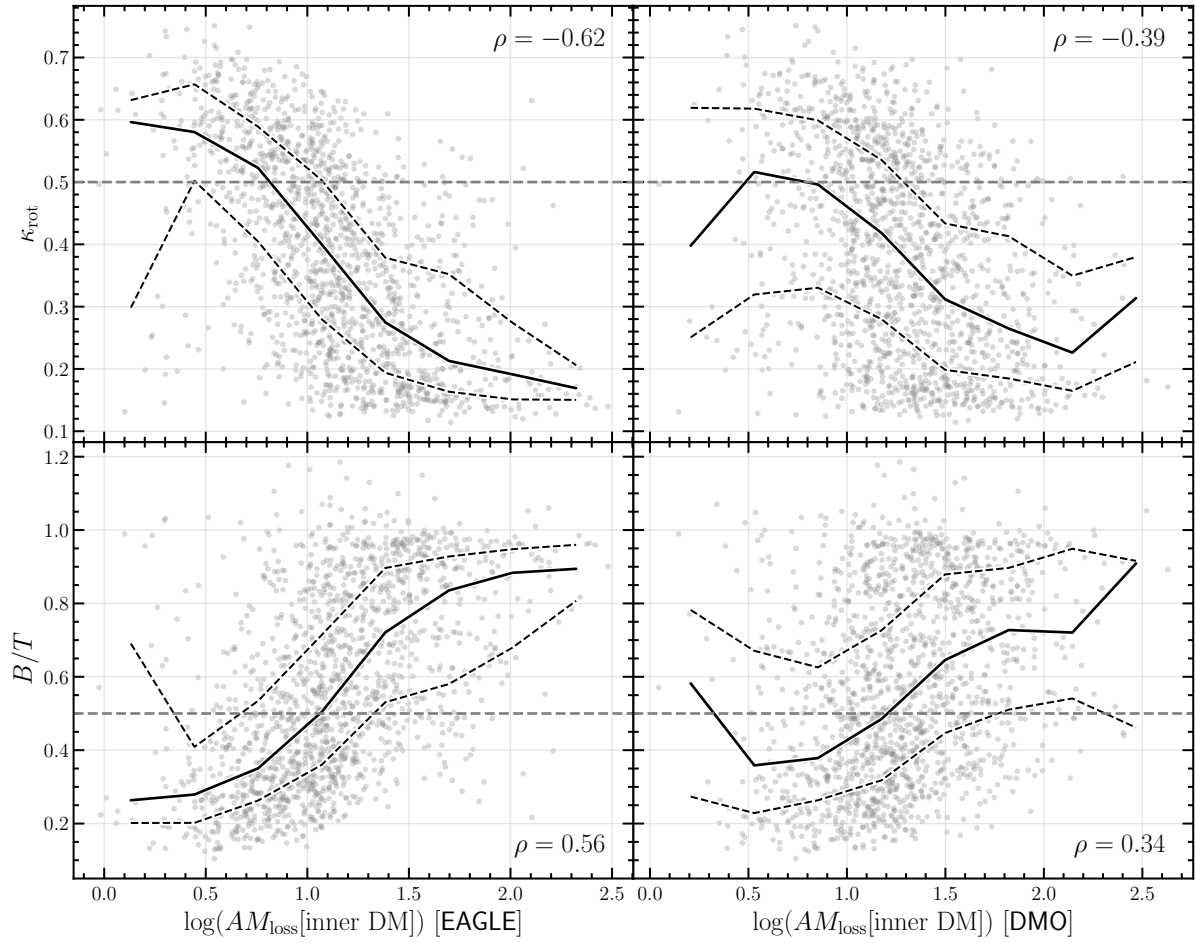


Figura 4.21: Relación de los parámetros morfológicos κ_{rot} (fila superior) y B/T (fila inferior) con el logaritmo de la pérdida de MA de la materia oscura contenida en los halos interiores, $AM_{\text{loss}}[\text{inner DM}]$, tanto en la simulación EAGLE (columna izquierda) como en la DMO (columna derecha). Las líneas horizontales de trazos indican los valores de corte de κ_{rot} y B/T . Cada punto representa una galaxias individual. Las curvas negras continuas muestran la mediana de κ_{rot} en intervalos de $AM_{\text{loss}}[\text{inner DM}]$, mientras que las de trazos delimitan los correspondientes rangos intercuartiles. En el margen de cada panel se puede ver el valor que toma el coeficiente de correlación de Spearman.

de trazos indican, respectivamente, la mediana y el rango intercuartil de los parámetros morfológicos en diferentes intervalos de $AM_{\text{loss}}[\text{inner DM}]$. En el margen de cada panel se muestra el valor correspondiente del coeficiente de correlación de Spearman, ρ , mientras que las curvas horizontales de trazos señalan los valores de corte de κ_{rot} y B/T .

En la columna izquierda podemos ver de qué modo se refleja la dispersión de la [Figura 4.19](#) en la capacidad de predecir morfologías galácticas en EAGLE a partir de la pérdida de MA. Si en lugar de las estrellas consideramos los halos interiores, la correlación con κ_{rot} (B/T) disminuye de $\rho = -0,90$ a $-0,62$ ($\rho = 0,82$ a $0,56$). La materia oscura no

obedece los mismos procesos que afectan a los bariones, y por lo tanto la formación de bulbos y discos se desacopla parcialmente de la evolución dinámica de los halos interiores. En la medida en que estos procesos borran la huella que los halos anfitriones imprimen en los bariones, la conexión halo-galaxia se debilita.

Ahora bien, los valores de ρ indican que, de todas formas, existe una dependencia significativa entre los parámetros morfológicos y la pérdida de MA de los halos interiores. Sin embargo, dado que la naturaleza de la interacción subyacente no está clara, no sabemos si la correlación manifiesta una propiedad que los bariones heredan de la materia oscura, o si se debe a la influencia del gas y las estrellas sobre la dinámica de los halos interiores. Por ello, es interesante estudiar lo que ocurre cuando consideramos la evolución de la materia oscura en ausencia de bariones.

En los paneles de la columna derecha utilizamos como variable independiente la pérdida de MA de los halos interiores en la simulación DMO. Lo primero que notamos es que la correlación con los parámetros morfológicos se vuelve aun más débil, con $\rho = -0,39$ para κ_{rot} y $\rho = 0,34$ para B/T . La principal causa de la variación entre ambas simulaciones es el impacto que la presencia del gas tiene sobre la materia oscura, algo que puede ocurrir en EAGLE pero no en DMO¹. Aunque estos resultados sugieren que el proceso de formación de galaxias depende en cierta medida de la evolución dinámica de los halos interiores, también muestran que la interacción entre bariones y materia oscura tiene efectos sobre ambas componentes, lo cual, como señalamos antes, dificulta la determinación de relaciones causales. De este modo, si bien la pérdida de MA de los halos interiores permite estimar parámetros como κ_{rot} y B/T en simulaciones hidrodinámicas, parece que se trata menos de una manifestación de propiedades que las galaxias heredan de sus halos anfitriones que del producto de la evolución acoplada y la interacción entre el gas, las estrellas y la materia oscuras.

4.4.2. Tasa de pérdida de MA en los halos interiores

En la [Figura 4.20](#), una de las diferencias notables entre las muestras clasificadas de acuerdo a la morfología galáctica es el momento en el que los halos interiores se desacoplan del comportamiento predicho por la TTT. Este instante corresponde al momento en que cada halo alcanza el máximo MA específico, j_{max} . Más aún, se trata de una ca-

¹Existe, por supuesto, una pérdida de correlación asociada a las ligeras diferencias de definición que puede haber entre las estructuras identificadas en EAGLE y en DMO. Sin embargo, dada la selección de la muestra de halos y galaxias, este efecto es menor.

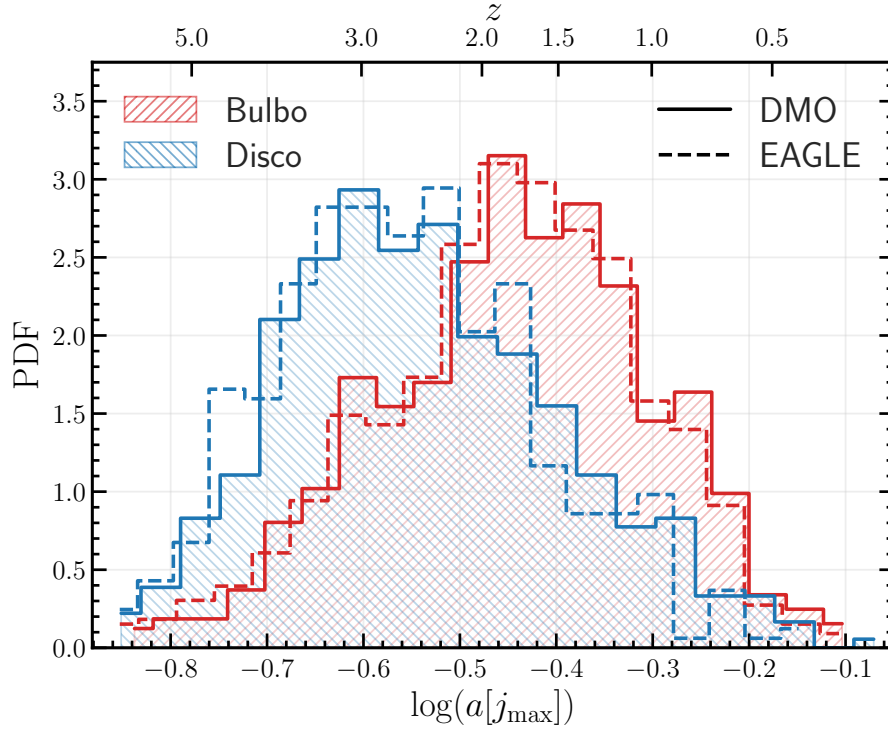


Figura 4.22: Distribución de valores que toma el factor de escala en el momento en que cada halo interior alcanza su MA específico máximo, $a[j_{\max}]$, en las simulaciones EAGLE (curvas de trazos) y DMO (histogramas sombreados). En azul y rojo se presentan los sistemas asociados a galaxias dominadas por discos y por bulbos, respectivamente. En el eje superior se muestran, además, los valores correspondientes al corrimiento al rojo z .

racterística que se observa tanto en la simulación EAGLE como en DMO, lo cual sugiere que es relativamente independiente del comportamiento del gas y las estrellas. Para confirmar esto, en la [Figura 4.22](#) analizamos la distribución de $a[j_{\max}]$, es decir, el factor de escala correspondiente al instante en que cada halo interior alcanza su máximo MA específico. En efecto, al separar las muestras de acuerdo a la morfología de las galaxias, vemos que los sistemas asociados a discos alcanzan j_{\max} típicamente más temprano que los sistemas asociados a bulbos. Por otro lado, las distribuciones correspondientes a los halos interiores DMO (histogramas sombreados) resultan indistinguibles de las de sus contrapartes en EAGLE (curvas de trazos). Para las galaxias disco, la mediana de los halos interiores DMO (EAGLE) es $a = 0,28$ ($a = 0,27$), lo cual corresponde a un corrimiento al rojo $z = 2,5$ ($z = 2,7$); para los bulbos, la mediana en DMO es $a = 0,36$ ($a = 0,37$), correspondiente a $z = 1,76$ ($z = 1,72$).

Con esta información, cabe preguntarse si es posible utilizar $a[j_{\max}]$ para construir un

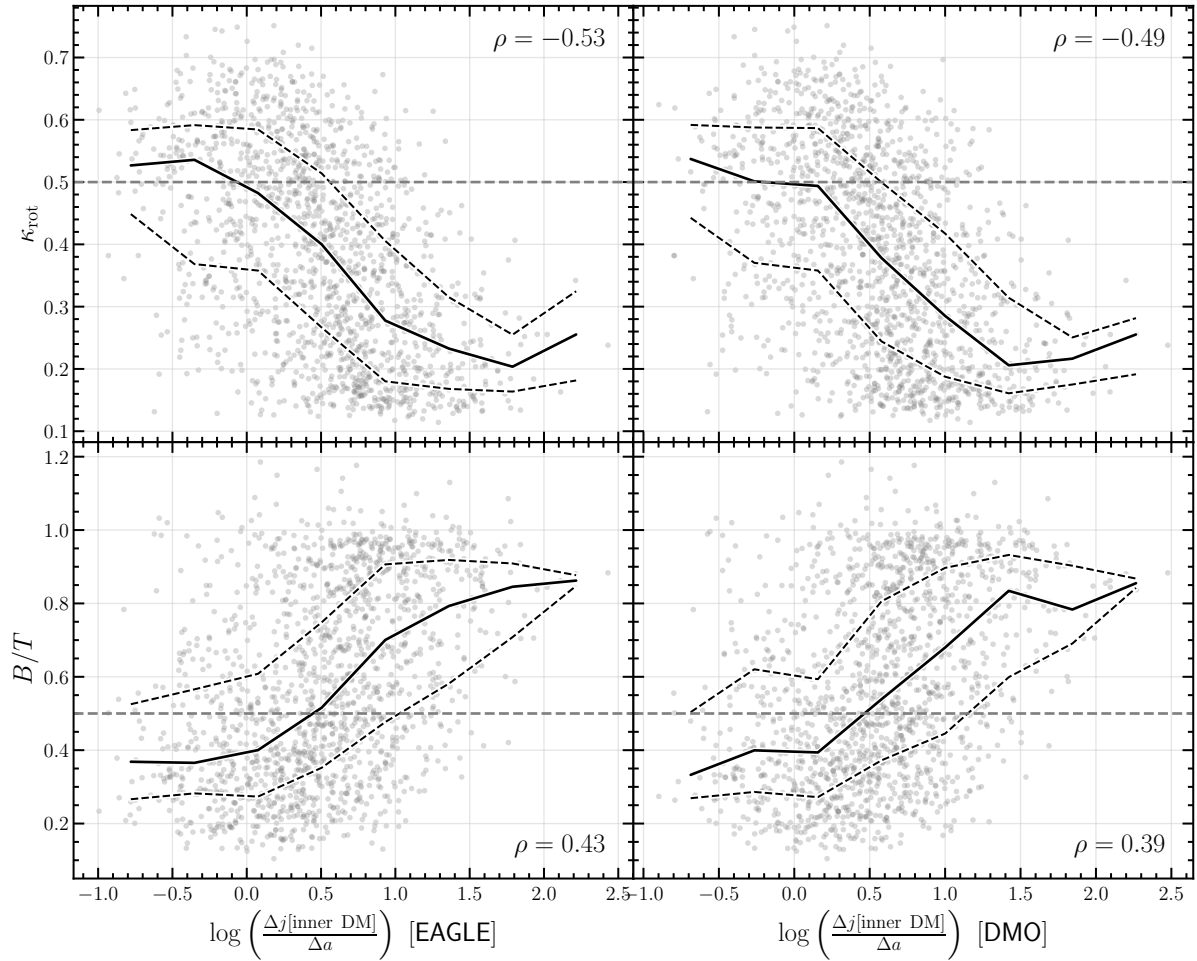


Figura 4.23: Relación entre los parámetros morfológicos, κ_{rot} y B/T , y el logaritmo de la tasa de pérdida de MA de los halos interiores en DMO, $\frac{\Delta j[\text{inner DM}]}{\Delta a}$. Cada punto representa una galaxia individual. Las líneas continuas indican la mediana de los parámetros morfológicos en intervalos de $\frac{\Delta j[\text{inner DM}]}{\Delta a}$, mientras que las líneas de trazos delimitan los correspondientes rangos intercuartiles. En el margen de cada panel se puede ver el valor que toma el coeficiente de correlación de Spearman.

estimador de morfología galáctica que, por un lado, mejore la predicción que obtuvimos mediante $AM_{\text{loss}}[\text{inner DM}]$, pero que además sea independiente de la evolución de los bariones. En otras palabras, que represente una propiedad de los halos interiores en EAGLE que (1) correlacione de manera significativa con κ_{rot} y B/T , y (2) que dicha correlación no se pierda cuando se consideran los halos interiores en DMO. Esto permitiría analizar el mecanismo físico subyacente en términos de un efecto de la materia oscura sobre el gas y las estrellas, pero no a la inversa.

Un estimador que sugieren los ejemplos de la [Figura 4.7](#) es la tasa de pérdida de MA específico de los halos interiores en las etapas finales, $\frac{\Delta j[\text{inner DM}]}{\Delta a}$, donde $\Delta j[\text{inner DM}] =$

$j_{\max} - j_0$ y $\Delta a = 1 - a[j_{\max}]$. En la [Figura 4.23](#) presentamos la relación entre esta variable, determinada utilizando los halos interiores en EAGLE (izquierda) y en DMO (derecha), y los parámetros morfológicos κ_{rot} (arriba) y B/T (abajo). En primer lugar, notamos que las correlaciones cambian con respecto a las que obtuvimos en la [Figura 4.21](#). En EAGLE, la capacidad de predecir parámetros morfológicos mediante $\frac{\Delta j[\text{inner DM}]}{\Delta a}$ empeora con respecto a $AM_{\text{loss}}[\text{inner DM}]$. El coeficiente de correlación de Spearman toma valores $\rho = -0,53$ y $0,43$ para κ_{rot} y B/T , respectivamente. Esto no sorprende, dado que, como vimos antes, la pérdida de MA de los halos interiores en EAGLE se acopla con la pérdida de MA específico de las estrellas, mientras que la tasa a la que ocurre esta pérdida no muestra esa dependencia. Sin embargo, en DMO ocurre a lo opuesto: la correlación mejora, con $\rho = -0,49$ y $0,40$ para κ_{rot} y B/T , respectivamente. Esto significa que, cuando se considera únicamente la evolución de la materia oscura, $\frac{\Delta j[\text{inner DM}]}{\Delta a}$ permite estimar la morfología de la galaxia que se formaría en cada sistema ligeramente mejor que $AM_{\text{loss}}[\text{inner DM}]$. Más aun, la proximidad entre los valores que toma el coeficiente de correlación de Spearman en EAGLE y en DMO sugiere que esta propiedad es prácticamente independiente de los bariones.

Para verificar que no sólo las correlaciones con los parámetros morfológicos son parecidas sino que, de hecho, la materia oscura en ambas simulaciones pierde MA específico a tasas similares, en la [Figura 4.24](#) mostramos los valores que toma $\frac{\Delta j[\text{inner DM}]}{\Delta a}$ para los halos interiores en EAGLE en función del que obtenemos para sus contrapartes DMO. La proximidad entre la mediana (curva negra continua) y la relación uno a uno (línea de puntos), junto con la apretada dispersión que indican los rangos intercuartiles (líneas de trazos), indican que, en efecto, la tasa de pérdida de MA específico de los halos interiores es prácticamente independiente de la presencia de bariones. De este modo, a costa de perder cierto poder predictivo en EAGLE, definimos un estimador de morfología galáctica que sólo depende del comportamiento de la materia oscura. Además de que podría ser útil para la elaboración de modelos semianalíticos más precisos, esto permite analizar la conexión halo-galaxia sobre la base de procesos físicos sencillos, en donde la evolución de los halos interiores necesariamente precede, en términos causales, el desarrollo de determinadas propiedades galácticas.

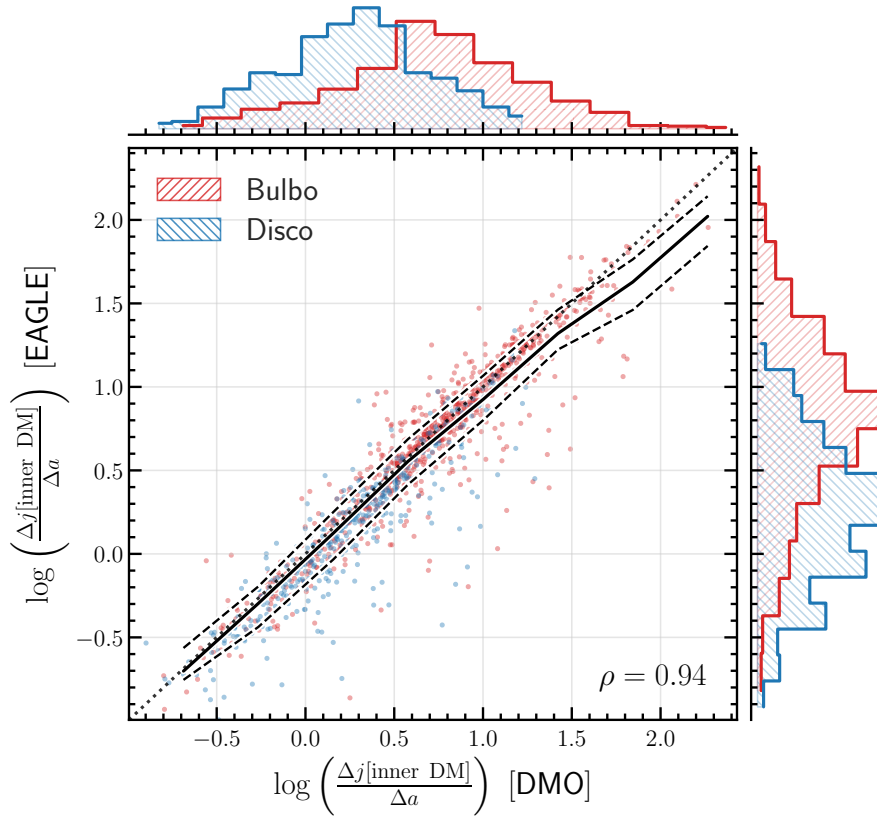


Figura 4.24: Relación entre la tasa de pérdida de MA específico de los halos interiores, $\frac{\Delta j[\text{inner DM}]}{\Delta a}$, en EAGLE y DMO. Cada punto representa una galaxias individual. La línea negra continua muestra la mediana de $\frac{\Delta j[\text{inner DM}]}{\Delta a}$ en EAGLE en intervalos de $\frac{\Delta j[\text{inner DM}]}{\Delta a}$ en DMO, mientras que las líneas de trazos delimitan el correspondiente rango intercuartil. La línea punteada indica la relación uno a uno. La muestra se divide a su vez de acuerdo a la morfología de las galaxias asociadas a cada sistema, con las respectivas distribuciones proyectadas sobre cada uno de los ejes arriba y a la derecha del panel principal. Las galaxias dominadas por bulbos (discos) se muestran en rojo (azul). En el margen inferior derecho se puede ver el valor que toma el coeficiente de correlación de Spearman.

4.5. Conclusiones

En el presente Capítulo hemos explorado la conexión entre la evolución del MA en halos de materia oscura y la morfología de las galaxias que se forman en su interior. Para ello, hemos utilizado los datos de la simulación Ref-L100N1504 del Proyecto EAGLE, tanto en su versión hidrodinámica (EAGLE) como en su versión sin gas (DMO), para definir una muestra de 1542 halos virializados a tiempo presente con sus respectivas galaxias centrales. Para cada halo, además, definimos un halo interior (el conjunto de partículas de materia oscura que ocupan la misa región que la galaxia central a $z = 0$) y una contraparte en la simulación DMO que comparte al menos el 50 % de las partículas

con el objeto identificado en la versión hidrodinámica.

El análisis de la evolución de cada sistema fue realizado desde un enfoque lagrangiano, es decir, determinando propiedades en diferentes pasos temporales considerando siempre el conjunto de partículas identificado a tiempo presente. Para los halos y los halos interiores determinamos el MA y la forma, y a partir de estas propiedades computamos el parámetro adimensional de *spin* (λ), el crecimiento neto del MA (J_{gr}) y la pérdida de MA de los halos interiores en las etapas finales (AM_{loss}). La morfología de las galaxias fue caracterizada a través de dos parámetros: la fracción de energía cinética estelar invertida en rotación ordenada (κ_{rot}) y el cociente entre la masa estelar contenida en el bulbo y la masa total (B/T). En ambos casos definimos un valor crítico que separa las galaxias dominadas por discos (espirales) de aquellas dominadas por bulbos (elípticas).

En primer lugar analizamos la correlación entre el crecimiento neto del MA y la morfología galáctica. Para ello, retomamos el enfoque de López et al. (2019, 2021) y definimos tres muestras de halos basándonos en la distribución de J_{gr} a tiempo presente. De este modo, separamos sistemas cuyo MA crece más, igual o menos que el valor mediano correspondiente a su masa (H, M y L, respectivamente). Con estas muestras verificamos que:

- Los halos en EAGLE reproducen cualitativamente los resultados de trabajos anteriores. La muestra H tiene típicamente mayor soporte rotacional y mejor alineación entre su MA y su forma; los halos L presentan valores más bajos de λ y una alineación interna más débil (Figura 4.12).
- Las distribuciones de galaxias espirales y elípticas en el interior de los halos de cada muestra son indistinguibles. En otras palabras, no es posible identificar una preferencia de los halos H o L a alojar galaxias de una u otra morfología (Figura 4.13).
- La alineación entre el MA de halos y galaxias presenta tendencias diferentes cuando se consideran muestras clasificadas de acuerdo a la morfología galáctica (espiral/elíptica) o al crecimiento neto del MA de los halos (H/L) (Figuras 4.14, 4.15 y 4.16).
 - El MA de los sistemas gaseosos que terminan formando galaxias espirales y elípticas está inicialmente muy alineado con el MA de sus proto-halos, en consistencia con las hipótesis del escenario estándar. Como es de esperar, esta

alineación se va perdiendo con el tiempo. Para $z = 0$, las galaxias elípticas muestran orientaciones casi aleatorias, mientras que las espirales conservan aún cierto grado de alineación con sus halos.

- En las condiciones iniciales, el MA de los proto-halos L está fuertemente alineado con el de las proto-galaxias que alojan; los proto-halos H muestran, en cambio, un bajo grado de alineación con sus proto-galaxias. A medida que pasa el tiempo, la configuración de las condiciones iniciales comienza a perderse, especialmente para la muestra L. Sin embargo, a $z = 0$, el MA de los halos L sigue mejor alineado con sus galaxias centrales que el de los halos H.
 - Existe una débil tendencia de las galaxias que habitan en halos L a formar discos cuanto mejor alineado está su MA con el de su halo anfitrión, algo que no se observa en la muestra H (Figura 4.17).

Los resultados indican, contra lo que suponíamos, que los fenómenos que producen desviaciones respecto a la TTT no tienen un efecto sistemático sobre la formación de galaxias espirales o elípticas. Si bien hemos verificado que en la simulación hidrodinámica EAGLE los halos H y L tienen importantes diferencias en sus propiedades internas, el mayor o menor soporte rotacional o la alineación más o menos fuerte entre su MA y su forma no correlaciona con la presencia de sistemas estelares dominados por discos o por bulbos en su centro. Esto sugiere que, en general, los procesos que modifican la evolución del MA de los halos no necesariamente se trasladan al gas y las estrellas que alojan. Los fenómenos que afectan a la muestra H, por ejemplo, aumentan su capacidad de adquirir MA en relación a lo que se espera de la TTT y favorecen la rotación coherente y la alineación MA-forma. De este modo, se podría esperar que los bariones en esta clase de sistemas fueran más propensos a formar discos. Sin embargo, la fracción de galaxias espirales en la muestra H es igual o incluso menor que en la muestra L.

Una posible interpretación de esto es que el gas y las estrellas heredan las propiedades de los proto-halos cuando estos aún no han sufrido los mecanismos que producen halos H o L. Nuestra clasificación busca capturar desviaciones sistemáticas respecto a la TTT, y por lo tanto es probable que las principales diferencias entre halos H y L surjan en las etapas finales de formación, cuando las hipótesis de la TTT dejan de ser válidas. Durante este periodo, los bariones típicamente ya han colapsado y es posible que la formación de galaxias siga un camino independiente de la evolución dinámica de sus halos anfitriones,

entre otras cosas porque las escalas involucradas en cada caso pueden ser muy diferentes.

En la segunda parte del trabajo, siguiendo a [Zavala et al. \(2016\)](#), investigamos la dependencia de los parámetros morfológicos de las galaxias con la pérdida de MA que los halos interiores sufren durante las etapas finales de formación. En general, para un conjunto lagrangiano de partículas que a tiempo presente se encuentra en la región interior de un halo, la evolución del MA específico alcanza un máximo j_{\max} y luego decae hasta el tiempo presente ([Figura 4.8](#)). De este modo, es posible definir la pérdida de MA de un sistema a partir de la diferencia entre el MA máximo y el valor final. Con el fin de determinar relaciones causales y no sólo correlaciones, en nuestro análisis incorporamos, además, la evolución de los halos interiores correspondientes de la simulación DMO. De este modo encontramos que:

- En los sistemas que forman galaxias elípticas, los bariones y la materia oscura muestran una evolución de MA específico similar, incluso cuando se consideran los halos interiores DMO. En los sistemas que forman galaxias espirales, los bariones pierden menos MA que la materia oscura durante las etapas finales. En este caso, además, se observan diferencias entre los halos interiores EAGLE y DMO que indican que la presencia de gas y estrellas afecta la evolución dinámica de la materia oscura ([Figura 4.20](#)).
- La dependencia entre la morfología de las galaxias y la pérdida de MA de los halos interiores que reporta [Zavala et al. \(2016\)](#) se debilita cuando se consideran los halos interiores DMO. Sin embargo, persiste una correlación positiva (negativa) entre AM_{loss} y B/T (κ_{rot}). Lo más significativo de esta correlación es que sólo puede ser una manifestación de propiedades que los bariones heredan de la materia oscura ([Figura 4.21](#)).
- Típicamente, los halos interiores asociados a galaxias espirales alcanzan su máximo valor de MA específico antes que aquellos asociados a galaxias elípticas. Esto ocurre tanto en la simulación hidrodinámica como en la versión DMO ([Figura 4.22](#)).
- Los halos interiores que experimentan una pérdida de MA más abrupta, es decir, que presentan valores más altos de $\Delta j/\Delta a$, son más propensos a alojar bulbos estelares a tiempo presente. Por el contrario, las galaxias espirales parecen formarse de manera más eficiente cuando los halos interiores pierden poco MA o cuando

lo hacen de manera más suave, es decir, cuando $\Delta j/\Delta a$ toma valores pequeños (Figuras 4.23 y 4.24).

Si bien la dependencia que se señala en el último punto es estadísticamente significativa, lo más interesante es su persistencia entre simulaciones. En efecto, la magnitud de la correlación de acuerdo al coeficiente de Spearman, ρ , es aproximadamente la misma tanto si se consideran halos interiores en EAGLE como si se tienen en cuenta sus contrapartes DMO. En otras palabras, las partículas de materia oscura que interactúan directamente con los bariones muestran una correlación similar que aquellas que evolucionan en ausencia de gas o estrellas. Esto sugiere fuertemente que existe una relación causal entre la tasa de pérdida de MA de los halos interiores y la formación de discos o bulbos estelares. Una dependencia de esta naturaleza es importante no sólo para modelar la conexión halo-galaxia (algo que se hace de manera extensiva y muy precisa en la actualidad gracias a algoritmos de aprendizaje automático; ver por ej [Agarwal et al., 2018](#); [de Santi et al., 2022](#); [Delgado et al., 2022](#); [Lovell et al., 2022](#); [Rodrigues et al., 2023](#)), sino también, y principalmente, para comprender los mecanismos físicos que se encuentran detrás de estas relaciones.

La conexión entre la pérdida de MA de los halos interiores y la morfología galáctica indica que, durante las etapas finales de formación, la evolución de la materia oscura puede afectar a los bariones. Sin embargo, si consideramos los resultados de la primera parte, debemos concluir que estos procesos no están acoplados a los mecanismos que producen desviaciones de los halos con respecto al comportamiento predicho por la TTT. Un motivo puede ser, como ya hemos mencionado, la diferencia de escalas. De acuerdo a nuestra definición, los halos interiores y las galaxias centrales ocupan, a tiempo presente, regiones esféricas cuyo radio es el 15% del radio virial de los halos FoF. De este modo, es posible que fenómenos como los torques de marea secundarios o la acreción anisotrópica de masa en filamentos, que pueden modificar fuertemente la evolución dinámica de los halos, no tengan efectos de igual magnitud sobre las galaxias y los halos centrales.

Por ejemplo, durante las etapas finales de formación, los halos de baja masa acumulan materia típicamente desde direcciones perpendiculares a su filamento anfitrión ([van Haarlem & van de Weygaert, 1993](#); [Borzyszkowski et al., 2017](#); [Ganeshaiyah Veena et al., 2018](#)). Esta materia se aloja en las regiones externas de cada sistema y puede llegar a reorientar o incluso oponerse al MA adquirido a través del mecanismo de la TTT ([Libeskind et al., 2013](#); [Wang & Kang, 2017](#); [López et al., 2019](#)). Por otro lado, nuestros resultados indican que las galaxias forman más bulbos estelares en la medida en que el

MA de los halos interiores se transfiere más eficientemente hacia las capas externas. Si estos procesos se dan al mismo tiempo, la pérdida de MA de los bariones y la materia oscura en la región central debe ser independiente o, al menos, estar parcialmente desacoplada de la acreción anisotrópica de masa. Un escenario de estas características debería dejar huellas en el perfil de MA de los halos, por lo cual tenemos la intención de abordar el tema en trabajos futuros.

Modelo de crecimiento anisotrópico del MA

En los Capítulos 2 y 3 exploramos la relación entre la evolución del momento angular (MA) en halos de materia oscura (DM), algunas de las propiedades intrínsecas de estos halos y el entorno cosmológico en que habitan a tiempo presente. Entre otros resultados, encontramos que la presencia de filamentos afecta de manera sistemática la orientación del MA, incluso durante la etapa lineal y cuasi-lineal de formación de estructuras. En efecto, para corrimientos al rojo $z > 2$ observamos una tendencia general en el MA de los halos a volverse progresivamente perpendicular a sus filamentos anfitriones. Este comportamiento no está contemplado en la teoría de torque de mareas (TTT), cuya implementación estándar asume que la tasa de crecimiento del MA es isotrópica y que, por lo tanto, su dirección se mantiene constante en el tiempo.

5.1. Introducción

En este Capítulo nos preguntamos si es posible modificar o extender la TTT para incorporar el efecto anisotrópico que la estructura en gran escala parece inducir sobre la evolución dinámica de los halos. Más concretamente, estamos interesados en introducir una dependencia espacial en los factores que determinan la variación temporal del MA en la expresión (1.29).

Para ello, el Capítulo está organizado de la siguiente manera. En esta Sección mostramos de qué modo la presencia de un campo de mareas en gran escala modifica la evolución de una región finita del espacio en relación a la expansión general del universo, y cómo este efecto se puede incorporar a las ecuaciones de la TTT para formular un modelo de crecimiento anisotrópico del MA. En la Sección 5.2 describimos la simulación

numérica y los métodos que utilizamos para implementar el modelo, especialmente para determinar el campo de mareas en gran escala y para producir una muestra aleatoria que permita realizar una prueba de control sobre nuestros resultados. A continuación, en la [Sección 5.3](#) mostramos los resultados principales de nuestro análisis, comparando las predicciones del modelo de crecimiento anisotrópico del MA con la evolución verdadera de los halos en la simulación. Finalmente, en la [Sección 5.4](#) presentamos las conclusiones del Capítulo.

5.1.1. Efecto local de una perturbación en gran escala

En el marco de un universo Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW), una región de volumen finito puede sufrir los efectos de perturbaciones en escalas mayores ([Akitsu et al., 2017](#)). Estas fluctuaciones, a pesar de tener amplitudes pequeñas, son capaces de afectar de manera significativa la formación de estructuras en escalas menores debido al acoplamiento de modos correspondientes a diferentes longitudes de onda. Las consecuencias principales de esta clase de acoplamientos son dos. La primera está asociada a la presencia de una sobre o subdensidad coherente en gran escala, lo cual produce una tasa de expansión local mayor o menor en relación a la expansión global. La segunda se relaciona con las fuerzas de marea, y su resultado es un aumento de las anisotropías en las estadísticas locales.

Para analizar esto, consideremos una región de estudio de tamaño característico L . Por simplicidad, vamos a asumir que esta región tiene una geometría simplemente conexa, es decir, que en su interior no existen agujeros. El campo de potencial gravitacional ϕ en esta región se puede suavizar alrededor de un punto cualquiera en coordenadas comóviles, \mathbf{x} , mediante una función ventana:

$$\phi_L(\mathbf{x}) \equiv \frac{1}{V_L} \int \phi(\mathbf{y}) W_L(\mathbf{y} - \mathbf{x}) d^3\mathbf{y}, \quad (5.1)$$

donde $V_L = \int W_L(\mathbf{y} - \mathbf{x}) d^3\mathbf{y}$ y W_L es una función ventana de tamaño característico L . Podemos pensar que W_L define el límite de la región de interés alrededor de \mathbf{x} , por ejemplo definiendo $W_L(\mathbf{y} - \mathbf{x}) = 1$ si el vector $\mathbf{y} - \mathbf{x}$ está dentro de la región y, en caso contrario, $W_L(\mathbf{y} - \mathbf{x}) = 0$. De esta forma, la integración en la ecuación (5.1) suaviza cualquier fluctuación con escalas más pequeñas que L alrededor de la posición \mathbf{x} . En otras palabras, $\phi_L(\mathbf{x})$, es decir, el campo gravitatorio suavizado, sólo varía significativamente en escalas comparables o mayores que L .

Ahora supongamos que el centro de la región de interés está ubicado en la posición \mathbf{x}_0 y que su densidad media y sobredensidad son, respectivamente, $\bar{\rho}_L$ δ_L . Consideremos entonces la expansión de Taylor del campo gravitacional suavizado alrededor de este punto:

$$\begin{aligned}\phi_L(\mathbf{x}) &\approx \phi_L(\mathbf{x}_0) + \nabla_i \phi_L|_{\mathbf{x}_0} x^i + \frac{1}{2} \nabla_{ij}^2 \phi_L|_{\mathbf{x}_0} x^i x^j \\ &= \phi_L(\mathbf{x}_0) + \nabla_i \phi_L|_{\mathbf{x}_0} x^i + \frac{2}{3} \pi G \bar{\rho}_L a^2 \delta_L|_{\mathbf{x}_0} x^2 + 2\pi G \bar{\rho}_L a^2 \tau_{Lij}|_{\mathbf{x}_0} x^i x^j,\end{aligned}\quad (5.2)$$

donde estamos usando el convenio de suma de Einstein para índices repetidos. En la ecuación anterior, $x^i = (\mathbf{x} - \mathbf{x}_0)^i$ representa el desplazamiento comóvil con respecto a \mathbf{x}_0 , los operadores $\nabla_i = \partial/\partial x^i$ y $\nabla^2 = \nabla \cdot \nabla$ y $a = a(t)$ es el factor de escala global del universo FLRW. Entre la primera y la segunda línea hemos utilizado la Ecuación de Poisson $\Delta\phi(\mathbf{x}) = 4\pi G \bar{\rho}_L a^2 \delta(\mathbf{x})$, mientras que τ_{Lij} es el campo de mareas suavizado, definido como la matriz Hessiana sin traza del potencial gravitacional suavizado:

$$\tau_{Lij} \equiv \frac{1}{4\pi G \bar{\rho}_L a^2} \left(\nabla_{ij}^2 \phi_L - \frac{1}{3} \delta_{ij}^K \Delta\phi_L \right), \quad (5.3)$$

donde δ_{ij}^K es la función delta de Kronecker.

Consideremos ahora la formación de estructuras en la región de interés desde un enfoque lagrangiano. La fuerza coherente que surge del campo gravitatorio en gran escala es $\nabla\phi_L(\mathbf{x})$. Con la derivación, el primer término de la ecuación (5.2), $\phi_L(\mathbf{x}_0)$, desaparece y, por lo tanto, es irrelevante para el cálculo de la fuerza. El segundo término, $\nabla_i \phi_L|_{\mathbf{x}_0}$, provoca una traslación paralela de todas las partículas en la misma cantidad, y por ende no genera un exceso de estructuras en el interior de la región. La fuerza que surge de los términos tercero y cuarto (δ_L y τ_{Lij}) produce los efectos principales. Si consideramos partículas que, para un corrimiento al rojo lo suficientemente alto (donde $\delta_L, \tau_{Lij} \ll 1$), se mueven con las coordenadas comóviles del universo, sus trayectorias posteriores se desvían de las coordenadas globales a medida que pasa el tiempo debido al efecto local de la fuerza gravitatoria en gran escala. En otras palabras, si pensamos en esta región como un “universo separado” (Salopek & Bond, 1990; Wands et al., 2000), la ecuación de movimiento de sus partículas se puede escribir como:

$$\ddot{X}^i = -\frac{4}{3} \pi G \bar{\rho}_L (1 + \delta_L) X^i + \frac{\Lambda}{3} X^i - 4\pi G \bar{\rho}_L \tau_{Lij} X^j, \quad (5.4)$$

donde X^i representa el vector desplazamiento entre pares de partículas inicialmente comóviles, y donde se tiene en cuenta la fuerza gravitacional del universo “de fondo”, incluyendo el efecto de la constante cosmológica Λ (Dodelson, 2003).

La expresión (5.4) se puede interpretar como una Ecuación de FLRW modificada que describe una expansión diferencial efectiva de la región de estudio debido a la presencia de perturbaciones en escalas mayores. El término que involucra δ_L produce una fuerza gravitatoria local mayor o menor en relación a la del fondo FLRW, de acuerdo a si la región está embebida en un entorno sobredenso o subdenso ($\delta_L > 0$ o < 0), respectivamente. Este fenómeno ha sido estudiado mediante el modelo de universos separados, es decir, simulaciones de N-cuerpos con parámetros cosmológicos modificados para imitar el efecto gravitacional de la perturbación (ver por ej. [Sirko, 2005](#); [Martino & Sheth, 2009](#); [Gnedin et al., 2011](#); [Li et al., 2014](#); [Wagner et al., 2014](#), para una formulación unificada ver [Takada & Hu 2013](#)). Por otro lado, el término que involucra el tensor de mareas τ_{Lij} produce, dada su naturaleza tensorial, una expansión anisotrópica homogénea. Esto significa que dos partículas se expanden con respecto al centro a la misma velocidad, independientemente del punto del volumen en que se encuentren, sólo si se encuentran en la misma dirección. El efecto de τ_{Lij} también ha sido analizado en simulaciones de N-cuerpos, aunque menos extensivamente ([Schmidt et al., 2018](#)).

Una herramienta que permite analizar el efecto de las perturbaciones en gran escala sobre el movimiento de las partículas es la aproximación de Zel'dovich ([Zel'dovich, 1970](#)). La forma en que estas fluctuaciones modifican la expansión local se puede describir mediante una perturbación de las coordenadas comóviles en la región de estudio:

$$\begin{aligned} q_{Li} &= q_i + \Psi_{Lij}(t)q_j, \\ \Psi_{Lij}(t) &= \frac{\delta_{ij}^K}{3}\delta_L(t) + \tau_{Lij}(t). \end{aligned} \tag{5.5}$$

Aquí, q_{Li} son las coordenadas perturbadas en el volumen local y q_i son las coordenadas globales en el marco FLRW. Si nos vamos lo suficientemente atrás en el tiempo, $|\Psi| \ll 1$ y $q_{Li} \approx q_i$, de modo que las coordenadas lagrangianas en la región de interés pueden ser definidas a partir de las coordenadas comóviles globales en un corrimiento al rojo lo suficientemente alto.

Una consecuencia interesante de la ecuación (5.5) es que permite describir los efectos de la perturbación de longitud de onda larga en términos de modificaciones del factor de escala local. Notemos, por ejemplo, que si consideramos a la región de interés como un universo separado con su propio factor de escala a_L , una longitud física debe mantenerse invariante con respecto al fondo global, de modo que:

$$a_L l_L = a l,$$

donde l_L y l corresponden a longitudes en coordenadas comóviles locales y globales, respectivamente. De este modo, el efecto de δ_L cuando se trata de una perturbación pequeña es equivalente a una modificación del factor de escala tal que

$$\begin{aligned} a_L(t) &= a(t) \frac{1}{1 + \delta_L(t)/3} \\ &\simeq a(t)[1 - \delta_L(t)/3]. \end{aligned}$$

Algo similar se puede pensar con el campo de mareas en gran escala. Como dijimos antes, τ_{Lij} produce una expansión homogénea anisotrópica en relación a las coordenadas comóviles globales. Sin pérdida de generalidad, podemos elegir localmente un sistema de coordenadas con sus ejes orientados en la dirección de los ejes principales del campo de mareas. De este modo, el tensor τ_{Lij} se vuelve diagonal, y por lo tanto $\tau_{Lij} = \tau_{Li} \delta_{ij}^K$. Así, la desviación respecto a las coordenadas comóviles globales puede interpretarse como una deformación anisotrópica del factor de escala a lo largo de cada eje:

$$a_{Li}(t) \simeq a(t)[1 - \tau_{Li}(t)].$$

Más aún, si consideramos la evolución del campo de mareas durante el régimen lineal, la aproximación de Zel'dovich permite escribir $\tau_{Li}(t) = \lambda_i D(t)/D(t_0)$, donde λ_i son los autovalores del tensor de mareas en algún momento t_0 correspondiente a un corrimiento al rojo lo suficientemente alto y $D(t)$ es el factor de crecimiento lineal de las perturbaciones en el fondo de FLRW. De este modo, podemos definir la deformación local del factor de escala en una región debido al campo de mareas en gran escala como:

$$\begin{aligned} \alpha_{Li}(t) &= \frac{a_{Li}(t)}{a(t)} \\ &= 1 - \lambda_i \frac{D(t)}{D(t_0)}. \end{aligned} \tag{5.6}$$

La ecuación 5.6 permite definir un sistema respecto al cual se mantiene constante la posición de las partículas sujetas exclusivamente a la expansión anisotrópica que induce el campo de mareas en gran escala. A las coordenadas definidas en este sistema las llamaremos *comóviles anisotrópicas*, y las representaremos como \mathbf{s} . Para evitar confusiones con el sistema comóvil estándar (relativo a la expansión isotrópica del universo), en lo que sigue nos referiremos a las coordenadas “comóviles isotrópicas” como \mathbf{x} . Ambas se relacionan con las coordenadas físicas \mathbf{r} mediante:

$$\begin{aligned} r_i &= ax_i, \\ x_i &= \alpha_i s_i. \end{aligned}$$

5.1.2. Evolución anisotrópica del MA

La ecuación (5.6) sugiere que un campo de mareas en gran escala puede modificar el crecimiento lineal predicho por la TTT de modo que cada componente del MA evolucione de manera ligeramente diferente. Esto implica una variación en la dirección del MA y, por lo tanto, una posible explicación al comportamiento reportado en López et al. (2021). Para ver esto, primero debemos reformular la TTT para tener en cuenta el efecto de una perturbación en gran escala sobre el entorno local de cada protohalo.

La expresión para el MA de un proto-halo que ocupa un volumen físico γ en un momento dado t es:

$$\mathbf{J}(t) = \int_{\gamma} [\mathbf{r}(t) - \mathbf{r}_{\text{cm}}(t)] \times \mathbf{v}(t) \rho(\mathbf{r}, t) d^3\mathbf{r}, \quad (5.7)$$

donde \mathbf{r} y \mathbf{v} son los vectores de posición y velocidad del elemento de masa $\rho(\mathbf{r}, t)d^3\mathbf{r}$ y el centro de masa \mathbf{r}_{cm} se define como de costumbre. Ahora bien, supongamos que la región en donde evoluciona el proto-halo está sujeta a una perturbación de longitud de onda larga cuyos efectos locales se pueden describir adecuadamente mediante los cocientes de expansión $\alpha_i = a_i/a$. Para simplificar, consideremos que esta perturbación no está asociada a una sobredensidad o subdensidad coherente en gran escala. De este modo, en un sistema de referencia alineado con los ejes del campo de mareas en gran escala, podemos reescribir la ecuación (5.7) en las correspondientes coordenadas comóviles anisotrópicas:

$$J_i(t) = \int_{\gamma} a^2(t) \bar{\rho}(t) A_{lj}(t) [s_l(t) - s_{\text{cm},l}(t)] \epsilon_{ijk} A_{mk}(t) \dot{s}_m(t) \\ \times [\delta(\mathbf{s}, t) + 1] a_1(t) a_2(t) a_3(t) d^3\mathbf{s},$$

donde $A_{ii}(t) = \alpha_i(t)$ y $A_{ij}(t) = 0$ para $i \neq j$, ϵ_{ijk} es el símbolo de Levi-Civita, el punto denota una derivada con respecto al tiempo cósmico t y la repetición de índices indica una sumatoria. También hemos usado que $\rho(\mathbf{s}, t) = \bar{\rho}(t)[\delta(\mathbf{s}, t) + 1]$, con $\bar{\rho}(t)$ la densidad promedio del Universo en el tiempo cósmico t .

Para corrimientos al rojo lo suficientemente altos, el volumen γ puede asociarse con una región lagrangiana V que contiene partículas con coordenadas comóviles $\mathbf{q} = \mathbf{s}(a \rightarrow 0) = \mathbf{x}(a \rightarrow 0)$. En este marco, la evolución de la posición comóvil anisotrópica de cada elemento de fluido se puede escribir como su posición lagrangiana más un desplazamiento, $\mathbf{s}(\mathbf{q}, t) = \mathbf{q} + \Psi(\mathbf{q}, t)$. Si las fluctuaciones que producen estos desplazamientos son pequeñas, el mapeo $\mathbf{q} \rightarrow \mathbf{s}$ es reversible. Por lo tanto, el determinante del jacobiano de

la transformación, $||\mathbb{J}|| = ||\partial\mathbf{s}/\partial\mathbf{q}||$, no desaparece y la ecuación de continuidad implica $\delta(\mathbf{s}, t) + 1 = ||\mathbb{J}||^{-1}$, por lo que el MA del proto-halo se puede escribir como:

$$J_i(t) = \int_V a^2(t)\bar{\rho}(t_0)A_{lj}(t)[q_l - q_{\text{cm},l} + \Psi_l(\mathbf{q}, t) - \bar{\Psi}_l(\mathbf{q}, t)] \times \epsilon_{ijk}A_{mk}(t)\dot{\Psi}_m(\mathbf{q}, t)a^3(t_0)d^3\mathbf{q}. \quad (5.8)$$

Aquí, t_0 es el tiempo cósmico en el momento en que se definen las coordenadas lagrangianas. Nótese también que $a_1(t_0)a_2(t_0)a_3(t_0) \approx a^3(t_0)$.

Si asumimos que el sistema evoluciona durante el régimen lineal, podemos implementar la aproximación de Zel'dovich, es decir, la teoría de perturbaciones lagrangianas de primer orden (1LPT). Se puede ver que, a primer orden, $\Psi_i(\mathbf{q}, t) \approx -D(t)\partial\phi(\mathbf{q})/\partial q_i$, donde $\phi(\mathbf{q})$ corresponde al potencial gravitatorio local. Por lo tanto, las coordenadas anisotrópicas comóviles se pueden expresar como:

$$\mathbf{s}(\mathbf{q}, t) \approx \mathbf{q} - D(t)\nabla_{\mathbf{q}}\phi(\mathbf{q}),$$

donde $\nabla_{\mathbf{q}}$ denota el gradiente con respecto a las coordenadas lagrangianas. Dado que la derivada del tiempo $\dot{\Psi}(\mathbf{q}, t) = -\dot{D}(t)\nabla_{\mathbf{q}}\phi(\mathbf{q})$ tiene la misma dirección que el desplazamiento Ψ , el término $\Psi(\mathbf{q}, t) \times \dot{\Psi}(\mathbf{q}, t)$ en la ecuación (5.8) desaparece:

$$J_i(t) = - \int_V a^2(t)\dot{D}(t)\bar{\rho}(t_0)A_{lj}(t)[q_l - q_{\text{cm},l}] \times \epsilon_{ijk}A_{mk}(t)\frac{\partial\phi(\mathbf{q})}{\partial q_m}a^3(t_0)d^3\mathbf{q}. \quad (5.9)$$

Finalmente, si asumimos que el potencial gravitatorio puede describirse adecuadamente mediante su expansión de Taylor alrededor de \mathbf{q}_{cm} hasta el segundo orden, la ecuación (5.9) se puede reescribir de la siguiente manera:

$$J_i(t) = a^2(t)\dot{D}(t)A_{lj}(t)A_{mk}(t)\epsilon_{ijk}I_{ln}T_{mn}, \quad (5.10)$$

donde:

$$I_{ln} = \int_V [q_l - q_{l,\text{cm}}][q_n - q_{n,\text{cm}}]\bar{\rho}(t_0)a^3(t_0)d^3\mathbf{q}$$

es el tensor de inercia asociado al proto-halo y:

$$T_{mn} = -\frac{\partial^2\phi}{\partial q_m\partial q_n}$$

representa el Hessiano del potencial gravitatorio alrededor de \mathbf{q}_{cm} , es decir, el campo de mareas local. Es importante tener en cuenta que este campo no está necesariamente alineado con el campo de mareas a gran escala que produce el crecimiento anisotrópico, ya que, por hipótesis, este último corresponde a un modo de longitud de onda mucho mayor.

La única diferencia entre la expresión (5.10) y la que se obtiene de la implementación estándar del TTT, es decir, la ecuación (1.29), es la presencia de los cocientes de expansión $\alpha_i(t)$ contenidos en $A_{ij}(t)$. Como consecuencia, en el sistema alineado con el campo de mareas en gran escala, cada componente del MA debería crecer de manera diferente. En otras palabras, los ejes principales asociados con el colapso gravitatorio en gran escala determinan direcciones preferenciales para el crecimiento del MA y, por lo tanto, afectan la evolución temporal de su orientación durante el régimen lineal.

A modo de ejemplo, consideremos un proto-halo que evoluciona en una región que acabará formando un filamento cósmico. En este caso, el campo de mareas en gran escala se caracteriza típicamente por dos direcciones de colapso ($i = 1, 2$) y una tercera dirección de expansión ($i = 3$). De acuerdo a la ecuación (5.10), el crecimiento del MA en esta última dirección viene dado por:

$$J_3(t) = a^2(t)\dot{D}(t)\alpha_1(t)\alpha_2(t)[I_{1n}T_{2n} - I_{2n}T_{1n}].$$

Dado que $i = 1, 2$ representan dos direcciones de colapso, esperamos $\alpha_{1,2} < 1$ y, por lo tanto, que $J_3(t)$ crezca a una tasa menor a la que predice la implementación estándar de la TTT. Por el contrario, las expresiones correspondientes para $J_1(t)$ y $J_2(t)$ dependen de $\alpha_3 > 1$, por lo que es posible que crezcan a un ritmo mayor a $a^{3/2}$. De este modo, una primera mirada a nuestro modelo nos dice que *la dirección del MA de un proto-halo que evoluciona en una región de tipo filamento se volverá progresivamente perpendicular a su eje principal.*

5.2. Métodos

Para poner a prueba el modelo descrito en la Sección anterior, en este trabajo utilizamos el código GADGET 2 (Springel, 2005) para simular la evolución cosmológica de 1600^3 partículas de materia oscura en un cubo periódico de $400 h^{-1}$ Mpc de lado, con una masa por partícula $m_p = 1,18219 \times 10^9 h^{-1} M_\odot$. Esta simulación consta de 205 salidas entre $z = 80$, cuando se generaron las condiciones iniciales, y $z = 0$, que

corresponde al tiempo presente. Los parámetros cosmológicos fueron tomados de los resultados de la Colaboración Planck (Planck Collaboration et al., 2020): densidad de materia $\Omega_m = 1 - \Omega_\Lambda = 0,315$, constante de Hubble $H_0 = 67,4 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ y parámetro de normalización $\sigma_8 = 0,811$. La identificación de halos de materia oscura se realizó a $z = 0$ mediante un algoritmo estándar *Friends of Friends* (FoF) con una longitud de percolación $l = 0,17\bar{\nu}^{-1/3}$, donde $\bar{\nu}$ es la densidad numérica media de partículas. Con el fin de evitar sesgos en la determinación de las propiedades dinámicas debido al bajo número de partículas (ver por ej. Paz et al., 2006; Bett et al., 2007), nuestro análisis se llevó a cabo descartando grupos FoF con menos de 250 partículas. El resultado es una muestra de alrededor de $6,5 \times 10^5$ halos con masas $M \geq 3 \times 10^{11} h^{-1} M_\odot$.

Al igual que en los Capítulos anteriores, para estudiar la evolución del MA utilizamos un enfoque lagrangiano. Una vez que identificamos las partículas de los grupos FoF a tiempo presente, seguimos cada conjunto atrás en el tiempo hasta $z = 80$, determinando en cada salida de la simulación:

$$\mathbf{J}_h(t) = m_p \sum_{\alpha=1}^{N_h} \mathbf{x}_\alpha(t) \times \mathbf{v}_\alpha(t),$$

donde N_h es el número de partículas de cada grupo y $\mathbf{x}_\alpha(t)$ y $\mathbf{v}_\alpha(t)$ representan los vectores de posición y velocidad de la α -ésima partícula con respecto al centro de masa del proto-halo al tiempo t .

Para caracterizar la estructura en gran escala utilizamos, una vez más, el código NEXUS+ (Cautun et al., 2013), motivados por los resultados que presentamos en el Capítulo 3. NEXUS+ establece el tipo de región en que habita cada halo a tiempo presente, a través de un análisis del Hessiano del campo de densidad local suavizado en diferentes escalas. De este modo, identifica no sólo el entorno cosmológico (vacío, pared, filamento o nodo), sino también las direcciones preferenciales de colapso y expansión de la materia, $\hat{\mathbf{e}}_i$, con $i = 1, 2, 3$. En el caso de los filamentos, $\hat{\mathbf{e}}_3$ se puede asociar con la dirección del eje principal o “espina”, con respecto al cual hemos visto que se produce la variación sistemática más importante en la dirección del MA (López et al., 2021).

5.2.1. Determinación del campo de mareas en diferentes escalas

El elemento clave del modelo que queremos poner a prueba es el tensor de mareas en gran escala, τ_{ij} , para un corrimiento al rojo lo suficientemente alto. Los ejes principales de τ_{ij} determinan la evolución diferencial de las componentes del MA en la ecuación (5.10).

Sin embargo, no está claro cuál es exactamente la escala apropiada para definir esta cantidad. En otras palabras, no conocemos, a priori, la longitud de onda de los modos cuya contribución domina el aumento de la anisotropía local. Lo ideal sería encontrar una expresión o “receta” que permita elegir una escala en función de alguna propiedad del halo o de su entorno. En este trabajo nos limitamos a mostrar que, para *algún* radio de suavizado R_s , el tensor de mareas establece no sólo la dirección sino también la magnitud de la expansión anisotrópica que permite, en efecto, mejorar las predicciones de la TTT clásica para la evolución temporal de la dirección del MA.

Para ello, definimos τ_{ij} y sus ejes principales en diferentes escalas a través del siguiente método. En primer lugar, determinamos el campo de sobredensidad $\delta(\mathbf{x})$ sobre una grilla cúbica de 1024^3 celdas, mediante interpolación de tipo *cloud in cell* (CIC). A continuación, utilizamos el código NEXUS+ para calcular, sobre esa grilla, el tensor de marea $\tau_{ij} = \partial^2 \phi / \partial x_i \partial x_j$ invirtiendo en el espacio de Fourier la Ecuación de Poisson $\nabla^2 \phi = \delta$. En este proceso aplicamos una serie de filtros gaussianos sobre el campo de densidad de la forma $G(R_s) = e^{-k^2 R_s^2 / 2}$, donde R_s toma 30 valores logarítmicamente equiespaciados entre $R_s = 0,75 h^{-1} \text{ Mpc}$ y $24 h^{-1} \text{ Mpc}$. Esto permite producir múltiples versiones suavizadas del tensor de mareas, $\tau_{ij}(\mathbf{x}, R_s)$. Luego, interpolamos estos campos en el espacio de las coordenadas hasta la ubicación \mathbf{x}_h de cada halo. De este modo obtenemos un catálogo halo-céntrico de estimaciones del tensor de mareas con diferentes suavizados, $\tau_{ij}(\mathbf{x}_h, R_s)$. Finalmente, para determinar las direcciones preferenciales de expansión, diagonalizamos cada tensor de mareas y calculamos los autovalores y autovectores correspondientes, $\lambda_i(\mathbf{x}_h, R_s)$ y $\hat{\mathbf{t}}_i(\mathbf{x}_h, R_s)$, con $i = 1, 2, 3$, respectivamente. En lo que sigue vamos a asumir siempre que los autovalores y autovectores corresponden al campo de mareas halo-céntrico, y por lo tanto vamos a omitir la dependencia con la posición de cada proto-halo, \mathbf{x}_h .

La [Figura 5.1](#) sirve para ilustrar los resultados del procedimiento descrito en el párrafo anterior. Cada fila corresponde al campo de densidad en el entorno de un proto-halo para un corrimiento al rojo $z = 80$. De arriba hacia abajo, los proto-halos tienen masas $M = 4,4 \times 10^{11}$, $3,3 \times 10^{12}$ y $1,1 \times 10^{13} h^{-1} M_\odot$, respectivamente. En cada caso, las diferentes columnas muestran el campo suavizado mediante un *kernel* gaussiano cuyo radio, R_s , se indica en la leyenda de la fila superior. La dirección de las flechas negras y blancas representa la orientación de los ejes principales de colapso y expansión, $\hat{\mathbf{t}}_1(R_s)$ y $\hat{\mathbf{t}}_3(R_s)$, respectivamente. La longitud de cada flecha es proporcional al autovalor correspondiente, $\lambda_1(R_s)$ y $\lambda_3(R_s)$. La región lagrangiana asociada a cada proto-halo está caracterizada

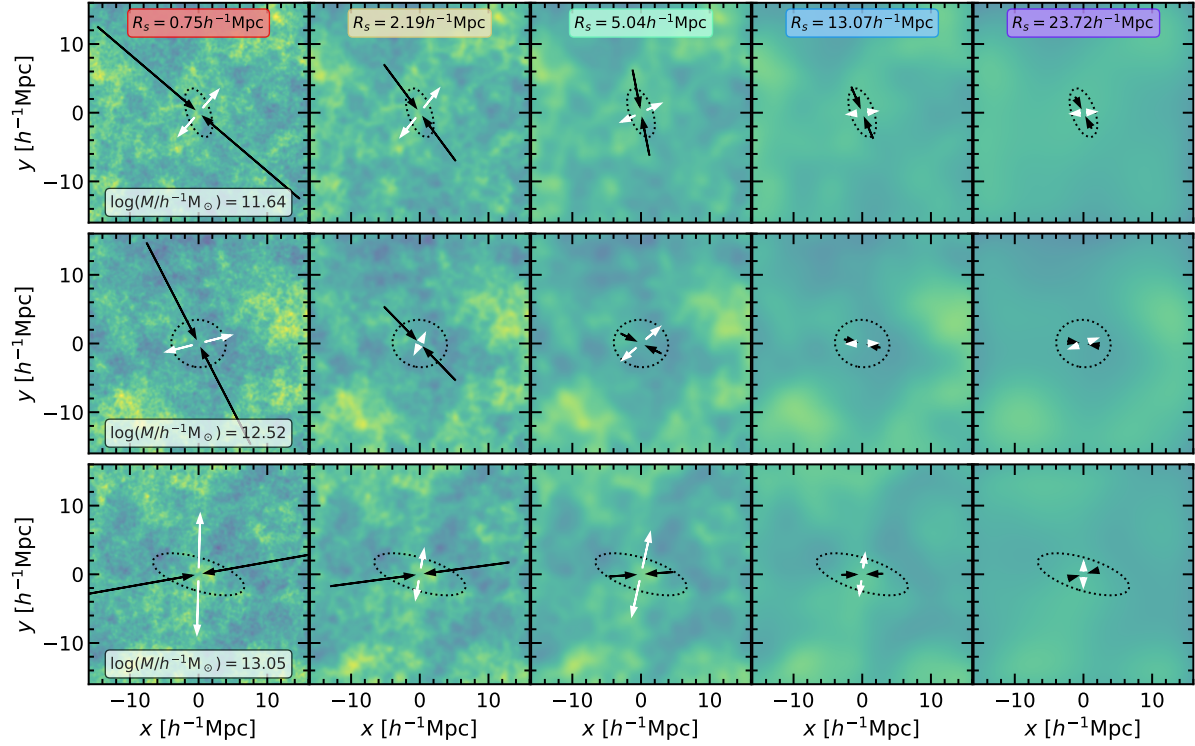


Figura 5.1: Tres ejemplos de proto-halos a $z = 80$ con diferentes masas (filas) y del campo de densidad en su entorno suavizado en distintas escalas R_s (columnas). Las líneas de puntos representan el elipsoide que mejor ajusta la distribución de partículas en la región lagrangiana asociada a cada proto-halo. Las flechas negras y blancas indican, respectivamente, las direcciones principales de colapso y expansión que determina el tensor de mareas suavizado, $\hat{\mathbf{t}}_1(R_s)$ y $\hat{\mathbf{t}}_3(R_s)$, proyectadas sobre el plano xy . El largo de cada flecha es proporcional a la magnitud de los autovalores correspondientes, $\lambda_1(R_s)$ y $\lambda_3(R_s)$.

por el elipsoide que mejor ajusta la distribución de partículas y se muestra con líneas de puntos.

En general, la dirección de los ejes principales del tensor de mareas no cambia de manera abrupta con la escala R_s . Esto significa que el tensor de mareas es relativamente coherente a medida que se consideran modos de longitud de onda más larga. Sin embargo, en escalas grandes el campo se vuelve débil, y como consecuencia los autovalores correspondientes se vuelven pequeños en valor absoluto. De acuerdo a la ecuación (5.6), para producir una variación temporal en la dirección del MA, los autovalores asociados a cada eje deben ser distintos de cero y, además, diferir significativamente uno del otro. De este modo, la ecuación (5.10) permitirá predecir correctamente la evolución del MA sólo en la medida en que exista una escala R_s en donde:

1. $|\lambda_i(R_s)| \neq 0$, al menos para algún $i = 1, 2, 3$,

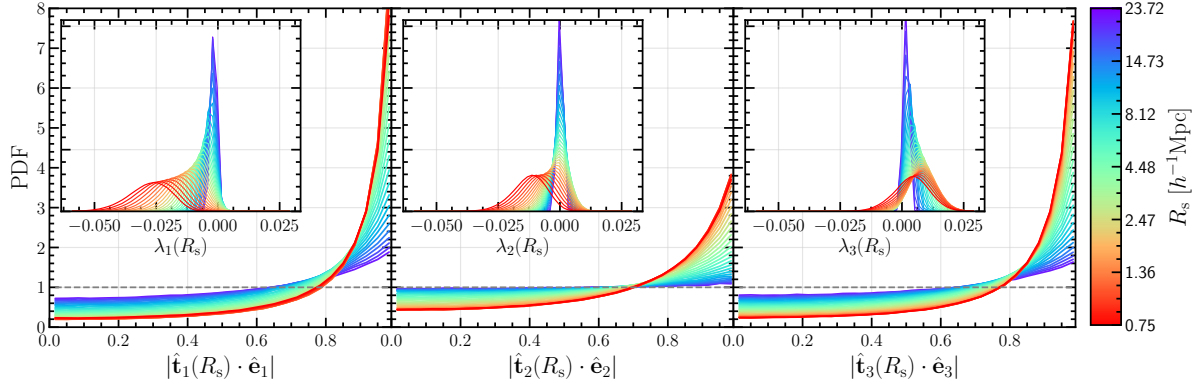


Figura 5.2: Distribución del coseno del ángulo entre los ejes principales del tensor de mareas a $z = 80$, $\hat{\mathbf{t}}_i$, y las direcciones preferenciales de los filamentos a tiempo presente, $\hat{\mathbf{e}}_i$, con $i = 1, 2, 3$. Cada curva corresponde a una medición del tensor de mareas realizada con una escala de suavizado diferente, representada por el color que indica la barra de la derecha. En la Figura interior de cada panel se presenta la distribución de valores que toman los correspondientes autovalores λ_i .

2. $\lambda_1(R_s) \neq \lambda_2(R_s) \neq \lambda_3(R_s)$,
3. los ejes $\hat{\mathbf{t}}_i(R_s)$ determinen, en efecto, la orientación de la evolución anisotrópica del MA.

En el [Capítulo 2](#) vimos que, en general, durante el régimen lineal el MA tiende a volverse perpendicular a la espina de los filamentos cósmicos y a las paredes en que terminan inmersos a tiempo presente. La anisotropía en esta clase de entornos se puede caracterizar mediante tres direcciones preferenciales, $\hat{\mathbf{e}}_i$, con $i = 1, 2, 3$. Las primeras dos direcciones corresponden a ejes de colapso, que en términos del campo de mareas implican autovalores negativos; la tercera es la dirección de expansión o la espina, y se asocia con un autovalor positivo. Estas son precisamente las propiedades que buscamos en $\tau_{ij}(R_s)$, por lo que vale la pena comparar el entorno a tiempo presente con el campo de mareas en etapas tempranas para ver si existe una correlación significativa.

La [Figura 5.2](#) muestra la alineación entre las direcciones preferenciales del entorno de los halos a $z = 0$, $\hat{\mathbf{e}}_i$ y los ejes principales del tensor de mareas a $z = 80$ para diferentes escalas de suavizado, $\hat{\mathbf{t}}_i(R_s)$, con $i = 1, 2, 3$. Adicionalmente, en las Figuras interiores de cada panel se puede ver la distribución de los autovalores $\lambda_i(R_s)$ asociados a $\tau_{ij}(R_s)$. El valor de la escala de suavizado que corresponde a cada curva se presenta en la barra de color del lado derecho. Los resultados sugieren que, en efecto, existen escalas en que el campo de mareas en etapas tempranas correlaciona fuertemente con el entorno a tiempo presente. En general, la alineación es más notable en escalas pequeñas, y es especialmente

fuerte para las direcciones $i = 1$ e $i = 3$, que en el caso de los filamentos corresponden a los ejes principales de colapso y expansión, respectivamente.

Como es de esperar, para R_s creciente la alineación entre el entorno a $z = 0$ y $\tau_{ij}(R_s)$ se vuelve progresivamente más débil, dado que la distribución de materia alrededor de cada proto-halo se vuelve isotrópica. Esto se ve reflejado, además, en el valor que toman los autovalores correspondientes: para escalas grandes, $|\lambda_i(R_s)|$ se aproxima a cero para todo i . En escalas pequeñas tenemos, sin embargo, una situación imprecisa. Si bien observamos un alto grado de alineación y una diferencia significativa entre los autovalores, en muchos casos el suavizado tiene una escala menor al tamaño característico de la región lagrangiana. Esto significa que $\tau_{ij}(R_s)$ puede estar afectado por variaciones espaciales del campo de fuerzas en el interior del proto-halo, en cuyo caso la contribución al MA debería ser nula. No obstante, es difícil determinar si este es o no el caso, dado que las regiones lagrangianas tienen formas diversas y la distribución de partículas muchas veces se extiende considerablemente más allá del radio característico $R_{\text{lag}} = (3M/4\pi\rho_L)^{1/3}$ que se puede asociar a la masa M (ver, por ejemplo, la [Figura 3.1](#)).

Existen, finalmente, suavizados intermedios en los que la alineación puede ser más o menos fuerte y en los que los autovalores, si bien son típicamente no nulos, pueden o no diferir significativamente entre sí. Esta es la clase de escalas en las que esperamos encontrar el tensor de mareas apropiado para utilizar la ecuación (5.10).

5.2.2. Búsqueda de la escala adecuada y método de mezclado aleatorio

El siguiente paso consiste en determinar el valor de R_s para el cual el campo de mareas en gran escala permite predecir la evolución del MA. Para lograr esto vamos a calcular, en cada paso temporal t_n y para cada escala R_s , el valor de MA que se obtiene de la ecuación de crecimiento anisotrópico (5.10). Este será el MA $\mathbf{J}_M(t_n, R_s)$. Luego, vamos a comparar esta estimación con el valor medido en la simulación para cada proto-halo, $J_h(t_n)$, y a quedarnos con la escala que minimiza una cierta función error $E(R_s)$. Finalmente, para verificar que los resultados no se deben a un artificio del método, es decir, que no estamos “forzando” a las predicciones a parecerse a los valores que queremos predecir, vamos a repetir el procedimiento reubicando los proto-halos de manera aleatoria en diferentes entornos.

En primer lugar calculamos, a través de la ecuación (5.6), la evolución del factor de expansión anisotrópico $a_i(R_s, t_n)$ asociado a cada uno de los 30 radios de suavizado que utilizamos para obtener el campo de mareas $\tau_{ij}(R_s)$. Luego determinamos la evolución

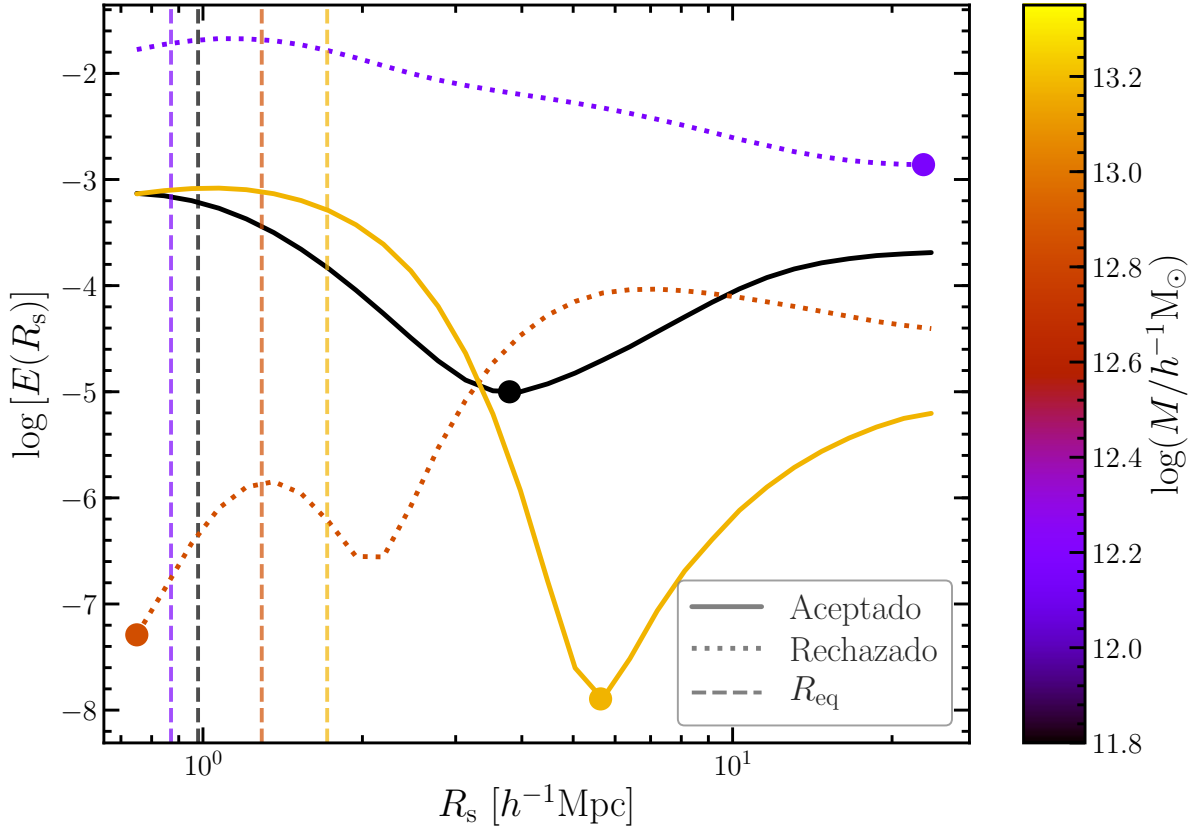


Figura 5.3: Resultados del método descrito en la [Subsección 5.2.2](#) para obtener la escala que mejor predice la evolución del MA de acuerdo a la ecuación (5.10). Cada curva muestra cómo varía el error $E(R_s)$ con la escala de suavizado para cuatro halos con diferentes masas. Los colores que corresponden a cada masa se indican en la barra de la derecha. Los círculos señalan el punto en donde el error alcanza su mínimo, y por lo tanto determinan la escala $R_s = R_{\text{best}}$. Las líneas verticales de puntos marcan el tamaño equivalente de cada proto-halo, R_{eq} . Los halos para los cuales $R_{\text{best}} < R_{\text{eq}}$ o $R_{\text{best}} = \max(R_s)$ no son tenidos en cuenta en nuestro análisis (curvas de puntos).

anisotrópica del MA para cada radio de suavizado, $\mathbf{J}_M(t_n, R_s)$, de acuerdo al modelo propuesto en la ecuación (5.10). Si asumimos que la TTT clásica estima correctamente el MA de los halos para un corrimiento al rojo lo suficientemente alto, entonces el factor que no depende del tiempo en esa expresión, $I_{jl}\tau_k(R_s)$, debe ser igual al MA de cada proto-halo medido en las condiciones iniciales $\mathbf{J}_{\text{CI}} = \mathbf{J}_h(t_{\text{CI}})$, donde t_{CI} es el tiempo cósmico que corresponde a un corrimiento al rojo $z = 80$ en la simulación. Bajo este supuesto, podemos escribir la evolución del MA que predice nuestro modelo como:

$$J_{M,i}(t) = J_{\text{CI},i} a^2(t) \dot{D}(t) \epsilon_{ijk} \alpha_j(t) \alpha_k(t). \quad (5.11)$$

A continuación, definimos el estimador para medir el error que comete el modelo

durante el régimen lineal cuando se utilizan diferentes valores de R_s . Para ello, determinamos en cada paso temporal el coseno del ángulo θ entre la dirección del MA predicho y el medido, $\cos(\theta_n^{R_s}) = \hat{\mathbf{J}}_M(t_n, R_s) \cdot \hat{\mathbf{J}}_h(t_n)$. Luego, realizamos la suma:

$$E(R_s) = \sum_{n=1}^N [1 - \cos(\theta_n^{R_s})], \quad (5.12)$$

donde el tiempo t_n para $n = N$ define el rango de validez del modelo. En este trabajo presentamos los resultados para $N = 8$, lo cual corresponde a un corrimiento al rojo $z \sim 3,6$. Sin embargo, verificamos que los resultados no varían de manera significativa cuando se elige N entre 2 y 12, es decir entre $z \sim 15,3$ y $z \sim 1,4$. Finalmente, definimos la escala apropiada para cada halo, R_{best} , como aquella en la cual se encuentra el mínimo del error $E(R_s)$. Este es el valor que vamos a utilizar en la ecuación (5.11) para los resultados de la siguiente Sección.

En la [Figura 5.3](#) presentamos cuatro ejemplos que ilustran cómo varía $E(R_s)$ con la escala de suavizado. Las curvas continuas y de puntos representan, respectivamente, halos que utilizamos en nuestro análisis o que excluimos debido a que no cumplen ciertos criterios que veremos a continuación. La masa de cada sistema se indica en la barra de colores de la derecha. Las líneas verticales de trazos señalan el tamaño equivalente R_{eq} de cada proto-halo en las condiciones iniciales, es decir, el radio de una esfera con el mismo volumen que el elipsoide que mejor ajusta la distribución de partículas. Los círculos sobre cada curva marcan el mínimo de $E(R_s)$, lo cual determina la escala $R_s = R_{\text{best}}$ que corresponde a la mejor alineación entre el MA medido y el predicho. En general, el error $E(R_s)$ tiene un comportamiento suave y sus mínimos están bien definidos. Típicamente, para los halos de masas mayores los mínimos se encuentran en escalas más grandes, aunque esta tendencia, como veremos, presenta una gran dispersión.

De la muestra de proto-halos, un 7% tiene tamaños equivalentes mayores que la escala que minimiza el error E_R . En estos casos, es difícil determinar si las regiones lagrangianas que ocupan los proto-halos se extienden de manera inusual e irregular, o si se trata simplemente de errores en la determinación de R_{best} debido a variaciones estocásticas en el potencial gravitatorio. Para evitar esta indeterminación, decidimos excluir de nuestro análisis los proto-halos con $R_{\text{best}} < R_{\text{eq}}$. En la [Figura 5.3](#), el sistema de color naranja ($M \sim 7,0 \times 10^{12} h^{-1} M_\odot$) ilustra uno de estos casos. Como se puede ver, el mínimo del error se encuentra en $R_{\text{best}} = 0,75 h^{-1} \text{Mpc}$, mientras que la línea vertical que le corresponde marca un tamaño equivalente $R_{\text{eq}} = 1,29 h^{-1} \text{Mpc}$.

Otra situación difícil de interpretar es la que observamos en el halo representado por la curva violeta ($M \sim 1,4 \times 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$). Aproximadamente a partir de $1 h^{-1} \text{Mpc}$, el error disminuye de manera monótona a medida que aumenta el radio de suavizado, de modo que el mínimo se alcanza en la escala más grande, $\max(R_s)$. Algo similar ocurre en el 25 % de los sistemas de la muestra. El comportamiento de $E(R_s)$ sugiere que el verdadero mínimo se encuentra en escalas todavía mayores, por lo cual consideramos que, en estos casos, el método no ha sido capaz de identificar una escala adecuada para implementar el modelo. De este modo, decidimos excluir de nuestro análisis a los halos con $R_{\text{best}} = \max(R_s)$. Dado que el campo de mareas se vuelve más débil e isotrópico a medida que aumenta el radio de suavizado (ver Figuras 5.1 y 5.2), es posible que los modos de longitud de onda larga que afectan a estos sistemas produzcan una evolución muy próxima a la implementación estándar de la TTT. Sin embargo, el rango limitado de valores R_s que utilizamos nos impide confirmar esta suposición, por lo que dejamos este análisis para trabajos futuros.

Mezclado aleatorio

Es importante remarcar que, si bien el método que describimos en esta Sección, por construcción, minimiza el error en la predicción de la dirección del MA, el valor de los parámetros “disponibles” se ve restringido por el campo de mareas que efectivamente medimos alrededor de cada proto-halo. Las componentes del MA sólo pueden crecer a una tasa mayor o menor de acuerdo a $\lambda_i(R_s)$, y únicamente en las direcciones $\hat{\mathbf{t}}_i(R_s)$. Sin embargo, es posible que el ajuste que realizamos “fuerce”, en alguna medida, a que las predicciones se parezcan a los valores que queremos predecir. Por este motivo decidimos llevar a cabo una prueba de control.

Para ello repetimos el procedimiento de determinación de la escala adecuada sobre 10 realizaciones diferentes de la simulación, intercambiando en cada una la población de halos de manera aleatoria con sus entornos. De este modo, la relación entre los proto-halos y el campo de mareas circundante desaparece. De estas diez versiones extraemos las escalas correspondientes, R_s^* , y con ellas realizamos nuevas predicciones para la evolución del MA, $\mathbf{J}_r(t_n, R_{\text{best}})$. Con estos resultados hacemos las mismas consideraciones que sobre la muestra original, es decir, descartando los sistemas con $R_{\text{best}}^* < R_{\text{eq}}$ o $R_{\text{best}}^* = \max(R_s)$. Si el método está “forzando” los resultados, entonces las realizaciones aleatorias serán capaces de predecir el MA al menos tan bien como la versión original. Si, por el contrario, la señal que obtenemos con R_{best} no puede ser reproducida por las muestras mezcladas,

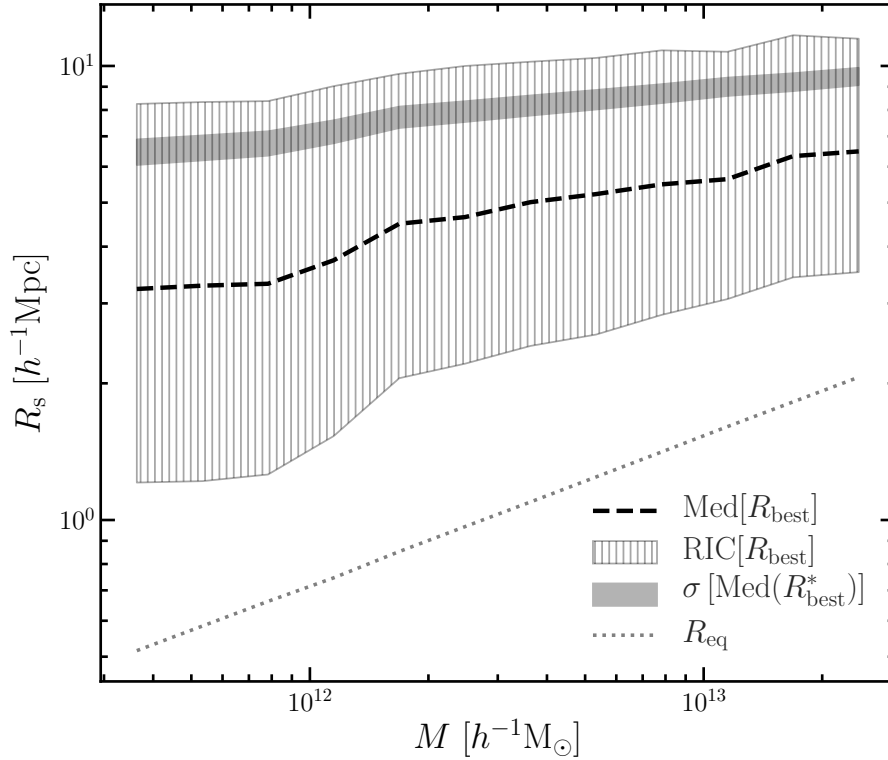


Figura 5.4: Resultados del método descrito en la [Subsección 5.2.2](#) para obtener la escala que mejor predice la evolución del MA de acuerdo a la ecuación (5.10). La curva negra de trazos muestra la variación mediana de la escala que minimiza el error, R_{best} , en función de la masa de los halos, mientras que el área sombreada con líneas verticales alrededor indica el rango intercuartil (RIC) correspondiente. La región sombreada más oscura muestra la media y la dispersión típica de las medianas que se obtienen a partir de las muestras aleatorias, R_{best}^* . La línea de puntos representa los valores medianos de tamaño equivalente, R_{eq} , en cada intervalo de masa.

podemos concluir que el campo de mareas alrededor de cada halo es verdaderamente responsable de generar la evolución anisotrópica.

5.3. Implementación y desempeño del modelo

5.3.1. Escalas más apropiadas

En la [Figura 5.4](#) presentamos los resultados generales del método para determinar las escalas en las que vamos a implementar el modelo. La curva negra de trazos muestra la mediana, para distintos intervalos de masa, de la escala R_{best} en que se encuentra el mínimo del error $E(R_s)$ de cada proto-halo. El área sombreada con líneas verticales claras alrededor de la mediana indica el rango intercuartil (RIC) correspondiente. La

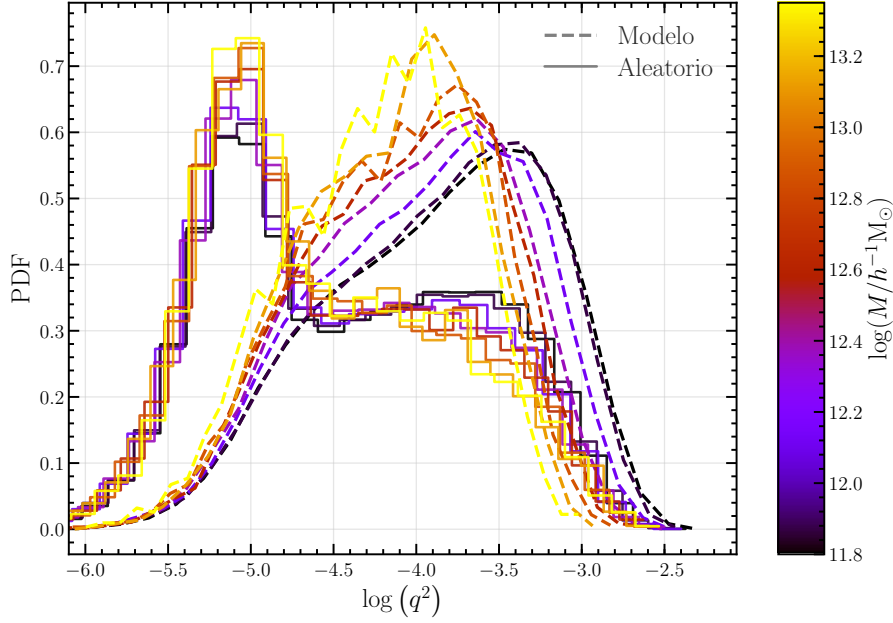


Figura 5.5: Distribución del parámetro de anisotropía q^2 del campo de mareas suavizado en las escalas R_{best} (líneas de trazos) y en las escalas R_{best}^* de una de las muestras aleatorias (líneas continuas). Las curvas de diferentes colores representan muestras de halos con distinta masa, como se indica en la barra de color de la derecha.

región sombreada más oscura muestra la dispersión alrededor del valor típico que toman las medianas obtenidas a partir de las muestras aleatorias. A modo de comparación, también se muestran los valores medianos correspondientes al tamaño equivalente R_{eq} (línea gris de puntos).

En primer lugar, se puede observar una tendencia de R_{best} a tomar valores más grandes en halos de mayor masa. La mediana crece desde $\sim 3 h^{-1} \text{Mpc}$ para halos de masa $M \sim 3 \times 10^{11} h^{-1} M_{\odot}$ hasta $6,5 h^{-1} \text{Mpc}$ en $M \sim 3,2 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$. Sin embargo, la dispersión de esta relación es muy grande, como se puede apreciar en el RIC. Esto sugiere que la longitud de onda de los modos que producen la evolución anisotrópica depende de otras propiedades además de la masa de los proto-halos. Por otro lado, las muestras en donde realizamos el mezclado aleatorio arrojan valores de R_{best}^* que también aumentan con la masa. El hecho de que las muestras de control reproduzcan esta tendencia parece indicar que se trata de un efecto de selección.

En segundo lugar, notamos que los valores R_{best}^* son sistemáticamente más grandes que los de R_{best} . En otras palabras, para halos de la misma masa, la escala que mejor predice la evolución del MA de acuerdo a la ecuación (5.10) es, en general, más grande

cuando el campo de mareas no corresponde al entorno verdadero de los proto-halos. Este resultado apoya la validez del método: en las muestras aleatorias, el modelo “prefiere” las escalas de suavizado más grandes y, por lo tanto, los campos de marea más débiles e isotrópicos. De este modo, las predicciones tienden a parecerse más a las que se obtienen de la implementación estándar de la TTT.

En este mismo sentido se pueden interpretar los resultados presentados en la [Figura 5.5](#). Allí observamos la distribución de valores que toma el parámetro de deformación por mareas, o *tidal shear*, $q^2 = \frac{1}{2}[(\lambda_3 - \lambda_1)^2 + (\lambda_3 - \lambda_2)^2 + (\lambda_2 - \lambda_1)^2]$ ([Heavens & Peacock, 1988](#); [Catelan & Theuns, 1996](#)), para autovalores del tensor de mareas λ_i determinados con escalas de suavizado R_{best} (líneas de trazos) y R_{best}^* (líneas continuas). En general, $q^2(R)$ refleja la anisotropía del tensor de mareas en una dada escala R , volviéndose nulo para entornos perfectamente isotrópicos. De este modo, las distribuciones indican que la escala que mejor ajusta la evolución del MA en las muestras originales está asociada a entornos típicamente más anisotrópicos que las que se obtienen sobre las muestras mezcladas aleatoriamente. Más aún, observamos una ligera tendencia con la masa en las curvas de trazos que no está presente o, al menos, no tiene la misma magnitud en las curvas continuas. Concretamente, la isotropía de los entornos que se obtienen a partir de la escala R_{best} aumenta con la masa M de los proto-halos, algo que no ocurre cuando se reubican los sistemas en entornos aleatorios. Esto sugiere que la masa de los proto-halos es, en efecto, un factor importante en la determinación de R_{best} .

Finalmente, existe una diferencia importante entre los valores que toma la función de error, $E(R_s)$, en ambos casos. Para la muestra original, los valores mínimos tienen una mediana $\text{Med}[E(R_{\text{best}})] \sim 10^{-5}$ que no varía significativamente con la masa. Este valor es un orden de magnitud menor que la mediana típica en las muestras aleatorias, $\text{Med}[E(R_{\text{best}}^*)] \sim 10^{-4}$. Este resultado indica sin ambigüedades que los ajustes entre el modelo y la evolución verdadera de los proto-halos son mejores cuando los campos de marea corresponden al entorno de los halos.

5.3.2. Predicción de la evolución del MA

Ahora pasamos a analizar la capacidad de nuestro modelo para predecir la evolución del MA en función del tiempo, cuya variación representamos en esta Sección mediante el factor de escala (a) y el corrimiento al rojo (z). Para ello vamos a comparar los valores que toma el MA en la simulación con los que obtuvimos a través del método descrito en la Sección anterior, es decir, utilizando la ecuación (5.11) con la escala R_{best} (muestra

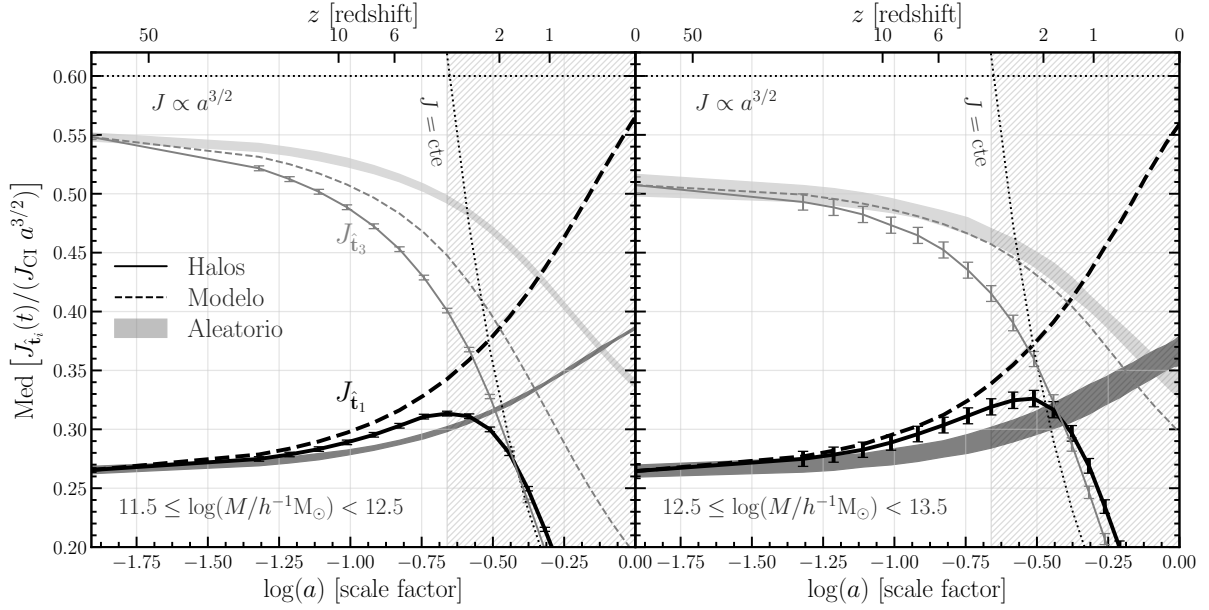


Figura 5.6: Evolución de las componentes del MA en las direcciones $\hat{\mathbf{t}}_1$ (curvas negras) y $\hat{\mathbf{t}}_3$ (curvas grises), donde $\hat{\mathbf{t}}_i = \hat{\mathbf{t}}_i(R_{\text{best}})$. Cada curva ha sido normalizada por la variación que predice la implementación estándar de la TTT en esa etapa, $J \propto a^{3/2}$. Las líneas continuas corresponden al MA verdadero, mientras que las barras de error muestran la incerteza en la determinación del valor mediano en cada instante de tiempo. Las curvas de trazos representan la predicción del modelo de crecimiento anisotrópico. Las curvas sombreadas indican la dispersión 3σ de los valores medianos que se obtienen de las 10 realizaciones aleatorias. Las líneas de puntos muestran la evolución correspondiente a $J \propto a^{3/2}$ y $J = \text{cte}$.

original) y con R_{best}^* (muestras mezcladas). En las Figuras que siguen se presentan los resultados para dos intervalos de masa: $\log(M/h^{-1}M_{\odot}) = [11,5; 12,5], [12,5; 13,5]$. En todos los casos, la región sombreada a partir de $\log(a) \sim -0,7$ ($z \sim 3,6$) representa el intervalo de tiempo que no se utilizó para realizar el cálculo del error $E(R_s)$, es decir, los pasos temporales posteriores a $N = 8$. En esta región, las hipótesis que sostienen la formulación del modelo dejan de tener validez, y por lo tanto no esperamos obtener aquí un buen acuerdo entre las predicciones y las mediciones.

Comenzamos con la magnitud de las componentes del MA. La Figura 5.6 muestra la evolución mediana del MA proyectado en las dos direcciones que presentan una mayor variación con respecto a la implementación estándar de la TTT, $J_{\hat{\mathbf{t}}_1}$ (curvas negras) y $J_{\hat{\mathbf{t}}_3}$ (curvas grises), donde los subíndices corresponden a las direcciones $\hat{\mathbf{t}}_i = \hat{\mathbf{t}}_i(R_{\text{best}})$ con $i = 1, 3$. De este modo, las curvas representan el valor mediano del MA en un sistema de coordenadas que, para cada halo, ha sido orientado de acuerdo a los ejes

principales del campo de mareas $\tau_{ij}(R_{\text{best}})$. Con el fin de apreciar mejor las diferencias durante el régimen lineal, cada curva ha sido normalizada por la variación que predice la implementación estándar de la TTT en esa etapa, es decir, $J \propto a^{3/2}$. Las líneas continuas corresponden al MA verdadero, mientras que las barras de error indican la incerteza en la determinación de la mediana para cada instante de tiempo¹. Por otro lado, las curvas de trazos representan la predicción de nuestro modelo de crecimiento anisotrópico, mientras que las curvas sombreadas indican la dispersión 3σ de los valores medianos que se obtienen de las realizaciones aleatorias. Como referencia, las líneas de puntos muestran la evolución correspondiente a $J \propto a^{3/2}$ y $J = \text{cte}$.

Lo primero que notamos es que, durante el régimen lineal, nuestro modelo reproduce de manera cualitativamente correcta la tendencia de las componentes del MA verdadero. En efecto, tal como ocurre con los halos de la simulación, el valor predicho de $J_{\mathbf{t}_1}$ tiende a crecer más rápido que $J \propto a^{3/2}$, mientras que para $J_{\mathbf{t}_3}$ se observa una tasa de crecimiento menor (por encima y por debajo de la horizontal, respectivamente). También se puede ver que las predicciones, en general, sobrestiman el valor del MA verdadero en estas direcciones. Concretamente, los autovalores λ_1 y λ_3 producen, a través del factor de escala anisotrópico, una variación en relación a $J \propto a^{3/2}$ que en el primer caso excede y en el segundo caso es menor que la desviación medida en la simulación. Este resultado indica que hay elementos del modelo o de su implementación que es necesario seguir investigando.

Notamos, por otro lado, que las curvas sombreadas también siguen cualitativamente el comportamiento del MA verdadero durante el régimen lineal. Esto muestra que, incluso cuando se reubican los halos en entornos aleatorios, la variación estocástica del campo de mareas produce, ocasionalmente, direcciones de colapso que coinciden con la orientación del MA verdadero de los halos. De este modo, el método descrito en la [Subsección 5.2.2](#) encuentra escalas R_{best}^* que permiten predecir el MA mejor que $J \propto a^{3/2}$, a pesar de que no existe conexión física entre los halos y el entorno. Sin embargo, se puede ver que estas predicciones son diferentes que las que obtuvimos a partir de las muestras originales. Salvo para la mediana de $J_{\mathbf{t}_3}$ en halos de masa alta (panel derecho), las curvas de trazos y las sombreadas no se superponen más que en las condiciones iniciales. En otras palabras, existe una diferencia estadística significativa entre la predicción del

¹El tamaño de las barras corresponde a la dispersión 3σ de un procedimiento de tipo *bootstrap* con 50 remuestreos. La magnitud del error es de igual orden en las predicciones de nuestro modelo. Este método para determinar incertezas se repite en las Figuras que siguen.

modelo y la que se obtiene de las muestras mezcladas. Más importante aún, las curvas de trazos, en general, reproducen mejor el comportamiento de los halos de la simulación que las muestras aleatorias. Esto sugiere que el método de determinación de R_{best} , por sí solo, no es suficiente para predecir correctamente el MA, sino que es necesario conocer el campo de mareas.

Después de la época de *turnaround*, el MA de los halos se vuelve típicamente constante. Esto se puede apreciar en el modo en que las curvas sólidas tienden a volverse paralelas a la curva de puntos luego de $z \sim 2$. El MA predicho por nuestro modelo, \mathbf{J}_M , no sigue este comportamiento, dado que no hemos incorporado un instante de “colapso” en la predicción, es decir, un momento a partir del cual el mecanismo de torques de marea se vuelva ineficiente. Como consecuencia, en la región sombreada las curvas de trazos se desvían definitivamente del comportamiento verdadero, lo cual significa que no es posible predecir con precisión la magnitud del MA en esta etapa. Sin embargo, este no es necesariamente el caso con la dirección, que no depende del valor de las componentes $J_{\hat{t}_i}$, sino de la relación entre ellas. Como veremos más adelante, bajo ciertas condiciones el modelo de crecimiento anisotrópico permite realizar predicciones sobre la orientación del MA de los halos con respecto a la estructura en gran escala incluso en el régimen no-lineal.

Ahora vamos a analizar la capacidad del modelo de mejorar las predicciones de la TTT respecto a la dirección del MA. Para ello, en la [Figura 5.7](#) mostramos cómo varía con el tiempo la alineación mediana entre la dirección del MA verdadero de los halos, $\hat{\mathbf{J}}_h$, y la dirección del MA de acuerdo a diferentes modelos, $\hat{\mathbf{J}}_{\text{pred}}$. Un acuerdo perfecto entre la dirección medida y la predicha corresponde a un valor $\hat{\mathbf{J}}_{\text{pred}} \cdot \hat{\mathbf{J}}_h = 1$. Para los valores de $\hat{\mathbf{J}}_{\text{pred}}$ utilizamos, en primer lugar, el MA verdadero de los halos en las condiciones iniciales, $\hat{\mathbf{J}}_{\text{CI}}$ (curva continua). Recordemos que, de acuerdo a la implementación estándar de la TTT, esta dirección debería mantenerse constante con el tiempo, al menos durante el régimen lineal y cuasi-lineal. Nuevamente, las barras de error sobre la curva continua muestran la incerteza en la determinación de la mediana. Por otro lado, tenemos las predicciones que se obtienen de nuestro modelo de crecimiento anisotrópico, tanto para la muestra original (curva de trazos) como para las realizaciones con halos y entornos mezcladas (curva sombreada), es decir, $\hat{\mathbf{J}}_M(R_{\text{best}})$ y $\hat{\mathbf{J}}_r(R_{\text{best}}^*)$, respectivamente. En este último caso, lo que mostramos es la dispersión 3σ del valor mediano de alineación que devuelven las 10 realizaciones aleatorias.

Por construcción, el módulo y la dirección inicial de todas las predicciones están de-

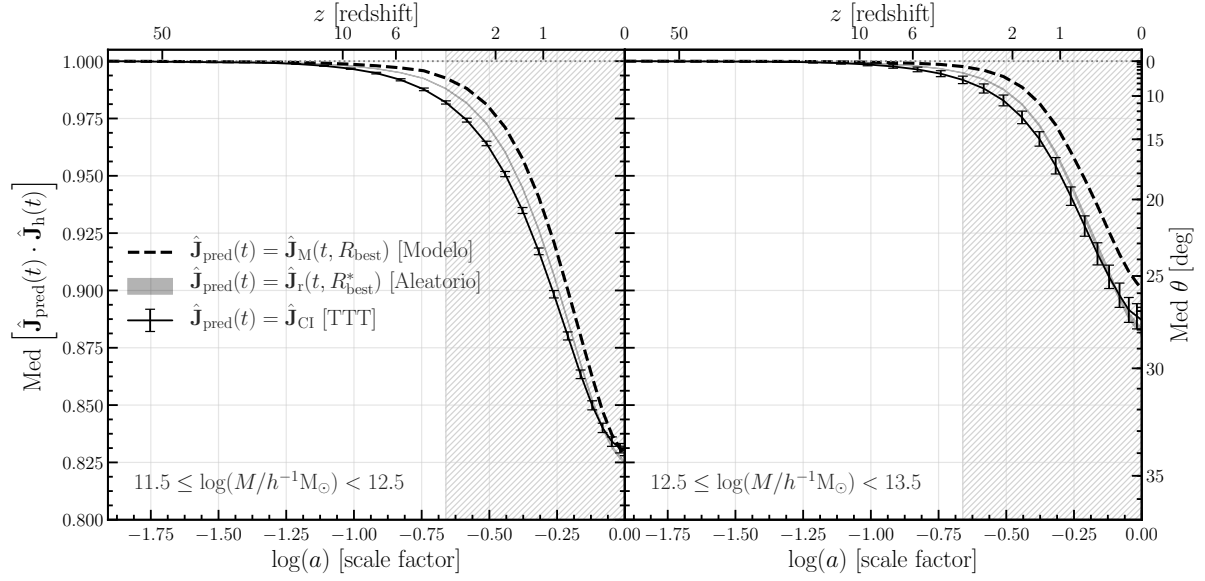


Figura 5.7: Evolución de la alineación mediana entre la dirección del MA verdadero de los halos, $\hat{\mathbf{J}}_h$, y la dirección del MA de acuerdo a diferentes modelos, $\hat{\mathbf{J}}_{\text{pred}}$: el MA verdadero de los halos en las condiciones iniciales, $\hat{\mathbf{J}}_{\text{CI}}$ (curva continua), la predicción del modelo de crecimiento anisotrópico, $\hat{\mathbf{J}}_M(R_{\text{best}})$ (curva de trazos) y la que se obtiene de las realizaciones con halos y entornos mezcladas, $\hat{\mathbf{J}}_r(R_{\text{best}}^*)$ (curva sombreada). En este último caso se muestra la dispersión 3σ del valor mediano de alineación que devuelven las 10 realizaciones aleatorias. Las barras de error sobre la curva continua muestran la incerteza en la determinación de la mediana.

terminadas por el MA verdadero a $z = 80$. Por este motivo, la alineación inicial es perfecta, y se conserva relativamente bien para corrimientos al rojo altos, es decir, mientras el universo evoluciona de acuerdo al régimen lineal y la TTT tiene plena validez. Sin embargo, a medida que nos aproximamos al tiempo presente se puede ver que nuestro modelo produce, en general, mejores resultados que la implementación estándar de la TTT. En efecto, entre $z \sim 10$ y $z \sim 2$ la dirección del MA con crecimiento anisotrópico, $\hat{\mathbf{J}}_M$, está típicamente mejor alineada con el MA verdadero que la dirección constante $\hat{\mathbf{J}}_{\text{CI}}$. Esta diferencia es de segundo orden y por lo tanto pequeña, pero sistemática y estadísticamente significativa.

Posteriormente, el universo ingresa en el régimen altamente no lineal y los halos comienzan a sufrir fusiones, pasos cercanos o *fly-bys*, torques de marea durante el colapso (e incluso posteriores) y acreción anisotrópica secundaria (Bett & Frenk, 2012, 2016; Contreras et al., 2017; Ganeshiah Veena et al., 2018; López et al., 2021). Como consecuencia de estos fenómenos, el MA se vuelve más difícil de predecir y las alineaciones disminuyen notablemente. En los halos de masa baja (panel izquierdo), la ventaja del

modelo de crecimiento anisotrópico sobre la implementación estándar de la TTT se reduce poco a poco. Finalmente se vuelven indistinguibles a tiempo presente, cuando alcanzan una desalineación mediana de $\sim 34^\circ$ respecto al MA verdadero, similar a la que reportan trabajos previos (Porciani et al., 2002a). En los halos de masa alta (panel derecho), en cambio, la diferencia entre ambas predicciones se mantiene más o menos constante a medida que se desvían de $\hat{\mathbf{J}}_h$. Cuando se alcanza $z = 0$, $\hat{\mathbf{J}}_M$ continua siendo un estimador de la dirección del MA verdadero ligeramente mejor que $\hat{\mathbf{J}}_{CI}$.

En relación a la evolución de $\hat{\mathbf{J}}_r(R_{best}^*)$, notamos que su desempeño es, en general, mejor que la implementación estándar, pero menos preciso que $\hat{\mathbf{J}}_M(R_{best})$. Al igual que en la Figura 5.6, vemos que el método para elegir la escala adecuada entre los valores de suavizado R_s predice direcciones que, por construcción, siguen el MA verdadero mejor que \mathbf{J}_{CI} , aun cuando no existe conexión física entre los proto-halos y su entorno. Sin embargo, tampoco aquí las muestras aleatorias son capaces de reproducir los resultados de las muestras originales, cuya predicción hasta $z \sim 2$ ($z = 0$) en masas bajas (masas altas) se alinea mejor con el MA verdadero por varios σ . Esto sugiere fuertemente que, en efecto, existe una conexión física entre la evolución anisotrópica del MA y el campo de mareas en gran escala, y que dicha relación está bien representada por la ecuación (5.10).

Por último, vamos a estudiar de qué manera cambia con el tiempo la alineación entre el MA de los halos y el entorno en donde habitan a tiempo presente. Para ello, vamos a caracterizar el entorno a través de los ejes principales de colapso $\hat{\mathbf{e}}_i$, con $i = 1, 2, 3$, determinados mediante el código NEXUS+ en $z = 0$. En la Figura 5.8 se puede ver la evolución mediana de $\hat{\mathbf{J}}(t) \cdot \hat{\mathbf{e}}_i$. Las curvas sólidas corresponden a $\hat{\mathbf{J}}_h$, el MA de los halos en la simulación. Las de trazos, a $\hat{\mathbf{J}}_M$, la predicción del modelo de crecimiento anisotrópico. Finalmente, las curvas sombreadas representan la dispersión 3σ de las medianas que devuelven las muestras aleatorias, $\hat{\mathbf{J}}_r$.

En primer lugar, notemos que las alineaciones entre el MA verdadero y las direcciones $\hat{\mathbf{e}}_i$ reproducen el resultado que presentamos en el Capítulo 3. Inicialmente, el MA de los halos está preferentemente alineado con $\hat{\mathbf{e}}_3$ y perpendicular a $\hat{\mathbf{e}}_1$, en acuerdo con las predicciones de la TTT en su implementación estándar (Lee & Pen, 2000; Porciani et al., 2002b). Sin embargo, a medida que transcurre el tiempo, un número importante de sistemas cambia su orientación de manera sistemática, de modo que entre $z = 80$ y $z \sim 2$ se produce un aumento continuo de $\hat{\mathbf{J}}_h \cdot \hat{\mathbf{e}}_1$, a expensas de un decrecimiento en $\hat{\mathbf{J}}_h \cdot \hat{\mathbf{e}}_3$. Para masas bajas, esta evolución cambia de manera abrupta cuando comienzan a cobrar

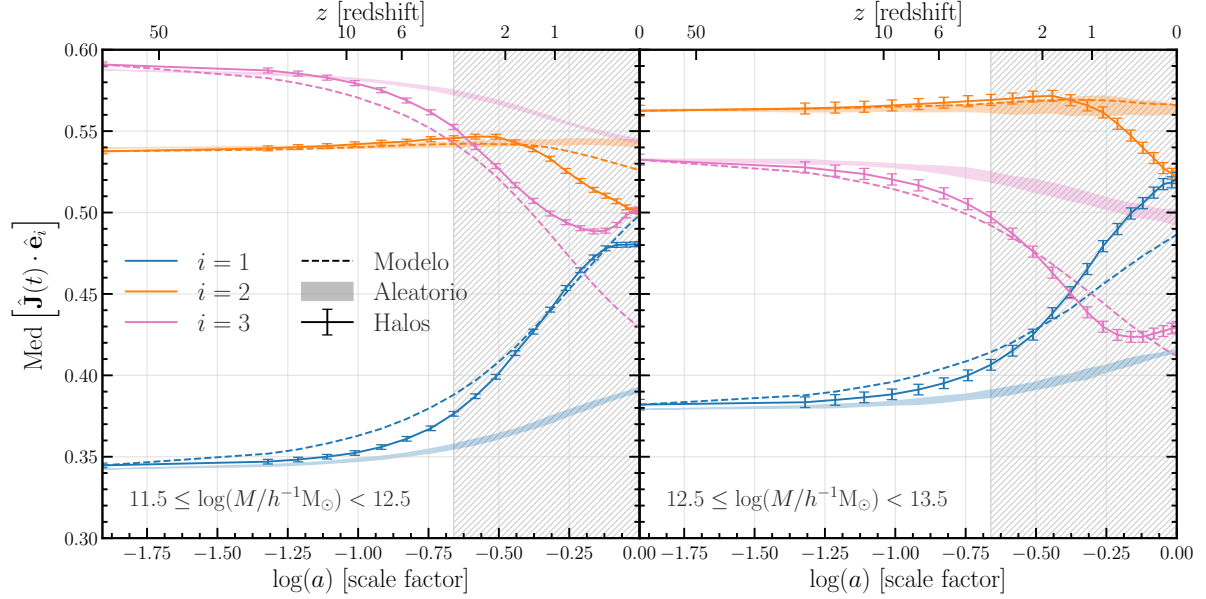


Figura 5.8: Evolución de la alineación mediana entre el MA y los ejes principales de colapso del entorno en que los halos habitan a tiempo presente, $\hat{\mathbf{e}}_i$, con $i = 1, 2, 3$. Las curvas continuas representan el MA verdadero de los halos, mientras que las barras de error muestran la incerteza en la determinación de la mediana para cada instante de tiempo. Las curvas de trazos corresponden al MA predicho por el modelo de crecimiento anisotrópico. Finalmente, las curvas sombreadas indican la dispersión 3σ de los valores medianos que se obtienen de las 10 realizaciones aleatorias.

importancia los efectos no tenidos en cuenta por la aproximación lineal, alrededor de $z \sim 1$. Las tendencias se detienen o revierten, y los halos alcanzan el tiempo presente con una distribución de alineaciones cuya mediana es consistente con orientaciones aleatorias, $\text{Med} [\hat{\mathbf{J}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_i] \sim 0,5$, aunque con una predominancia marginal a la perpendicularidad con respecto a $\hat{\mathbf{e}}_1$. Los halos de masa alta también sufren los efectos no lineales en corrimientos al rojo bajos, pero en muchos casos conservan, en cierta medida, la tendencia de las etapas lineales. Esto, sumado al hecho de que la alineación inicial con respecto al tercer eje de colapso es menor, produce a tiempo presente un claro exceso de configuraciones perpendiculares con respecto a $\hat{\mathbf{e}}_3$.

En el caso de los halos que habitan en filamentos, este proceso da origen a la conocida masa de transición o *spin flip*, cuyo valor reportado se encuentra alrededor de $M_t \sim 5 \times 10^{12} h^{-1} M_\odot$, pero que puede variar hasta en un orden de magnitud de acuerdo a diferentes trabajos y métodos de determinación (Hahn et al., 2007b; Aragón-Calvo et al., 2007b; Codis et al., 2012; Aragón-Calvo & Yang, 2014; Ganeshiah Veena et al., 2018; López et al., 2019). Los halos por debajo de ese umbral tienen, a tiempo presente, un MA

preferentemente alineado con la espina de los filamentos ($\hat{\mathbf{e}}_3$) mientras que los de masa alta se orientan típicamente de manera perpendicular. De acuerdo a lo que observamos en la [Figura 5.8](#), este fenómeno a $z = 0$ no deriva de las condiciones iniciales, pero tampoco es consecuencia exclusiva de los efectos no lineales. Parece ser, antes bien, el resultado de una combinación de factores que involucran tanto la evolución lineal como la no lineal.

Ahora bien, tanto en masas bajas como altas, parece haber un buen acuerdo entre la evolución medida y la predicción de nuestro modelo durante el régimen lineal y cuasi-lineal. Recordemos que la implementación estándar de la TTT produce una dirección constante, es decir, rectas horizontales. En este sentido, el modelo de crecimiento anisotrópico arroja mejores resultados hasta aproximadamente $z \sim 2$, aunque en algunas direcciones el acuerdo parece extenderse incluso más en el tiempo. En relación a las curvas sombreadas, si bien en apariencia reproducen mejor el comportamiento de las curvas continuas en corrimientos al rojo altos, se puede ver que divergen rápidamente de la alineación verdadera. El motivo es que, como vimos antes, las escalas R_{best}^* tienden a producir entornos más isotrópicos y, por lo tanto, sus predicciones se parecen más a la implementación estándar de la TTT. Lo que muestran las curvas sombreadas es que el MA constante que predice la TTT no deja de ser una muy buena aproximación, especialmente durante el régimen lineal. La considerable diferencia que se observa con las curvas de trazos sugiere, una vez más, que el método de determinación de R_{best} no está forzando las predicciones a parecerse al MA de los halos, sino eligiendo la escala del campo de mareas que verdaderamente determina la evolución anisotrópica.

5.3.3. Halos H y L

Los resultados de la [Subsección 5.3.2](#) muestran que el fenómeno de crecimiento anisotrópico no necesariamente es el mecanismo dominante a la hora de determinar la orientación del MA a tiempo presente. En algunos casos, la configuración final entre el MA de los halos y los ejes principales de colapso parece depender más fuertemente de la evolución tardía y los efectos no lineales. Esto ocurre típicamente en la muestra de halos de masa baja, pero también se observa en una parte importante de los sistemas más masivos.

Para analizar este fenómeno desde un enfoque diferente, recurrimos una vez más a la clasificación de acuerdo al crecimiento neto del MA de los halos ([Subsección 2.2.2](#)). Para ello, dividimos a los sistemas en las muestras H y L, que corresponden, respectiva-

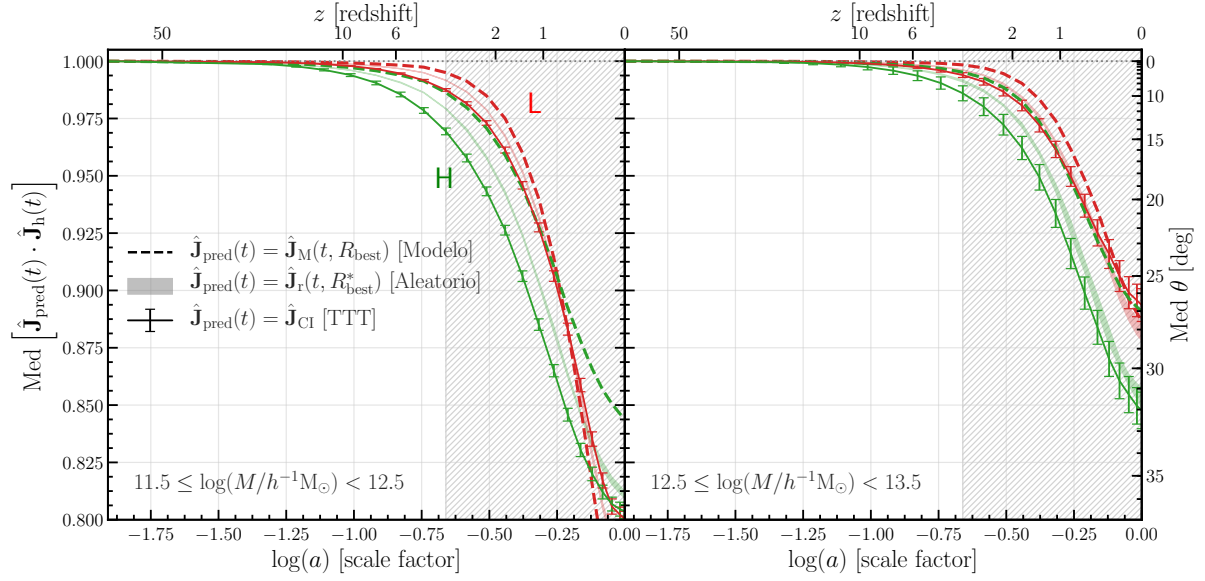


Figura 5.9: Evolución de la alineación mediana entre la dirección del MA verdadero de los halos, $\hat{\mathbf{J}}_h$, y la dirección del MA de acuerdo a diferentes modelos, $\hat{\mathbf{J}}_{\text{pred}}$. Los resultados son los mismos que en la Figura 5.7, pero en este caso diferenciando halos H (verde) y halos L (rojo).

mente, a los objetos cuyo MA ha crecido por encima o por debajo de lo que se espera de la implementación estándar de la TTT. En el Capítulo 3 vimos que la alineación MA-filamento en las etapas finales ($z < 2$) evoluciona de un modo muy diferente en ambas muestras. Es por esto que vale la pena analizar cómo se desempeña el modelo de crecimiento anisotrópico en cada caso.

En la Figura 5.9 presentamos la evolución de la alineación mediana entre la dirección del MA verdadero de los halos, $\hat{\mathbf{J}}_h$, y la dirección del MA de acuerdo a diferentes modelos, $\hat{\mathbf{J}}_{\text{pred}}$. Estos modelos son el de crecimiento anisotrópico ($\hat{\mathbf{J}}_M$), el de las muestras mezcladas aleatoriamente ($\hat{\mathbf{J}}_r$) y el de dirección constante asociado a la implementación estándar de la TTT ($\hat{\mathbf{J}}_{\text{CI}}$). Las curvas que aquí se muestran son en todo análogas a las de la Figura 5.7, pero con los halos separados en las categorías H (curvas verdes) y L (curvas rojas).

Notemos, primeramente, que durante el régimen lineal el MA verdadero de los halos H diverge de la dirección en las condiciones iniciales considerablemente más que el de los halos L (curvas sólidas). Esto ocurre en todo el rango de masas, e indica que la desviación sistemática de la muestra H en relación a la implementación estándar de la TTT es mayor. Sin embargo, la tendencia cambia para los halos de masa baja cuando nos aproximamos al tiempo presente. A partir de $z \sim 2$, la mediana de $\hat{\mathbf{J}}_{\text{CI}} \cdot \hat{\mathbf{J}}_h(t)$ disminuye

de manera abrupta en toda la población, pero la caída es más notable en los halos de la muestra L. Consecuentemente, los halos L de baja masa alcanzan el tiempo presente con un MA típicamente más alejado de la dirección inicial que los halos H.

Al comparar estos resultados con la alineación entre el MA verdadero y nuestra predicción (curvas de trazos), vemos que la “corrección” en la orientación que introduce $\hat{\mathbf{J}}_M(t)$ en relación a $\hat{\mathbf{J}}_{CI}$ es mayor en la muestra H que en la muestra L. No nos referimos aquí a la altura de las curvas de trazos, sino a su distancia con respecto a las curvas sólidas. Esta diferencia se observa en todo el rango de masas, y se mantiene incluso hasta el tiempo presente. Este resultado indica que el modelo de crecimiento anisotrópico captura mejor las desviaciones respecto a la TTT de la muestra H que las de la L. Por lo tanto, una posible causa del crecimiento del MA de los halos H por encima de lo esperado es que se trata de sistemas más afectados por el campo de mareas en gran escala, ya sea porque la anisotropía del entorno es mayor o más coherente, o porque el tamaño de las regiones lagrangianas que ocupan produce un acoplamiento más eficientemente.

Ahora bien, en el [Capítulo 3](#) vimos que, para $z < 2$, las muestras de halos clasificadas de acuerdo al crecimiento neto del MA presentan una evolución de la alineación MA-filamento muy diferente. Por un lado, los sistemas cuyo MA crece por encima de lo que se espera de la TTT (halos H) continúan con la tendencia del régimen lineal, es decir, su MA se hace más perpendicular a la espina de los filamentos a medida que pasa el tiempo. Este fenómeno ocurre prácticamente con independencia de la masa de los halos y, por este motivo, cuando alcanzan $z = 0$ su alineación con respecto a los filamentos conserva la dependencia con la masa de las condiciones iniciales: los sistemas más masivos quedan más perpendiculares que los de baja masa. Por otro lado, los halos cuyo MA crece por debajo del comportamiento mediano predicho por la TTT (halos L) tienden a sufrir cambios menos sistemáticos en su orientación. Si bien las fusiones y los pasos cercanos tienen direcciones privilegiadas de ocurrencia (a lo largo de los filamentos, por ejemplo), pueden producir variaciones en el MA que coincidan o no con la tendencia del régimen lineal. Como consecuencia de esto, alcanzan el tiempo presente con configuraciones más aleatorias, y la dependencia de la alineación MA-filamento con la masa prácticamente desaparece.

Resta analizar de qué modo varía con el tiempo la orientación del MA en las muestras de nuestra clasificación con respecto al entorno en donde los halos habitan a tiempo presente. Para ello, en la [Figura 5.10](#) mostramos la evolución mediana de $\hat{\mathbf{J}}(t) \cdot \hat{\mathbf{e}}_i$ para los sistemas L (fila superior) y H (fila inferior). En cada panel, las diferentes curvas son

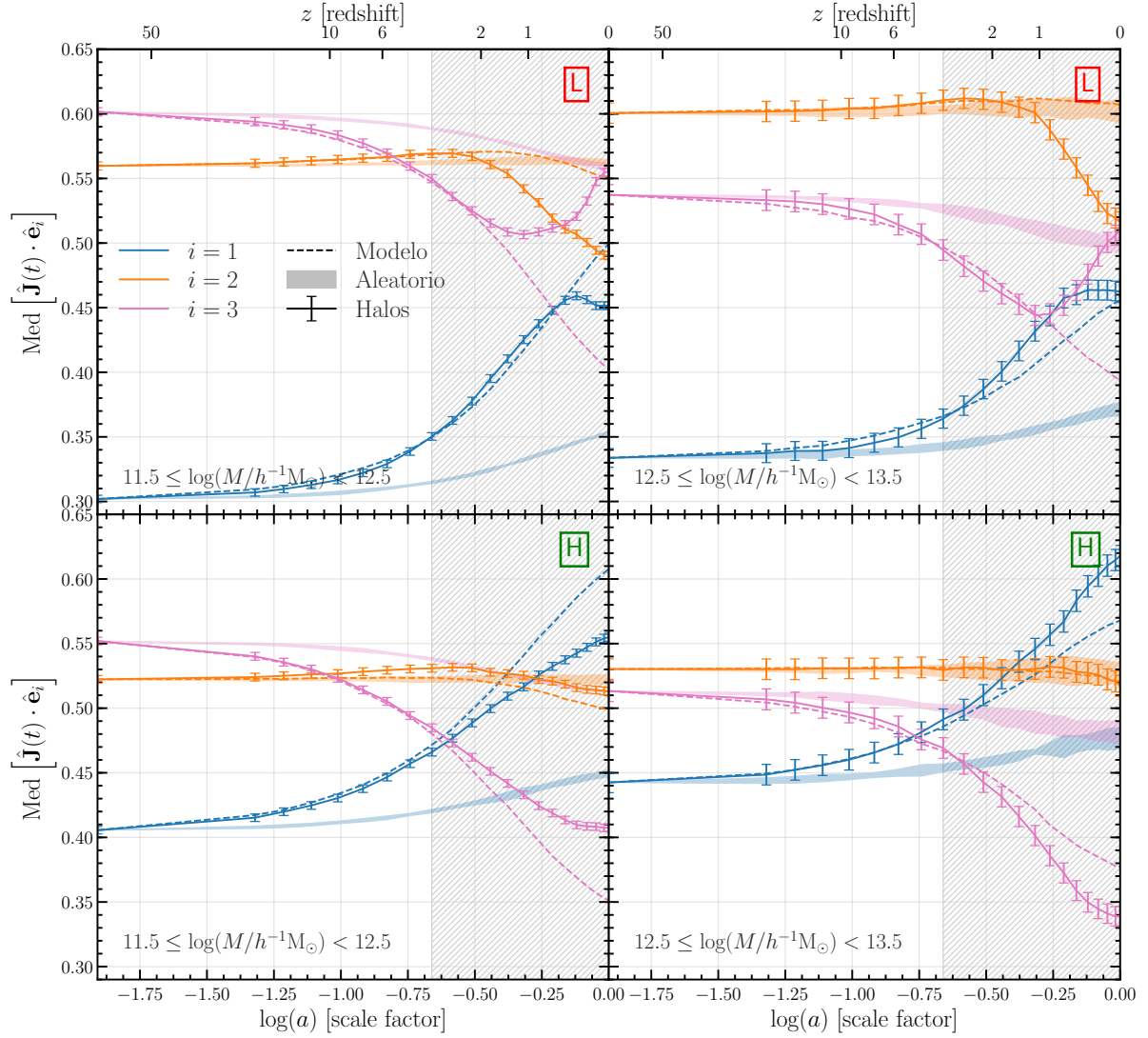


Figura 5.10: Evolución de la alineación mediana entre el MA y los ejes principales de colapso del entorno en que los halos habitan a tiempo presente, \hat{e}_i , con $i = 1, 2, 3$. Los resultados son los mismos que en la Figura 5.7, pero en este caso diferenciando halos H (verde) y halos L (rojo).

análogas a las de la Figura 5.8.

En primer lugar, notemos que las principales diferencias entre las muestras se observan en la configuración inicial y en la evolución tardía. Para corrimientos al rojo altos, el MA de los halos L se encuentra mejor alineado con las direcciones preferenciales \hat{e}_i que el de los halos H. Durante los regímenes lineal y cuasi-lineal, no obstante, las predicciones de nuestro modelo (curvas de trazos) se ajustan muy bien a la evolución verdadera (curvas sólidas) de ambas muestras, de modo que en esta etapa no parecen surgir diferencias significativas. Al alcanzar los estadios finales de formación (región gris sombreada), los

halos L y H comienzan a divergir considerablemente. Mientras que el MA de los halos H continúa con la tendencia del régimen lineal, e incluso la acrecienta en los sistemas masivos, los halos L cambian abruptamente y su MA tiende a estancar su proceso de alineación con \hat{e}_1 y a reorientarse en la dirección de \hat{e}_3 . Como consecuencia, si bien no esperamos que el modelo de crecimiento anisotrópico siga el comportamiento de los halos en corrimientos al rojo bajos, sus predicciones parecen ser cualitativamente más adecuadas para describir la evolución de los halos H que la de los halos L.

En efecto, para los halos H de baja masa, nuestra predicción en las etapas finales tiende a sobreestimar la alineación (perpendicularidad) con respecto a \hat{e}_1 (\hat{e}_3). Lo opuesto ocurre en masas altas, donde el MA verdadero se alinea mejor con las direcciones preferenciales de los filamentos que lo que indica el modelo de crecimiento anisotrópico. Sin embargo, en ambos casos la tendencia de las curvas de trazos es cualitativamente similar a la de las curvas sólidas. Esto sugiere que en estos sistemas persiste una influencia del campo de mareas luego del punto de *turnaround* y que, por lo tanto, su MA no sólo crece por torques de marea durante más tiempo, sino que además lo hace en la misma dirección que durante el régimen lineal. Esto ayudaría a comprender por qué los halos H tienen mayor soporte rotacional y alineación MA-forma. La diferencia entre los sistemas de distinta masa podría deberse, en este escenario, a la importancia relativa del mecanismo de crecimiento anisotrópico cuando se consideran los otros efectos que surgen durante el régimen no lineal, cuya influencia es mayor en los halos menos masivos.

En el caso de la muestra L, la reorientación súbita que vemos a partir de $z \lesssim 2$ indica que sencillamente no es posible analizar la evolución tardía de estos sistemas desde un enfoque lineal, tanto si se considera la implementación estándar de la TTT como nuestro modelo de crecimiento anisotrópico. En este sentido, es notable el cambio repentino que sufre la orientación del MA incluso en la dirección de \hat{e}_2 , que en general es el eje de los filamentos respecto al cual se observa la menor variabilidad. Si continuara la evolución predicha por las curvas de trazos, los halos L alcanzarían a tiempo presente una configuración muy parecida a la de los halos H. Sin embargo, los efectos no lineales parecen modificar la tendencia con respecto a \hat{e}_2 y \hat{e}_3 de modo tal que la alineación mediana a $z = 0$ depende casi exclusivamente de la evolución luego de $z \sim 2$.

5.4. Conclusiones

En este Capítulo hemos propuesto una explicación formal para la variación de la dirección del MA en etapas tempranas que reportamos en [López et al. \(2021\)](#) y que presentamos en el [Capítulo 3](#). Para ello, hemos adoptado el enfoque de “universo separado” ([Salopek & Bond, 1990](#); [Wands et al., 2000](#); [Sirko, 2005](#); [Martino & Sheth, 2009](#); [Gnedin et al., 2011](#); [Li et al., 2014](#); [Wagner et al., 2014](#)) para derivar una expresión análoga a la de la TTT (ecuación [1.29](#)) en la que se considera el efecto anisotrópico que el campo de mareas en gran escala tiene sobre la expansión local de un volumen lagrangiano o proto-halo. A diferencia de la implementación estándar de la TTT, en la cual todas las componentes del MA crecen de manera proporcional, en este modelo los autovalores y autovectores del campo de mareas en gran escala determinan factores y direcciones preferenciales de crecimiento.

Con el fin de poner a prueba nuestro modelo, hemos utilizado una simulación numérica cosmológica de N-cuerpos para comparar las predicciones de la ecuación [\(5.10\)](#) con la evolución verdadera de una muestra de halos de materia oscura. Para ello, primero determinamos el campo de mareas alrededor de cada proto-halo en las condiciones iniciales ($z = 80$). Como no sabemos, a priori, el significado exacto de “gran escala”, aplicamos filtros gaussianos de distinto radio y elegimos el valor R_{best} asociado a la predicción que mejor reproduce la orientación verdadera del MA hasta $z \sim 3,6$. Para estudiar en qué medida esta técnica puede afectar nuestras conclusiones, realizamos un mezclado aleatorio entre los proto-halos y sus entornos y repetimos el procedimiento 10 veces. De este modo generamos un conjunto de escalas R_{best}^* para las cuales cualquier coincidencia entre las predicciones y los valores verdaderos no se debe a una relación física sino exclusivamente al método.

Una vez descartados los sistemas en los que R_{best} (1) es menor al tamaño característico del proto-halo; o (2) cae en el extremo superior del rango de radios de suavizado ($[0,75, 24] h^{-1} \text{Mpc}$), el proceso de selección de escalas para el modelo arroja que:

- Se observa una leve tendencia de R_{best} a tomar valores más grandes en halos de mayor masa. Sin embargo, esta dependencia no sólo presenta una gran dispersión, sino que también se observa cuando se consideran las muestras mezcladas aleatoriamente. Esto sugiere que puede tratarse de un efecto de selección ([Figura 5.4](#)).
- Las escalas de suavizado R_{best} están asociadas a campos de marea típicamente más anisotrópicos que las escalas R_{best}^* . Además, en los proto-halos más masivos

el modelo funciona mejor en escalas en las que el entorno es más anisotrópico (Figura 5.5).

En este trabajo no buscamos determinar exactamente cuál es el valor de suavizado en el que el campo de mareas se acopla mejor con la evolución dinámica de los proto-halos, sino simplemente mostrar que, para alguna escala, este acoplamiento se produce y está bien descrito por la ecuación (5.10). Sin embargo, si queremos desarrollar un modelo capaz de predecir la evolución del MA, resulta fundamental conocer la dependencia de R_{best} con las propiedades de los proto-halos y de su entorno. Nuestros resultados sugieren que existe una correlación con la masa que, a priori, tiene el sentido que cabría esperar: los sistemas masivos ocupan regiones lagrangianas más extendidas en las condiciones iniciales, y por lo tanto se acoplan con los modos de mayor longitud de onda del campo de mareas (aquí representados por la escala de suavizado). Sin embargo, la gran dispersión en esta relación indica que esta no puede ser la única propiedad que determine R_{best} , sino que deben existir dependencias secundarias, por ejemplo con la anisotropía del entorno o la forma de los proto-halos. La determinación precisa de la escala R_{best} , al menos en un sentido estadístico, es una tarea pendiente que sin duda abordaremos en trabajos futuros.

Una vez definidas las escalas R_{best} , el modelo de crecimiento anisotrópico predice la evolución del MA tanto en dirección como en amplitud. Al comparar estas predicciones con la evolución verdadera de los proto-halos en la simulación, encontramos que:

- El modelo reproduce cualitativamente bien la evolución de las componentes del MA verdadero. En la dirección del primer eje de colapso del campo de mareas ($\hat{\mathbf{t}}_1$), el MA crece más rápido que en la implementación estándar de la TTT, $J \propto a^{3/2}$; en la dirección del tercer eje ($\hat{\mathbf{t}}_3$), el MA crece a una tasa menor. Sin embargo, en ambos casos nuestras predicciones sobrestiman el MA de los proto-halos durante el régimen lineal (Figura 5.6).
- Durante el régimen lineal, la orientación del MA que predice nuestro modelo se aproxima mejor a la dirección verdadera que la orientación fija que se espera de la implementación estándar de la TTT. En los halos más masivos, esto se extiende hasta el tiempo presente (Figura 5.7).
- En relación al entorno en que los halos habitan a tiempo presente, la orientación del MA está bien representada por nuestro modelo, al menos hasta $z \sim 2$. En

las etapas tempranas, el MA verdadero de los halos tiende a alinearse con \hat{e}_1 y a volverse perpendicular a \hat{e}_3 , independientemente de su masa y en acuerdo con nuestras predicciones. Sin embargo, al alcanzar las etapas finales, los halos de baja masa típicamente revierten esta tendencia, mientras que los halos masivos parecen conservar en alguna medida la evolución del régimen lineal (Figura 5.8).

Estos resultados sugieren que el modelo de crecimiento anisotrópico es, en efecto, una aproximación adecuada al problema de adquisición de MA por parte de los halos durante el régimen lineal. Las hipótesis que utilizamos para su formulación son esencialmente las mismas que las de la TTT, aunque también hemos tenido que suponer que el enfoque de universos separados es válido para analizar la evolución de regiones lagrangianas como las que ocupan los proto-halos en el marco de campos de marea en gran escala. Por otro lado, su implementación ha involucrado una serie de decisiones que debemos continuar investigando, especialmente si tenemos en cuenta que existen diferencias cuantitativas importantes entre las mediciones y las predicciones.

Para nuestra sorpresa, a pesar de que no esperábamos encontrar un buen acuerdo en las etapas finales, los resultados que resumimos en el último punto sugieren que el modelo de crecimiento anisotrópico reproduce cualitativamente bien algunos aspectos de la evolución tardía de los halos. En particular, existe un instante de tiempo en que nuestro modelo predice que la alineación mediana del MA con respecto a \hat{e}_3 supera el valor de la alineación con respecto a \hat{e}_1 . En las mediciones, los halos de masa baja nunca alcanzan este punto porque, como dijimos, cerca de $z \sim 2$ cambian abruptamente la tendencia que traían del régimen lineal. Sin embargo, en los halos de masa alta el cruce sí se produce, y además ocurre en un punto muy cercano a nuestra predicción. La importancia de este resultado radica en que el cruce en cuestión es fundamental para que los halos de masa alta alcancen el tiempo presente con un MA preferentemente perpendicular a \hat{e}_3 . En otras palabras, es necesario para que exista una masa de *spin flip*.

Es posible pensar, de este modo, que la existencia de una masa de transición a tiempo presente surge como consecuencia de dos fenómenos. En primer lugar, una configuración inicial en donde los halos de masa baja tienen su MA típicamente más alineado con el eje principal de colapso \hat{e}_3 que los halos de masa alta. Esta tendencia está muy bien explicada por el modelo de Codis et al. (2015) de torques de marea en las proximidades de puntos de ensilladura del campo de densidad. En segundo lugar, una evolución con crecimiento anisotrópico como la que presentamos en este Capítulo, cuyo efecto es el de

reorientar el MA de los proto-halos en la dirección perpendicular a \hat{e}_3 . A diferencia del anterior, este fenómeno es prácticamente independiente de la masa. En algunos sistemas, típicamente en aquellos de masa más alta, el efecto combinado de la configuración inicial y la evolución anisotrópica termina por cambiar la alineación preferencial. Cuando alcanzan el tiempo presente, el MA de estos halos está típicamente más alineado con \hat{e}_1 y \hat{e}_2 , y por lo tanto perpendicular a \hat{e}_3 .

Finalmente, a la luz de los resultados de los Capítulos 2 y 3, hemos revisado el desempeño de nuestro modelo teniendo en cuenta la clasificación de acuerdo al crecimiento neto del MA de los halos. De este modo, con las muestras L y H obtuvimos que:

- La predicción de la orientación verdadera del MA mejora más en relación a la dirección fija que predice la TTT cuando se considera la muestra H que la muestra L. Esta diferencia se observa en todo el rango de masas y se mantiene incluso hasta el tiempo presente (Figura 5.9).
- Con respecto a los entornos en que los halos habitan a tiempo presente, nuestro modelo parece tener un desempeño igualmente bueno en ambas muestras hasta $z \sim 2$. Sin embargo, a partir de este punto, si bien resulta claramente inadecuado para describir la evolución de los halos L, el comportamiento de los halos H parece desviarse mucho menos de nuestras predicciones (Figura 5.10).

La diferencia de desempeño de nuestro modelo entre halos H y L en las etapas finales podría ser fortuita. Por un lado, la similitud que observamos en la muestra H entre la evolución predicha y la verdadera es principalmente cualitativa. Por el otro, siempre es posible que ambas muestras se vean afectadas exclusivamente por efectos ajenos al campo de mareas, y que la orientación preferencial de estos mecanismos simplemente coincida mejor con la evolución temprana de los halos H. Sin embargo, resulta sugestivo que esto ocurra precisamente con la muestra que presenta mayor crecimiento neto del MA y coherencia dinámica. Más aún, la reorientación del MA en la dirección de \hat{e}_1 durante el régimen lineal no surge de la implementación estándar de la TTT, sino que es necesario tener en cuenta la acción del campo de mareas en gran escala de acuerdo a nuestra formulación. En otras palabras, sólo si consideramos el modelo de crecimiento anisotrópico podemos establecer una continuidad entre la evolución temprana y la de las etapas finales.

De este modo, es natural considerar que la distinción entre halos H y L manifiesta, en realidad, la diferencia entre una muestra que se ajusta mejor al comportamiento

prescrito por la ecuación (5.10) y otra muestra cuyo MA a tiempo presente depende, en general, de otros procesos. En este escenario, los halos H podrían interpretarse como sistemas que se forman en entornos relativamente coherentes, evolucionan siguiendo de manera más ajustada las predicciones de nuestro modelo y terminan colapsando más tarde o más lentamente que sus contrapartes L. De este modo, sufren torques de marea anisotrópicos consistentes durante un periodo de tiempo más largo, y así alcanzan el tiempo presente con un crecimiento neto de su MA más alto, mayor soporte rotacional y mejor alineación entre su forma y su MA.

Por otro lado, vemos que en las condiciones iniciales la configuración $\hat{\mathbf{J}} - \hat{\mathbf{e}}_i$ es más fuerte en los halos L que en los halos H. Esto es, el MA se orienta de manera más alineada con $\hat{\mathbf{e}}_3$ y $\hat{\mathbf{e}}_2$ y más perpendicular a $\hat{\mathbf{e}}_1$. Una alineación inicial más fuerte sugiere que el campo de mareas alrededor de los proto-halos L es más intenso. Si bien esto puede significar un acoplamiento más efectivo durante el régimen lineal (de hecho, la evolución que predice nuestro modelo hasta $z \sim 2$ reproduce de manera muy precisa la reorientación del MA que experimentan los halos L), también implica que el colapso de estos proto-halos es más rápido, y por lo tanto también el desacople definitivo del campo de mareas en gran escala. A partir de este punto, como ocurre con los *stalled haloes* de Borzyszkowski et al. (2017), el MA pasa a depender de mecanismos en escalas menores. De este modo, los halos L parecen obedecer el proceso de adquisición de MA en dos etapas propuesto por Libeskind et al. (2013): primero siguen las predicciones de la TTT (en este caso, de nuestro modelo de crecimiento anisotrópico) y luego de colapsar tienden a alinearse con el flujo rotacional de menor escala que surge en entornos no lineales. En los filamentos, por ejemplo, se produce un campo de vorticidad que está típicamente alineado con la espina ($\hat{\mathbf{e}}_3$) (Laigle et al., 2015; Codis et al., 2015). Esto no sólo explicaría el cambio de tendencia que se observa en la orientación del MA de los halos L en las etapas finales, sino que también permitiría interpretar su falta de soporte rotacional y alineación interna como resultado de una serie de procesos de adquisición de MA decorrelacionados.

Conclusiones generales

De acuerdo al modelo cosmológico estándar, el Universo primitivo estaba constituido por una distribución acoplada y prácticamente homogénea de materia, energía y radiación a gran temperatura. A medida que el Universo se expandía y enfriaba, las pequeñísimas fluctuaciones en aquel campo de densidad crecieron y migraron debido a la inestabilidad gravitacional, formando así las grandes estructuras de la red cósmica: nodos, filamentos, paredes y vacíos. Los bloques observables de este entramado son las galaxias y cúmulos de galaxias. Sin embargo, estos sistemas habitan en los pozos de potencial de estructuras mucho más masivas que llamamos halos de materia oscura y que constituyen, de hecho, la fracción principal de masa de la red cósmica. En la actualidad, aún no somos capaces de detectar de manera directa la materia oscura, pero podemos estudiarla gracias al efecto que tiene sobre la materia visible y también a través de simulaciones numéricas.

Al igual que los satélites, planetas y estrellas, las grandes estructuras del Universo rotan: las galaxias, los halos e incluso los filamentos y nodos. El origen del momento angular (MA) en estos sistemas continúa siendo, al día de hoy, un problema complejo para el cual no tenemos una descripción acabada. Se trata, no obstante, de una pregunta fundamental de la astronomía moderna, dado que el MA se vincula tanto con la distribución espacial de materia en grandes escalas como con la física que conecta las galaxias y los halos.

El modelo más aceptado en la actualidad para comprender este fenómeno es la teoría de torques de marea o *tidal torque theory* (TTT). De acuerdo a la TTT, los halos y las galaxias adquieren MA en las etapas tempranas de su formación, cuando aún representan sólo pequeñas fluctuaciones sobre el campo de densidad, debido a las fuerzas de marea

que ejerce la distribución anisotrópica de materia circundante. Cuando estos sistemas colapsan por su propia gravedad, se desacoplan de la expansión general del Universo y se alejan de las perturbaciones vecinas, de modo que su MA deja de crecer por torques de marea y, de no existir otros fenómenos involucrados, se mantiene constante hasta el tiempo presente. La relación natural que este enfoque establece entre la dinámica de cada sistema y su entorno ha motivado su aplicación exitosa en diversos estudios. Sin embargo, en general, estos resultados son precisos sólo en un sentido estadístico. Las hipótesis del modelo son válidas únicamente durante el régimen lineal de formación de estructuras, de modo que es difícil reconciliar sus predicciones con los fenómenos que efectivamente sufren los halos en las etapas finales, como fusiones, encuentros cercanos o *fly-bys*, torques de marea secundarios o acreción anisotrópica de materia.

Nuestro enfoque

En esta Tesis hemos abordado el problema de la adquisición de MA de halos y galaxias a través del análisis de simulaciones numéricas hidrodinámicas y de materia oscura. Las preguntas que hemos intentado responder podrían plantearse del siguiente modo:

- ¿Podemos detectar propiedades específicas de los halos cuyo comportamiento se desvía sistemáticamente de las predicciones de la TTT?
- ¿Existe una relación característica entre estos sistemas y su entorno?
- ¿Es posible establecer una conexión clara entre la evolución del MA de los halos y las galaxias que habitan en sus pozos de potencial?
- ¿Podemos utilizar las relaciones de los puntos anteriores para identificar los fenómenos que afectan la evolución dinámica de los halos y, por ende, las causas de sus desviaciones con respecto a la TTT?

Para comenzar a responder estas preguntas, hemos definido una clasificación que se basa en el crecimiento neto del MA de cada halo, es decir, la variación entre sus primeras etapas de formación y el tiempo presente. Más precisamente, definimos tres muestras que representan sistemas cuyo MA ha crecido más, igual, o menos que lo que se espera desde el enfoque de la TTT. Aquellos halos cuyo MA crece por encima o por debajo del valor esperado forman parte de las muestras H y L, respectivamente. Los halos cuyo MA no presenta una desviación sistemática respecto al comportamiento predicho por la TTT constituyen la muestra M.

Propiedades de los halos y su entorno

Armados con esta clasificación, en el [Capítulo 2](#) hemos analizado las propiedades intrínsecas de los halos, algunos aspectos de su historia de formación y su relación con la estructura que los rodea. Los resultados de este trabajo fueron publicados en [López et al. \(2019\)](#).

En primer lugar, encontramos que los halos H tienen típicamente mayor soporte rotacional, mayor alineación entre su MA y su forma y tiempos de formación más tardíos. Los halos L, por el contrario, muestran una débil coherencia rotacional, tienen su MA orientado de manera más aleatoria respecto a sus ejes de forma y presentan tiempos de formación más tempranos.

En relación al entorno, hemos determinado que el agrupamiento alrededor de cada muestra depende de la masa de los halos. Mientras que en masas bajas los sistemas L parecen habitar entornos más densos que la media, en masas altas se observa la tendencia opuesta, con los halos H ocupando regiones más pobladas. Finalmente, hemos analizado el nivel de anisotropía alrededor de cada muestra. Encontramos una ligera preferencia del MA de los halos L a alinearse con la distribución de materia circundante, de un modo que prácticamente no depende de su masa. Los halos H, en cambio, muestran una tendencia a orientar su MA de manera perpendicular a la estructura de su entorno, con una señal que aumenta notablemente con la masa. En todos los casos, los halos de la muestra M exhiben una interesante continuidad entre las propiedades de los halos H y L.

Evolución de la alineación MA-filamento

Estos resultados motivaron la investigación que presentamos en el [Capítulo 3](#), correspondiente al trabajo publicado en [López et al. \(2021\)](#). Con el fin de comprender mejor la conexión entre el MA y la estructura en gran escala, hemos analizado la evolución de la dirección del MA de los halos en relación a los filamentos de la red cósmica.

Para comenzar, comparamos las predicciones de la TTT para la alineación MA-filamento con los resultados de las simulaciones. En etapas tempranas observamos un buen acuerdo entre las orientaciones que predice el modelo y las que se obtienen de los datos simulados, con el MA típicamente perpendicular a la dirección principal de colapso de su entorno y ligeramente alineado con la espina de los filamentos. Sin embargo, la evolución subsecuente reorienta el MA de manera que se vuelve progresivamente per-

pendicular a la espina de los filamentos, en clara contradicción con las predicciones de la TTT. De este modo, se alcanza una configuración a tiempo presente que no es posible comprender desde el enfoque estándar del modelo. Más aún, el cambio sistemático de dirección se produce en toda la población y ocurre mayormente durante los regímenes lineal y cuasi-lineal de formación de estructuras, cuando se supone que la TTT tiene validez.

A continuación, hemos encontrado que nuestra clasificación resulta muy relevante para analizar la evolución del MA en las etapas finales. Por un lado, identificamos una clara preferencia de los halos H a mantener la tendencia de las etapas tempranas, es decir, a continuar reorientando su MA en la dirección perpendicular a la espina de los filamentos. Los halos L, por otro lado, revierten o al menos modifican fuertemente la variación temprana, de modo que su MA parece volver a alinearse débilmente con la espina de los filamentos. En cualquier caso, la evolución tardía de estos sistemas borra casi por completo la configuración asociada al mecanismo de la TTT.

La conexión halo-galaxia

Más adelante, en el [Capítulo 4](#), hemos abordado el problema de la conexión halo-galaxia, es decir, la capacidad de comprender ciertas propiedades galácticas a partir de las características de los halos en que habitan. Los resultados principales de esta investigación forman parte de un artículo en elaboración.

En la primera parte del trabajo hemos vuelto a implementar nuestra clasificación para estudiar su correspondencia con la morfología de las galaxias. Concretamente, a partir de datos extraídos de las simulaciones hidrodinámicas EAGLE, hemos analizado de qué modo se distribuyen las galaxias espirales y elípticas en los halos de las muestras H y L. Contra lo que se esperaba, dada la importancia del MA en la teoría de formación de galaxias, no pudimos determinar una correlación clara entre el crecimiento neto del MA de los halos de materia oscura y la tendencia a formar sistemas estelares dominados por discos o por bulbos. Tampoco encontramos que exista entre las muestras una diferencia significativa en la alineación del MA halo-galaxia, excepto para corrimientos al rojo altos.

Debido a que nuestra clasificación no resultó relevante para comprender el surgimiento de galaxias con diferente morfología, en la segunda parte del trabajo decidimos utilizar otro enfoque para explorar la relación entre la evolución del MA y la conexión halo-galaxia. Para ello, caracterizamos la evolución del MA a través de (1) la pérdida de MA que experimenta la región interna de los halos y (2) la tasa a la que se produce esta

pérdida. Con el fin de determinar relaciones causales, medimos estas cantidades en la versión *dark matter only* de EAGLE, es decir, sin gas ni estrellas, e intentamos predecir con ellas la morfología de las galaxias que se forman en los halos correspondientes de la simulación hidrodinámica. Este análisis confirmó, por un lado, que la pérdida de MA en el interior de los halos condiciona la morfología de las galaxias, tal como ha sido establecido en trabajos previos, y por el otro, que la conexión se vuelve aún más clara cuando consideramos la tasa de pérdida del MA. En particular, los halos de materia oscura cuya región interna pierde MA de manera más abrupta tienden a alojar sistemas estelares más dominados por bulbos; los halos cuya región interna pierde poco MA o lo hace lentamente son más propensos a formar sistemas dominados por discos.

Modelo de crecimiento anisotrópico del MA

Por último, en el [Capítulo 5](#) hemos propuesto una explicación formal para la reorientación del MA en etapas tempranas que reportamos en [López et al. \(2021\)](#). Los resultados de esta investigación serán publicados en un artículo que actualmente se encuentra en elaboración.

En primer lugar, hemos implementado un enfoque de “universos separados” para derivar una expresión análoga a la de la TTT que incorpora el efecto anisotrópico de un campo de mareas en gran escala sobre la evolución de un proto-halo. De acuerdo a esta formulación, el crecimiento del MA depende de un factor de expansión anisotrópico local, cuyo efecto neto es el de reorientar el MA en la dirección del primer eje de colapso del campo de mareas en gran escala. En general, este eje es perpendicular a la espina de los filamentos, de modo que nuestro modelo de crecimiento anisotrópico podría ser capaz de explicar la variación sistemática en la dirección del MA durante el régimen lineal y cuasi-lineal.

A continuación, hemos implementado nuestro modelo en una simulación para comparar sus predicciones con la evolución verdadera de los halos y con las predicciones de la implementación estándar de la TTT. En general, encontramos que nuestras predicciones reproducen la orientación verdadera del MA mejor que las de la TTT. Más aún, en las etapas tempranas, nuestro modelo produce una reorientación del MA similar a la que observamos en los halos de la simulación. Este efecto podría ayudar a entender el origen de la masa de transición o de *spin flip*, que separa una población de halos de baja masa con su MA típicamente alineado con la espina de los filamentos de una población de halos masivos con su MA preferentemente perpendicular.

Finalmente, como los resultados del [Capítulo 3](#) mostraban diferencias importantes entre la evolución tardía de los halos H y L, decidimos volver a implementar nuestra clasificación. De este modo, encontramos que el modelo resulta claramente inadecuado para describir la evolución del MA de los halos L en las etapas finales, pero que nuestras predicciones tienen una tendencia similar al comportamiento verdadero de los halos H. Teniendo esto en cuenta, hemos conjeturado que las propiedades observadas en las muestras de nuestra clasificación se pueden entender en términos del modelo de crecimiento anisotrópico. Los halos H son sistemas que siguen de manera ajustada las predicciones de nuestro modelo durante las etapas tempranas, colapsan típicamente más tarde y, por lo tanto, sufren torques de marea coherentes por un periodo de tiempo mayor. Por el contrario, los halos L surgen como resultado de la decorrelación entre el crecimiento anisotrópico de las etapas tempranas y diversos procesos que afectan su desarrollo durante las etapas finales, como por ejemplo la acreción anisotrópica de materia y el acoplamiento con campos de vorticidad no lineales.

Comentarios finales

En resumen, en esta Tesis hemos recorrido un camino en el que comenzamos definiendo muestras de acuerdo a una propiedad muy sencilla de los halos, para terminar formulando un modelo de crecimiento anisotrópico que, potencialmente, podría ayudar a entender no sólo el origen de las muestras, sino también otros aspectos de la evolución dinámica de los halos que encontramos a lo largo de la investigación. En particular, la reorientación temprana del MA con respecto a los filamentos cósmicos no había sido reportada previamente. Esta clase de fenómenos podría ser útil, por ejemplo, para predecir alineaciones intrínsecas (*intrinsic alignments*) en estudios cosmológicos con lentes débiles. El origen de la masa de transición es otro tema de relevancia en la actualidad. La sensibilidad de este parámetro con la cosmología podría explorarse en el marco de nuestro modelo para intentar diseñar una nueva prueba cosmológica. En relación a la conexión halo-galaxia, la reciente explosión de los métodos de aprendizaje automático ha permitido avances enormes. Sin embargo, en la inmensa mayoría de los casos, el establecimiento preciso de esta conexión no viene acompañado de un análisis igualmente detallado de los mecanismos físicos subyacentes. En este sentido, quizás correlaciones débiles pero claras, como la que hemos encontrado entre la morfología galáctica y la tasa de pérdida del MA de los halos, puedan ayudar a profundizar en el tema.

En cualquier caso, como dijimos en la Introducción, las respuestas abren la puerta a

nuevos interrogantes. Los resultados de esta Tesis nos han permitido comprender mejor algunos aspectos de la evolución dinámica de los halos de materia oscura, de su conexión con la estructura en gran escala y también con las galaxias. Sin embargo, nuestras respuestas sólo serán relevantes en la medida en que sirvan para que la comunidad científica se haga nuevas preguntas. De ser así, sin duda querremos abordarlas en trabajos futuros.

Bibliografía

- Abadi M. G., Navarro J. F., Steinmetz M., Eke V. R., 2003, ApJ, 597, 21
- Abazajian K., et al., 2003, AJ, 126, 2081
- Agarwal S., Davé R., Bassett B. A., 2018, MNRAS, 478, 3410
- Akitsu K., Takada M., Li Y., 2017, Phys. Rev. D, 95, 083522
- Angulo R. E., Hahn O., 2022, Living Reviews in Computational Astrophysics, 8, 1
- Aragon-Calvo M. A., Yang L. F., 2014, MNRAS, 440, L46
- Aragón-Calvo M. A., Jones B. J. T., van de Weygaert R., van der Hulst J. M., 2007a, A&A, 474, 315
- Aragón-Calvo M. A., van de Weygaert R., Jones B. J. T., van der Hulst J. M., 2007b, ApJ, 655, L5
- Aragón-Calvo M. A., van de Weygaert R., Jones B. J. T., 2010, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 408, 2163
- Aragon Calvo M. A., Neyrinck M. C., Silk J., 2019, The Open Journal of Astrophysics, 2, 7
- Bahcall N. A., Soneira R. M., 1983, ApJ, 270, 20
- Bahé Y. M., et al., 2015, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 456, 1115

- Bailin J., Steinmetz M., 2005, *ApJ*, 627, 647
- Baldry I. K., Balogh M. L., Bower R. G., Glazebrook K., Nichol R. C., Bamford S. P., Budavari T., 2006, *MNRAS*, 373, 469
- Bamford S. P., et al., 2009, *MNRAS*, 393, 1324
- Bardeen J. M., 1980, *Phys. Rev. D*, 22, 1882
- Barnes J., Efstathiou G., 1987, *ApJ*, 319, 575
- Benitez-Llambay A., 2015, py-sphviewer: Py-SPHViewer v1.0.0, doi:10.5281/zenodo.21703, <http://dx.doi.org/10.5281/zenodo.21703>
- Bertschinger E., 1985, *ApJS*, 58, 39
- Bett P. E., Frenk C. S., 2012, *MNRAS*, 420, 3324
- Bett P. E., Frenk C. S., 2016, *MNRAS*, 461, 1338
- Bett P., Eke V., Frenk C. S., Jenkins A., Helly J., Navarro J., 2007, *MNRAS*, 376, 215
- Blanton M. R., et al., 2003, *ApJ*, 592, 819
- Blue Bird J., et al., 2020, *MNRAS*, 492, 153
- Bond J. R., Kofman L., Pogosyan D., 1996, *Nature*, 380, 603
- Borzyszkowski M., Porciani C., Romano-Díaz E., Garaldi E., 2017, *MNRAS*, 469, 594
- Bullock J. S., Dekel A., Kolatt T. S., Kravtsov A. V., Klypin A. A., Porciani C., Primack J. R., 2001, *ApJ*, 555, 240
- Buta R. J., 2013, in Falcón-Barroso J., Knapen J. H., eds, *Secular Evolution of Galaxies*. p. 155
- Buta R. J., Corwin H. G., Odewahn S. C., 2007, *The de Vaucouleurs Atlas of Galaxies*
- Calder L., Lahav O., 2010, *Physics World*, 23, 32
- Catelan P., Theuns T., 1996, *MNRAS*, 282, 436
- Cautun M., van de Weygaert R., Jones B. J. T., 2013, *MNRAS*, 429, 1286

- Cautun M., van de Weygaert R., Jones B. J. T., Frenk C. S., 2014, MNRAS, 441, 2923
- Clowes R. G., Harris K. A., Raghunathan S., Campusano L. E., Söchting I. K., Graham M. J., 2013, MNRAS, 429, 2910
- Codis S., Pichon C., Devriendt J., Slyz A., Pogosyan D., Dubois Y., Sousbie T., 2012, MNRAS, 427, 3320
- Codis S., Pichon C., Pogosyan D., 2015, MNRAS, 452, 3369
- Colless M., et al., 2003a, arXiv e-prints, pp astro-ph/0306581
- Colless M., et al., 2003b, arXiv e-prints, pp astro-ph/0306581
- Conselice C. J., 2014, ARA&A, 52, 291
- Contreras S., Padilla N., Lagos C. D. P., 2017, MNRAS, 472, 4992
- Cooray A., Sheth R., 2002, Phys. Rep., 372, 1
- Copeland D., Taylor A., Hall A., 2020, MNRAS,
- Correa C. A., Schaye J., Clauwens B., Bower R. G., Crain R. A., Schaller M., Theuns T., Thob A. C. R., 2017, MNRAS, 472, L45
- Crain R. A., et al., 2015, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 450, 1937
- D'Onghia E., Navarro J. F., 2007, MNRAS, 380, L58
- Davis M., Peebles P. J. E., 1983, ApJ, 267, 465
- Davis M., Efstathiou G., Frenk C. S., White S. D. M., 1985, ApJ, 292, 371
- Delgado A. M., Wadekar D., Hadzhiyska B., Bose S., Hernquist L., Ho S., 2022, MNRAS, 515, 2733
- Dodelson S., 2003, Modern Cosmology
- Doroshkevich A. G., 1970, Astrofizika, 6, 581
- Dressler A., 1980, ApJ, 236, 351
- Ebrahimian E., Abolhasani A. A., 2021, ApJ, 912, 57

- Einstein A., 1915, Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften, pp 844–847
- Fabbian G., Lewis A., Beck D., 2019, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2019, 057
- Fall S. M., Efstathiou G., 1980, *MNRAS*, 193, 189
- Faltenbacher A., White S. D. M., 2010, *ApJ*, 708, 469
- Ferrero I., Navarro J. F., Abadi M. G., Benavides J. A., Mast D., 2021, *A&A*, 648, A124
- Forero-Romero J. E., Contreras S., Padilla N., 2014, *MNRAS*, 443, 1090
- Frenk C. S., White S. D. M., 2012, *Annalen der Physik*, 524, 507
- Frenk C. S., White S. D. M., Efstathiou G., Davis M., 1985, *Nature*, 317, 595
- Furlong M., et al., 2017, *MNRAS*, 465, 722
- Gamow G., 1946, *Physical Review*, 70, 572
- Ganeshiah Veena P., Cautun M., van de Weygaert R., Tempel E., Jones B. J. T., Rieder S., Frenk C. S., 2018, *MNRAS*, 481, 414
- Ganeshiah Veena P., Cautun M., Tempel E., van de Weygaert R., Frenk C. S., 2019, *MNRAS*, 487, 1607
- Ganeshiah Veena P., Cautun M., van de Weygaert R., Tempel E., Frenk C. S., 2021, *MNRAS*
- Gao L., White S. D. M., 2007, *MNRAS*, 377, L5
- Gao L., Springel V., White S. D. M., 2005, *MNRAS*, 363, L66
- Geller M. J., Huchra J. P., 1989, *Science*, 246, 897
- Gnedin N. Y., Kravtsov A. V., Rudd D. H., 2011, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 194, 46
- Groth E. J., Peebles P. J. E., 1977, *ApJ*, 217, 385
- Gunn J. E., Gott J. Richard I., 1972, *ApJ*, 176, 1

- Guth A. H., 1981, *Phys. Rev. D*, 23, 347
- Guzzo L., et al., 2014, *A&A*, 566, A108
- Hahn O., Porciani C., Carollo C. M., Dekel A., 2007a, *MNRAS*, 375, 489
- Hahn O., Carollo C. M., Porciani C., Dekel A., 2007b, *MNRAS*, 381, 41
- Hahn O., Teyssier R., Carollo C. M., 2010, *MNRAS*, 405, 274
- Heavens A., Peacock J., 1988, *MNRAS*, 232, 339
- Hellwing W. A., Cautun M., van de Weygaert R., Jones B. T., 2020, arXiv e-prints, p. arXiv:2011.08840
- Hikage C., et al., 2019, *PASJ*, 71, 43
- Hoffman Y., 1986, *ApJ*, 301, 65
- Hoyle F., Burgers J. M., van de Hulst H. C., 1949, eds., in *Problems of Cosmical Aerodynamics*, Central Air Documents Office, Dayton, p. 195. coso
- Hubble E. P., 1922, *ApJ*, 56, 162
- Hubble E. P., 1925, *Popular Astronomy*, 33, 252
- Hubble E. P., 1926, *ApJ*, 64, 321
- Hubble E., 1929, *Proceedings of the National Academy of Science*, 15, 168
- Hubble E. P., 1936, *Realm of the Nebulae*
- Huchra J., et al., 2005, in Colless M., Staveley-Smith L., Stathakis R. A., eds, Vol. 216, *Maps of the Cosmos*. pp 170–179, doi:10.1017/S0074180900196603
- Huchra J. P., et al., 2012, *ApJS*, 199, 26
- Jõeveer M., Einasto J., Tago E., 1978, *MNRAS*, 185, 357
- Jones B., van de Weygaert R., 2009, *Astrophysics and Space Science Proceedings*, 8, 467
- Jones B. J. T., van de Weygaert R., Aragón-Calvo M. A., 2010, *MNRAS*, 408, 897
- Kang X., Wang P., 2015, *ApJ*, 813, 6

- Kauffmann G., White S. D. M., Heckman T. M., Ménard B., Brinchmann J., Charlot S., Tremonti C., Brinkmann J., 2004, MNRAS, 353, 713
- Kreckel K., et al., 2011, AJ, 141, 4
- Kreckel K., Platen E., Aragón-Calvo M. A., van Gorkom J. H., van de Weygaert R., van der Hulst J. M., Beygu B., 2012, AJ, 144, 16
- Lacey C., Cole S., 1993, MNRAS, 262, 627
- Lagos C. d. P., et al., 2015, MNRAS, 452, 3815
- Lagos C. d. P., Schaye J., Bahé Y., van de Sande J., Kay S. T., Barnes D., Davis T. A., Dalla Vecchia C., 2018, MNRAS, 476, 4327
- Laigle C., et al., 2015, MNRAS, 446, 2744
- Lake G., 1983, ApJ, 264, 408
- Lange R., et al., 2016, MNRAS, 462, 1470
- Leavitt H. S., Pickering E. C., 1912, Harvard College Observatory Circular, 173, 1
- Lee J., Erdogdu P., 2007, ApJ, 671, 1248
- Lee J., Pen U.-L., 2000, ApJ, 532, L5
- Lee J., Pen U.-L., 2001, ApJ, 555, 106
- Lee J., Libeskind N. I., Ryu S., 2020, The Astrophysical Journal, 898, L27
- Lemaître G., 1927, Annales de la Société Scientifique de Bruxelles, 47, 49
- Li Y., Hu W., Takada M., 2014, Phys. Rev. D, 89, 083519
- Liao S., Gao L., Frenk C. S., Guo Q., Wang J., 2017, MNRAS, 470, 2262
- Libeskind N. I., Hoffman Y., Knebe A., Steinmetz M., Gottlöber S., Metuki O., Yepes G., 2012, MNRAS, 421, L137
- Libeskind N. I., Hoffman Y., Steinmetz M., Gottlöber S., Knebe A., Hess S., 2013, ApJ, 766, L15

- Libeskind N. I., Knebe A., Hoffman Y., Gottlöber S., 2014, MNRAS, 443, 1274
- Libeskind N. I., et al., 2018, MNRAS, 473, 1195
- López P., Merchán M. E., Paz D. J., 2019, MNRAS, 485, 5244
- López P., Cautun M., Paz D., Merchán M., van de Weygaert R., 2021, MNRAS, 502, 5528
- Lovell C. C., Wilkins S. M., Thomas P. A., Schaller M., Baugh C. M., Fabbian G., Bahé Y., 2022, MNRAS, 509, 5046
- Ludlow A. D., Porciani C., 2011, MNRAS, 413, 1961
- Ludlow A. D., Borzyszkowski M., Porciani C., 2014, MNRAS, 445, 4110
- Maddox S. J., Efstathiou G., Sutherland W. J., Loveday J., 1990, MNRAS, 242, 43
- Martino M. C., Sheth R. K., 2009, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 394, 2109
- Masters K. L., et al., 2019, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 487, 1808
- McEwen J. E., Weinberg D. H., 2018, MNRAS, 477, 4348
- Mo H. J., Mao S., White S. D. M., 1998, MNRAS, 295, 319
- Mo H., van den Bosch F. C., White S., 2010a, Galaxy Formation and Evolution. coso
- Mo H., van den Bosch F. C., White S., 2010b, Galaxy Formation and Evolution
- Neyrinck M. C., 2013, MNRAS, 428, 141
- Neyrinck M., Aragon-Calvo M. A., Falck B., Szalay A. S., Wang J., 2020, The Open Journal of Astrophysics, 3, 3
- Paz D. J., 2010, PhD thesis, National University of Cordoba, Argentina
- Paz D. J., Lambas D. G., Padilla N., Merchán M., 2006, MNRAS, 366, 1503
- Paz D. J., Stasyszyn F., Padilla N. D., 2008, MNRAS, 389, 1127

- Peacock J. A., et al., 2001, *Nature*, 410, 169
- Peebles P. J. E., 1969, *ApJ*, 155, 393
- Peebles P. J. E., 1980, *The large-scale structure of the universe*
- Penzias A. A., Wilson R. W., 1965, *ApJ*, 142, 419
- Pereyra L. A., Sgró M. A., Merchán M. E., Stasyszyn F. A., Paz D. J., 2020, *MNRAS*, 499, 4876
- Perlmutter S., et al., 1999, *ApJ*, 517, 565
- Planck Collaboration et al., 2020, *A&A*, 641, A6
- Plummer H. C., 1911, *MNRAS*, 71, 460
- Porciani C., Dekel A., Hoffman Y., 2002a, *MNRAS*, 332, 325
- Porciani C., Dekel A., Hoffman Y., 2002b, *MNRAS*, 332, 339
- Quinn T., Binney J., 1992, *MNRAS*, 255, 729
- Rappenglück M. A., 2015, *Possible Astronomical Depictions in Franco-Cantabrian Paleolithic Rock Art*. Springer New York, New York, NY, pp 1205–1212, doi:10.1007/978-1-4614-6141-8_116, https://doi.org/10.1007/978-1-4614-6141-8_116
- Riess A. G., et al., 1998, *AJ*, 116, 1009
- Rodrigues N. V. N., de Santi N. S. M., Montero-Dorta A. D., Abramo L. R., 2023, *MNRAS*, 522, 3236
- Rodriguez F., Merchán M., Sgró M. A., 2015, *A&A*, 580, A86
- Rosito M. S., Tissera P. B., Pedrosa S. E., Lagos C. D. P., 2019, *A&A*, 629, L3
- Rossi G., 2013, *MNRAS*, 430, 1486
- Rubin V. C., Ford W. K. J., Thonnard N., 1980, *ApJ*, 238, 471
- Ryden B. S., 1988, *ApJ*, 329, 589
- Sales L. V., Navarro J. F., Schaye J., Dalla Vecchia C., Springel V., Booth C. M., 2010, *MNRAS*, 409, 1541

- Salopek D. S., Bond J. R., 1990, *Phys. Rev. D*, 42, 3936
- Sandage A., 1961, *The Hubble Atlas of Galaxies*
- Saunders W., et al., 1991, *Nature*, 349, 32
- Schäfer B. M., 2009, *International Journal of Modern Physics D*, 18, 173
- Schaye J., et al., 2015, *MNRAS*, 446, 521
- Schmidt A. S., White S. D. M., Schmidt F., Stücker J., 2018, *MNRAS*, 479, 162
- Seldner M., Siebers B., Groth E. J., Peebles P. J. E., 1977, *AJ*, 82, 249
- Shao S., Cautun M., Frenk C. S., Gao L., Crain R. A., Schaller M., Schaye J., Theuns T., 2016, *MNRAS*, 460, 3772
- Shao S., Cautun M., Frenk C. S., Grand R. J. J., Gómez F. A., Marinacci F., Simpson C. M., 2018, *MNRAS*, 476, 1796
- Shapley H., 1919, *ApJ*, 49, 311
- Shectman S. A., Landy S. D., Oemler A., Tucker D. L., Lin H., Kirshner R. P., Schechter P. L., 1996, *ApJ*, 470, 172
- Simien F., de Vaucouleurs G., 1986, *ApJ*, 302, 564
- Sirko E., 2005, *The Astrophysical Journal*, 634, 728
- Sousbie T., Pichon C., Colombi S., Novikov D., Pogosyan D., 2008, *MNRAS*, 383, 1655
- Springel V., 2005, *MNRAS*, 364, 1105
- Springel V., et al., 2005, *Nature*, 435, 629
- Steinmetz M., Bartelmann M., 1995, *MNRAS*, 272, 570
- Sugerman B., Summers F. J., Kamionkowski M., 2000, *MNRAS*, 311, 762
- Takada M., Hu W., 2013, *Phys. Rev. D*, 87, 123504
- Tegmark M., et al., 2004, *ApJ*, 606, 702
- Tempel E., Libeskind N. I., 2013, *ApJ*, 775, L42

- Trayford J. W., et al., 2015, MNRAS, 452, 2879
- Troxel M. A., Ishak M., 2015, Phys. Rep., 558, 1
- Tully R. B., Courtois H., Hoffman Y., Pomarède D., 2014, Nature, 513, 71
- Vitvitska M., Klypin A. A., Kravtsov A. V., Wechsler R. H., Primack J. R., Bullock J. S., 2002, ApJ, 581, 799
- Vogelsberger M., et al., 2014, MNRAS, 444, 1518
- Vogelsberger M., Marinacci F., Torrey P., Puchwein E., 2020, Nature Reviews Physics, 2, 42
- Wagner C., Schmidt F., Chiang C.-T., Komatsu E., 2014, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, 448, L11
- Wands D., Malik K. A., Lyth D. H., Liddle A. R., 2000, Phys. Rev. D, 62, 043527
- Wang P., Kang X., 2017, MNRAS, 468, L123
- Wang P., Kang X., 2018, MNRAS, 473, 1562
- Wang P., Guo Q., Kang X., Libeskind N. I., 2018, ApJ, 866, 138
- Warren M. S., Quinn P. J., Salmon J. K., Zurek W. H., 1992, ApJ, 399, 405
- Wechsler R. H., Zentner A. R., Bullock J. S., Kravtsov A. V., Allgood B., 2006, ApJ, 652, 71
- Weinberg S., 1972, Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity. coso
- Weinberg D. H., Mortonson M. J., Eisenstein D. J., Hirata C., Riess A. G., Rozo E., 2013, Phys. Rep., 530, 87
- Welker C., et al., 2020, MNRAS, 491, 2864
- White S. D. M., 1984, ApJ, 286, 38
- York D. G., et al., 2000, AJ, 120, 1579

- Yu H.-R., Motloch P., Pen U.-L., Yu Y., Wang H., Mo H., Yang X., Jing Y., 2020, *Phys. Rev. Lett.*, 124, 101302
- Zavala J., Okamoto T., Frenk C. S., 2008, *MNRAS*, 387, 364
- Zavala J., et al., 2016, *MNRAS*, 460, 4466
- Zel'dovich Y. B., 1970, *A&A*, 5, 84
- Zentner A. R., Hearin A. P., van den Bosch F. C., 2014, *MNRAS*, 443, 3044
- Zhang Y., Yang X., Wang H., Wang L., Luo W., Mo H. J., van den Bosch F. C., 2015, *ApJ*, 798, 17
- Zwicky F., 1933, *Helvetica Physica Acta*, 6, 110
- de Lapparent V., Geller M. J., Huchra J. P., 1986, *ApJ*, 302, L1
- de Santi N. S. M., Rodrigues N. V. N., Montero-Dorta A. D., Abramo L. R., Tucci B., Artale M. C., 2022, *MNRAS*, 514, 2463
- van Haarlem M., van de Weygaert R., 1993, *ApJ*, 418, 544
- van de Sande J., et al., 2019, *MNRAS*, 484, 869
- van de Weygaert R., Bertschinger E., 1996, *MNRAS*, 281, 84
- van de Weygaert R., Bond J. R., 2008, *Observations and Morphology of the Cosmic Web*. *coso*, p. 24, doi:10.1007/978-1-4020-6941-3_11
- van de Weygaert R., Schaap W., 2009, *The Cosmic Web: Geometric Analysis*. *coso*, pp 291–413, doi:10.1007/978-3-540-44767-2_11