



Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis para obtener el grado académico de
Doctor en Astronomía
EVOLUCIÓN DE LAS PROPIEDADES DE GALAXIAS
EN GRUPOS Y CÚMULOS

Tomás Hough

Directora: Dra. Sofía Alejandra Cora
Co-director: Dr. Álvaro A. Orsi

LA PLATA, ARGENTINA
- JULIO DE 2022 -



Tomás Hough



A.V. Smith Castelli



Sofía A. Cora

Prefacio

Esta Tesis es presentada como parte de los requisitos para obtener el grado de Doctor en Astronomía de la Universidad Nacional de La Plata. La misma contiene los resultados de los estudios desarrollados bajo la dirección de la Dra. Sofía Alejandra Cora y la co-dirección del Dr. Álvaro Orsi, y la colaboración de miembros del grupo, como Ignacio Gargiulo, Cristian Vega, Florencia Collacchioni y Paula López.

Tomas Hough.
e-mail: tomashough@gmail.com
La Plata, Julio de 2022.

Resumen

Las galaxias ubicadas dentro de grupos y cúmulos de galaxias identificados en el Universo local (corrimiento al rojo $z \lesssim 0.1$) presentan tasas de formación estelar más atenuadas, colores más rojos y menos contenido de gas atómico y molecular que galaxias de similar masa estelar ubicadas en ambientes menos densos¹. Las galaxias se clasifican en centrales o satélites según residan en el pozo de potencial de la estructura en la cual se alojan u orbiten dentro de ella. Para ambos tipos de galaxias, la actividad de formación estelar tiende a disminuir conforme aumenta su masa estelar; en particular, dada una masa estelar fija, este efecto aumenta en satélites que habitan en ambientes más densos. Esta tendencia está determinada por procesos internos que dependen principalmente de la masa estelar, como la retroalimentación energética por núcleo galáctico activo (AGN) y explosiones de supernovas. Además, en las galaxias satélites, la formación estelar se ve afectada por efectos generados por el ambiente en el que residen, como la presión de barrido y fuerzas de marea (llamados efectos de ambiente).

En este Trabajo de Tesis abordamos un aspecto fundamental de la formación y evolución de las galaxias: cómo la formación estelar se ve afectada en galaxias que habitan entornos densos, tanto en épocas tempranas del Universo como en el presente. Para ello, utilizamos modelos híbridos de formación y evolución de galaxias que involucran simulaciones cosmológicas de N -cuerpos de materia oscura y modelos semi-analíticos de formación de galaxias.

En una primera etapa, estudiamos la distribución espacial de galaxias en proto-cúmulos de galaxias, que conforman las etapas tempranas de la formación de los cúmulos de galaxias. Estas galaxias se caracterizan por tener gran actividad de formación estelar, y son detectadas gracias a las intensas líneas de emisión que presentan, en particular, en Ly α (1216 Å) y H α (6563 Å). Para ello, combinamos el modelo semi-analítico GALFORM con la simulación de N -cuerpos de materia oscura P-MILLENIUM, que contiene 5040^3 partículas en una caja de $542.5 h^{-1}$ Mpc de lado, y posee una resolución de masa de $1 \times 10^8 M_{\odot}$. Encontramos que, en términos generales, no debe esperarse una diferencia en la distribución espacial de galaxias que presentan líneas de emisión Ly α respecto de aquellas que presentan emisión en H α en los proto-cúmulos de galaxias (Hough, Gurung-López, Orsi & Cora, 2020).

A continuación, nos enfocamos en la actual población de galaxias pasivas (caracterizadas por la baja tasa de formación estelar), explorando la importancia relativa de mecanismos internos o efectos de ambiente en la supresión de la formación estelar, y determinamos las escalas de tiempo involucradas en este proceso. Para ello, combinamos el modelo semi-analítico SAG con la simulación de N -cuerpos de materia oscura MDPL2, que consiste en 3840^3 partículas de materia oscura en una caja de $1 h^{-1}$ Gpc de lado, y una resolución de masa de $1.5 \times 10^9 h^{-1} M_{\odot}$ por partícula. Encontramos que los procesos internos son determinantes en galaxias con masa estelar $M_{\star} \gtrsim 10^{10.5} M_{\odot}$, tanto en galaxias centrales como satélites, siendo principalmente responsable la retroalimentación por AGN que previene el enfriamiento del gas caliente e interrumpe el aporte al reservorio de gas frío que deviene en la formación es-

¹El ambiente de una galaxia se caracteriza por la forma en que se distribuyen las galaxias de su entorno.

telar. Por otro lado, los efectos de ambiente dominan la supresión de la formación estelar en satélites de baja masa ($M_{\star} \lesssim 10^{10.1} M_{\odot}$). El proceso determinante es la presión de barrido ejercida por el medio intra-cúmulo (o intra-grupo) sobre el halo de gas caliente, removiendo así la materia prima del ciclo de formación estelar. La presión de barrido sobre el disco de gas frío ocupa un lugar secundario en la supresión de la formación estelar. Encontramos que las escalas de tiempo involucradas en este fenómeno de supresión presentan una anticorrelación con la masa estelar, en acuerdo con las observaciones. Para las satélites de baja masa, los tiempos de supresión son de $\sim 4 - 5$ Gyr, mientras que para las de alta masa son de $\sim 2 - 3$ Gyr. La evolución de la formación estelar de satélites de baja masa es consistente con el escenario *demorado-luego-rápido* planteado en la literatura; sin embargo, para las de alta masa proponemos un nuevo escenario que describe más adecuadamente la evolución de estas galaxias, al que llamamos *demorado-luego-apagado* (Cora, Hough, Vega-Martínez & Orsi, 2019).

Por último, utilizamos los 324 cúmulos más masivos (y sus entornos) que fueron extraídos de la simulación MDPL2, con el objetivo de explorar el vínculo entre las propiedades de las galaxias en entornos densos y su evolución orbital. Clasificamos a las galaxias en 4 submuestras: galaxias que fueron acretadas hace menos y más de 2 Gyr (*‘recent infallers’* y *‘ancient infallers’*, respectivamente), galaxias que fueron satélites del cúmulo y ahora se encuentran fuera de él (*‘backsplash’*) y galaxias que nunca fueron acretadas. Encontramos que el contenido de gas caliente, de gas frío y la actividad de formación estelar dependen de la posición que la galaxia ocupa en el diagrama de fases. Las *ancient infallers* tienen bajas velocidades y se encuentran cerca del centro del cúmulo, prácticamente no poseen gas caliente ni frío debido a la acción prolongada de la presión de barrido sobre estas componentes gaseosas, y no presentan formación estelar. Las *recent infallers* ingresan al cúmulo a altas velocidades, pero conservan una alta proporción de gas caliente y frío, aún aquellas que se acercan a la región central y han experimentado un pasaje por el pericentro, y presentan una moderada actividad de formación estelar. Las *backsplash* sólo han experimentado los efectos de ambiente durante $\lesssim 2$ Gyr, y aquellas que pierden su contenido de gas y la capacidad de formar estrellas sufren una combinación de efectos de pre-procesado, que tienen lugar en una etapa previa a ser acretadas, y los posteriores efectos de ambiente que ocurren dentro del cúmulo.

Los resultados obtenidos en este Trabajo de Tesis constituyen un importante aporte al entendimiento de cómo se distribuyen las galaxias que tienen una fuerte actividad de formación estelar en el Universo temprano, y cómo los procesos internos y externos afectan a la formación de estrellas en galaxias que habitan entornos densos en el Universo local.

Agradecimientos

Cuando hay tantas personas y entidades que me han acompañado y ayudado en este proceso de realizar una tesis doctoral, agradecer se hace bastante fácil. Acá van algunas palabras generales, que serán complementadas en persona, como se dicen las cosas más sinceras.

Primero que nada, quiero agradecer a la Universidad Nacional de La Plata por haberme formado académicamente, y también por ser un espacio de formación complementaria, donde pude enriquecerme de diversos vínculos sociales e ideas políticas. Soy un producto de la educación pública, laica y gratuita, y espero poder devolverle, aunque sea una pequeña parte, todo lo que ella me dio. Le agradezco a Conicet por haberme permitido realizar el doctorado. Sin el beneficio de una beca no hubiera sido posible alcanzar este título.

Le agradezco al jurado de esta tesis, Analía Smith Castelli, Mario Abadi y Ariel Zandivarez, por su buena predisposición para leer este trabajo. Sus correcciones, comentarios y sugerencias enriquecieron esta tesis, e indirectamente mejorarán trabajos futuros.

Le agradezco a mi co-director Álvaro Orsi, por conducirme por un trabajo inesperado, por facilitarme una estadía en España y permitirme conocer otra institución, personas maravillosas y otra forma de trabajo. Le agradezco a mi directora Sofía Cora, por la dedicación a mi trabajo y mi formación a lo largo de estos años. La paciencia para enseñarme, la celeridad para responderme correos, la predisposición para tener reuniones cada vez que lo necesité, el respeto y la confianza en mi trabajo, la generosidad con que me ha invitado a participar de otros trabajos, y me ha facilitado contactos y estadías en otros países, son algunas de las tantas características que hicieron que estos 6 años y medio sean disfrutables.

Les agradezco profundamente a los habitantes de Siberia y amigos de la facultad, quienes han hecho que el cotidiano de mis días sea placentero, divertido, entretenido, sano. El amor colectivo que nos tenemos es un tejido que resiste las inclemencias del tiempo y del espacio. No tanto como un reflejo sino como una manifestación genuina del alma, le agradezco explícitamente a Tincho. Me siento un privilegiado de tener un amigo como vos, tan generoso, divertido, buena persona. Siento que nos une algo incondicional, y tu amistad es una celebración de la fiesta de estar vivos. Sin tu compañía, todo este proceso, de principio a fin, hubiera sido imposible de atravesar.

A los pibes del 9, por la diversión sin límites, por la comodidad de ser quienes somos juntos. Qué manera de comer, hermano.

Le agradezco a los pibes del club, por contenerme sin saberlo. El básquet me salvó más de una vez, y los pibes estaban ahí.

Al equipo de guías de la casa de 30, por enseñarme y formarme políticamente, por cultivar una construcción política basada en la confianza mutua y el amor, por poner el cuerpo y el corazón en la calle. A la Asociación Anahí, y muy especialmente a Chicha y Elsa, por enseñarme que las ideas y las convicciones pueden ser imperecederas, y que la lucha contra la injusticia no cesa.

Al gordo Lucas y a Morini, por la educación complementaria desde el éter radial.

A los Beatles y a los Stones, y por extensión a la música toda.

A Agus, por estar conmigo en tantas situaciones y contextos, por entenderme, por ayudarme a crecer en múltiples aspectos, por la diversión y el amor.

Le agradezco a mis primas, a mi primo, a mis tías, a mis hermanas, a mis sobrinas. Mi familia es hermosa, y saber que estaban ahí para bancarme y quererme me significó una tranquilidad fundamental a lo largo de estos años. A mis abuelos y abuelas, a quienes me remito permanentemente.

Por último, le agradezco a mi mamá y a mi papá, Adri y Guille. Gracias por estar presentes siempre, por el amor incondicional, por buscar siempre lo mejor para mi, por ayudarme y acompañarme en este proceso de ser quien soy. Les amo.

A Sofi
deslumbrante y fugaz
como una supernova.

Es sabido que la identidad personal reside en la memoria
y que la anulación de esa facultad comporta la idiotez.
Cabe pensar lo mismo del Universo.
J.L.B

Índice general

Prefacio	iii
Resumen	v
1. Introducción	1
1.1. De nebulosas a galaxias	1
1.2. Procesos físicos relevantes en la formación de galaxias	7
1.3. Evolución de galaxias en ambientes de alta densidad	13
1.4. Interrogantes abiertos	20
2. Herramientas numéricas	23
2.1. Técnicas numéricas: simulaciones y modelos	23
2.2. Modelo semi-analítico SAG	26
2.2.1. Enfriamiento del gas caliente y formación estelar	28
2.2.2. Procesos de retroalimentación	29
2.2.3. Procesos de ambiente	32
2.2.4. Órbitas de galaxias huérfanas	36
2.2.5. Simulación de N -cuerpos MDPL2	37
2.2.6. Calibración de SAG	38
2.3. Modelo semi-analítico GALFORM	39
2.3.1. Transferencia radiativa en el ISM	43
2.3.2. Transferencia radiativa en el IGM	44
2.3.3. Simulación de N -cuerpos P-MILLENIUM	44
3. Segregación espacial de galaxias con líneas de emisión en regiones densas	45
3.1. Disminución de LAEs a altas densidades	45
3.2. El impacto del IGM en el agrupamiento de ELG a pequeñas escalas	54
3.3. Resumen de resultados y discusión	60
4. Supresión de formación estelar en satélites: ¿Cómo, dónde y por qué sucede?	63
4.1. Validez del modelo	63
4.2. Fracción de pasivas: dependencia con el tiempo de primera caída	66
4.2.1. Fracción de pasivas a $z=0$	69
4.2.2. Fracción de pasivas al momento de primera caída	70
4.2.3. El rol de la supresión por masa y ambiente	71
4.3. ¿En qué escalas de tiempo se apaga la formación estelar?	74
4.3.1. Interpretación en relación a aspectos dinámicos de las galaxias satélites	77
4.3.2. Comparación con otros trabajos	78
4.4. Validez del escenario demorado-luego-rápido	78
4.4.1. Discusión	84

4.5. Resumen de resultados	85
5. Conexión entre formación estelar y propiedades dinámicas de las galaxias	89
5.1. Simulaciones de cúmulos de galaxias y su entorno	89
5.1.1. Muestra de cúmulos relajados	90
5.1.2. Fracción de galaxias pasivas como función de la distancia al centro del cúmulo	90
5.2. Poblaciones de galaxias dentro y fuera del cúmulo	94
5.2.1. Distribución radial de distintos tipos de galaxias	94
5.2.2. Clasificación de galaxias según su historia orbital	95
5.3. AIN, RIN, BS	97
5.3.1. Fracción de galaxias pasivas	98
5.3.2. Contenido de gas y ubicación en el espacio de fases	100
5.3.3. Evolución del contenido de gas caliente y frío	103
5.3.4. Impacto del pasaje por el pericentro	106
5.4. El rol de la RPS en diferentes etapas	108
5.5. Discusión	112
5.6. Resumen de resultados	115
6. Conclusiones generales	117
6.1. Trabajo a futuro	123

Capítulo 1

Introducción

1.1. De nebulosas a galaxias

Resulta sorprendente que recién en los últimos 100 años el ser humano ha podido construir una concepción relativamente precisa de las características del Universo que habita¹. Desde el desarrollo y popularización del telescopio, a partir del 1600, el Universo literalmente se reveló ante nuestros ojos. Galileo Galilei, pionero en el uso de este instrumento, describió cráteres, valles y montañas en la Luna, encontró satélites orbitando alrededor de Júpiter, encontró objetos distribuidos alrededor de Saturno (sus anillos), y demostró que la Vía Láctea podía resolverse en estrellas individuales, develando la profundidad de un espacio desconocido. Estas observaciones llevaron a las primeras especulaciones acerca de cómo se distribuye la materia a nuestro alrededor, y la búsqueda de entendimiento del Cosmos en su totalidad. Son destacables la arriesgada idea de ‘universos-islas’ de René Descartes (1636), la hipótesis de que el Sol es una estrella más orbitando alrededor de un ‘centro divino’ de Thomas Wright (1750), o los primeros ‘modelos’ de universos de Immanuel Kant (1755) y Johann Lambert (1761). Sin embargo, a estas propuestas les faltaba una validación observacional.

Hacia fines del s.XVIII, William Herschel buscó establecer la manera en que se distribuyen las estrellas alrededor del Sol mediante observaciones astronómicas. Para determinar la estructura de la Vía Láctea, utilizó su poderoso telescopio de 47 cm de diámetro para contar estrellas en diferentes direcciones. Luego, suponiendo que todas tienen la misma luminosidad intrínseca (una hipótesis que rápidamente fue comprobada como errónea), pudo construir el primer mapa de la estructura de nuestra galaxia, consistente en un disco plano de estrellas cuyo diámetro era 5 veces más grande que su ancho, con el Sol ubicado bastante cerca de su centro (ver Fig. 1.1).

Es necesario resaltar que, antes del desarrollo del telescopio, la humanidad ya se había percatado de la existencia de objetos nebulosos, de apariencia extendida y difusa, que contrastaba con la apariencia puntual y brillante de las estrellas. Aunque Kant, Lambert y Wright argumentaron que su naturaleza era la de universos-islas que se encontraban demasiado lejos como para identificar sus estrellas, Herschel fue el primero en identificar estrellas puntuales dentro de esas nebulosas. El crédito por la construcción del primer catálogo de objetos nebulosos le corresponde a Charles Messier, que entre los años 1771 y 1784 catalogó 109 objetos. Si bien su interés primario consistía en el descubrimiento y seguimiento de cometas, su catálogo contiene una gran cantidad de objetos galácticos y extragalácticos, que aún hoy se conocen por sus nombres en el catálogo Messier (por ejemplo M31, conocida popularmente

¹Mencionamos que la mayor parte de esta introducción histórica fue extraída de los libros de Longair (2008); Christensen et al. (2009), y la revisión de Baugh (2006), entre otras fuentes.

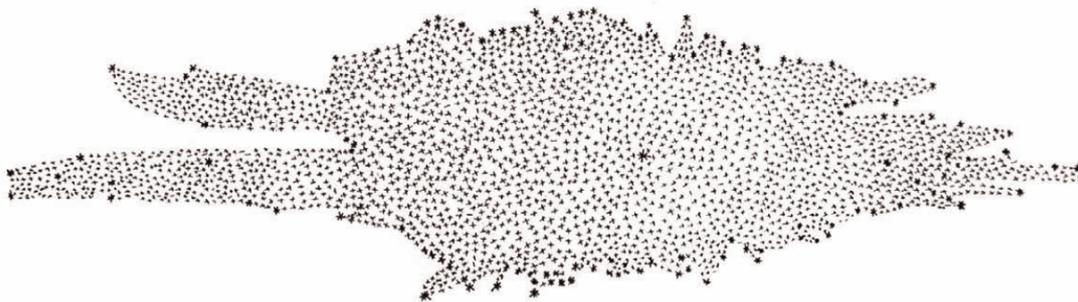


Figura 1.1: Primera representación de nuestra galaxia, obtenida por William Herschel a partir del conteo de estrellas en diferentes direcciones. En esta representación, el Sol se encuentra relativamente cerca del centro del disco de estrellas (Herschel, 1785). Esta representación se puede encontrar en [Christensen et al. \(2009\)](#).

como Andrómeda). Este trabajo fue sistematizado por William Herschel y su hermana Caroline, y luego continuado por John Herschel, cuyo ‘Catálogo General de Nebulosas y Cúmulos de Estrellas’, publicado en 1864, contenía 5079 objetos; sucesivas ampliaciones de esta tarea lograron que para el año 1900 se conocieran más de 15.000 ‘nebulosas’.

Sin embargo, la naturaleza de estos objetos seguía siendo un misterio. El interrogante fundamental era si su tamaño era pequeño y se encontraban dentro de la Vía Láctea, o por el contrario, eran objetos inmensos mucho más lejanos. Este problema tuvo su punto álgido en lo que es conocido como ‘El Gran Debate’, protagonizado por dos astrónomos de la época, Harlow Shapley y Heber Curtis, en 1920. Aunque Shapley había utilizado estrellas Cepheidas para determinar distancias precisas -y grandes- de cúmulos globulares (y hasta había determinado que los cúmulos se distribuían alrededor de un punto lejano al Sol, localizado en dirección a la constelación de Sagitario), sostenía que las nebulosas se encontraban dentro de nuestra galaxia; por su parte, Curtis sostenía la posición contraria, argumentando que la densidad relativas de estrellas novas en la nebulosa de Andrómeda era muy superior a la de la Vía Láctea, por lo que debía ser un objeto independiente ubicado mucho más lejos.

La controversia fue resuelta en 1925 cuando Edwin Hubble pudo observar estrellas Cepheidas en Andrómeda, y medir con precisión la distancia a este sistema, confirmando su naturaleza extragaláctica. A partir de esta época, además, se fue popularizando el término ‘galaxia’ para referirse a estos objetos. Inmediatamente, Hubble publicó el mayor relevamiento de propiedades de galaxias, a partir del cual introdujo su clasificación de galaxias en elípticas, espirales e irregulares, estimó el cociente entre masa y luminosidad para estos tipos de galaxias, mostró que se distribuían de manera homogénea en el espacio y hasta estimó la densidad media de materia en forma de galaxias ([Hubble, 1926](#)). Este trabajo marcó el inicio de la astronomía extragaláctica. A modo de homenaje, el telescopio espacial que lleva su nombre ha capturado las imágenes de galaxias más impactantes hasta el presente; en la Fig. 1.2 podemos apreciar dos ejemplos de galaxias dentro de un grupo (el quinteto de Stephan, capturado por el telescopio espacial James Webb) y un cúmulo (Abell 1689, capturado por el telescopio espacial Hubble).

Otro aporte fundamental de Hubble a la cosmología fue el de demostrar que las galaxias se mueven alejándose de la Vía Láctea, y más importante aún, que su velocidad de recesión es proporcional a la distancia a la que se encuentran. Esta relación tiene la forma $v = H_0 r$,



Figura 1.2: Ejemplos de galaxias capturadas por los telescopios espaciales Webb y Hubble. A la izquierda, el quinteto de Stephan, considerado un grupo compacto. A la derecha, el cúmulo Abell 1689. En ambos casos, puede apreciarse que las galaxias muestran una variedad de formas y colores, e incluso evidencia de fuertes interacciones. Las imágenes fueron tomadas del repositorio público de imágenes del telescopio espacial JWST, <https://webbtelescope.org/> y del telescopio espacial Hubble, <https://esahubble.org/images/archive/category/galaxies/>.

conocida habitualmente como ley de Hubble, y H_0 se denomina constante de Hubble. Lo significativo de esta observación es que, bajo la hipótesis de que el Universo es isótropo, implica necesariamente que todo el sistema de galaxias se encuentra en expansión.

El proceso de formación de galaxias resulta sumamente complejo, ya que están involucrados un gran número de procesos físicos que operan en un amplio rango de escalas espaciales (desde la escala atómica hasta las grandes estructuras del Universo) y energéticas. Es necesario destacar que aunque llegan a ser ‘universos-islas’, las galaxias no se forman de manera aislada sino que su proceso de formación depende fuertemente del contexto cosmológico. Actualmente, el paradigma más aceptado que describe la evolución del Universo a gran escala es el escenario Λ CDM (por *Lambda-Cold-Dark-Matter*, en inglés) acoplado a un modelo inflacionario que describe su etapa inicial. Este escenario permite conjugar numerosos descubrimientos observacionales, como la existencia del fondo cósmico de radiación, la expansión acelerada del Universo, la distribución espacial de galaxias, entre otros, dentro de un esquema teórico. En este escenario, el $\sim 70\%$ de la densidad de energía del Universo corresponde a una componente llamada ‘energía oscura’ (inherente a la existencia del espacio-tiempo), la cual está representada por la constante Ω_Λ y es la responsable de la expansión acelerada del Universo; por otra parte, la densidad de materia representa el restante $\sim 30\%$, representada en la constante Ω_m . Curiosamente, tan solo el $\sim 5\%$ de esa materia constituye materia visible, ya que el restante $\sim 25\%$ está asociada a una componente de ‘materia oscura’, que domina la densidad de materia del Universo².

²Una estimación precisa de todos los parámetros cosmológicos que describen el paradigma Λ CDM, utilizados en el contexto de simulaciones de galaxias, se puede encontrar en el Cap. 2.

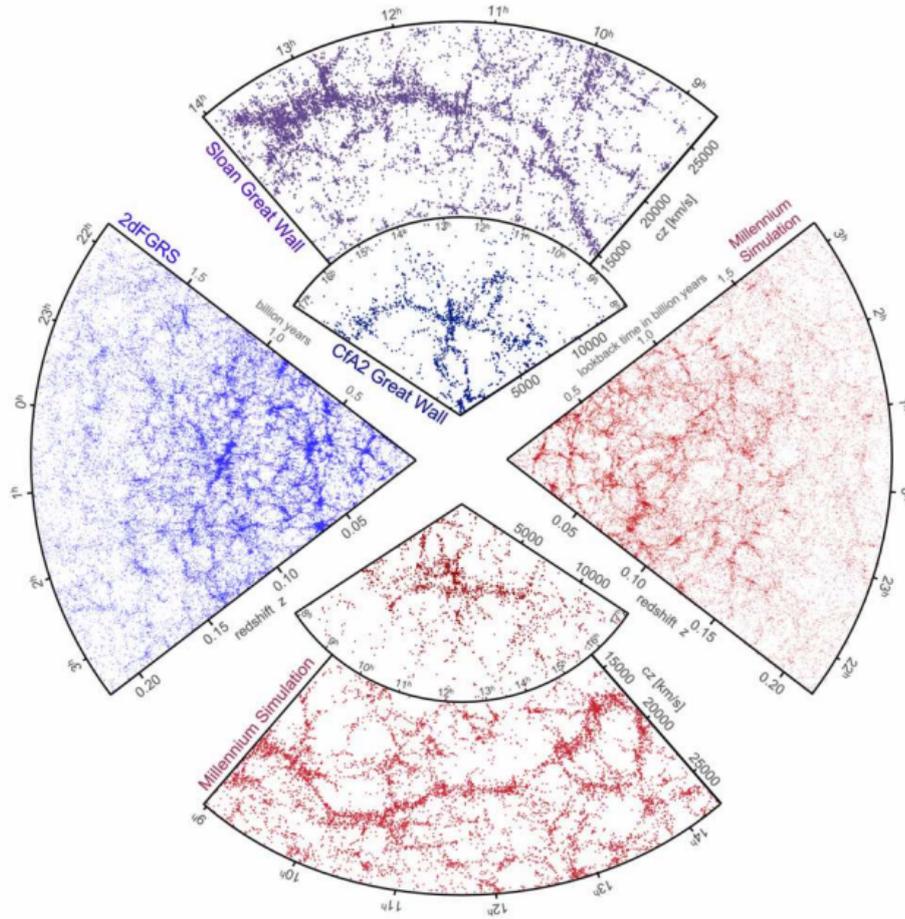


Figura 1.3: Distribución de galaxias construida a partir de observaciones y simulaciones cosmológicas. El panel izquierdo y el panel superior se corresponden a datos obtenidos de los catálogos 2dF y SDSS (por *2-degree Field* y *Sloan Digital Sky Survey*, respectivamente) que contienen $\sim 220,000$ y $\sim 650,000$ galaxias con distancias precisas, respectivamente. El panel inferior y el derecho contienen galaxias obtenidas de catálogos generados por la simulación cosmológica de materia oscura MILLENIUM (Springel, 2005). El parecido entre ambas distribuciones es más que notable. Esta figura se encuentra en Springel et al. (2006).

Escenario Λ CDM y modelos de formación de galaxias

Comprender el proceso de formación y evolución de galaxias requiere de la identificación y descripción de numerosos procesos físicos que operan en una gran variedad de escalas espaciales y temporales, y que involucran tanto materia oscura como materia bariónica. Dada esta complejidad, resulta imposible emplear técnicas puramente analíticas para resolver de manera detallada estos procesos. Existen, sin embargo, numerosos estudios analíticos de la formación de galaxias en un determinado contexto cosmológico, entre los que se destacan [Gunn & Gott \(1972\)](#), quienes estudiaron el crecimiento de cúmulos de galaxias a partir de la acreción de materia, utilizando un modelo esférico de distribución de densidad de materia para seguir la evolución de la sobre-densidad del cúmulo; y [Press & Schechter \(1974\)](#), quienes determinaron la abundancia de estructuras de diferente masa que se forman por acción de la gravedad en un campo de fluctuaciones de densidad que obedecen una distribución de Gauss. El trabajo de [White & Rees \(1978\)](#) merece una mención aparte, dado que su modelo sienta las bases de los actuales modelos de formación y evolución de galaxias. En su trabajo, proponen que la formación de galaxias se desarrolla en dos etapas, en la cual la materia oscura forma halos debido al colapso gravitatorio no colisional y las galaxias se forman dentro de estas estructuras a partir del enfriamiento radiativo de los bariones que caen en los halos; luego, la condensación del gas permite que las galaxias se mantengan estables ante la disrupción que causa la fusión de los halos.

En las últimas décadas, se han desarrollado y profundizado dos estrategias para resolver este problema empleando herramientas numéricas: las simulaciones hidrodinámicas y los modelos semi-analíticos. La forma más explícita de modelar la formación de galaxias es a través de simulaciones hidrodinámicas, en las cuales las ecuaciones hidrodinámicas, termodinámicas y de gravedad se resuelven para partículas o celdas que representan materia oscura, gas y estrellas. Una de las ventajas de esta técnica es que, dentro de las limitaciones de resolución numérica, se puede obtener una predicción de la evolución temporal de propiedades de estos elementos de manera simultánea, como por ejemplo, la temperatura del gas, las velocidades de las estrellas y la materia oscura, la estructura y cinemática de las galaxias, etc. No obstante, esta técnica resulta muy demandante de recursos computacionales, y sumado a la incerteza en el modelado de la física que actúa a pequeñas escalas, muchos procesos son incorporados mediante modelos empíricos. La otra técnica utilizada habitualmente para modelar la formación de galaxias en contexto cosmológico son los modelos semi-analíticos, en los cuales no se resuelven explícitamente las ecuaciones fundamentales, sino que se realizan aproximaciones analíticas de los procesos físicos más relevantes. En este esquema, una galaxia es un objeto puntual formado por componentes (estrellas y gas presentes en un disco, bulbo o halo, entre otras) que está caracterizado por numerosas propiedades (masa y tamaño del disco y bulbo, masa de estrellas, cantidad de metales, etc). La aproximación que supone el modelo semi-analítico se basa en vincular la evolución de las propiedades de la galaxia con la evolución del halo de materia oscura en que se encuentra, por lo que los modelos semi-analíticos requieren como insumo las propiedades de un conjunto de halos de materia oscura que evolucionan en un contexto cosmológico, extraídas de simulaciones de N -cuerpos. En las simulaciones de N -cuerpos de materia oscura, las perturbaciones primordiales presentes en el campo de densidad crecen hasta el punto en que pueden separarse de la expansión del universo y colapsan formando halos de materia oscura. Estos halos continúan creciendo mediante la acreción de materia, o mediante la fusión con otros halos. En términos generales, un halo de materia oscura puede aproximarse como un objeto esférico, con un tamaño, masa y perfil de distribución de materia determinados. Para definir estos parámetros, habitualmente se considera que los

halos encierran una densidad media 200 veces mayor que la densidad crítica del universo³, por lo que su tamaño y su masa se denominan R_{200} y M_{200} , respectivamente⁴.

En un universo regido por el paradigma Λ CDM, halos de materia oscura que se encuentran -casi- en equilibrio crecen debido al colapso gravitatorio y la agregación jerárquica de otros halos; de esta manera, los grupos y cúmulos que hoy observamos se forman mediante la incorporación de halos menos masivos a lo largo de su evolución. A gran escala, los halos individuales, grupos y cúmulos se distribuyen en patrones que forman una ‘red cósmica’, compuesta de ambientes de diferente densidad como vacíos, filamentos o paredes. Las simulaciones numéricas cosmológicas generan una distribución espacial de halos y/o galaxias que resulta en excelente acuerdo con la distribución observada a partir de grandes relevamientos de galaxias (ver Fig. 1.3).

Proto-cúmulos, cúmulos y grupos

Los proto-cúmulos de galaxias conforman los ambientes densos del Universo temprano (corrimiento al rojo $z \geq 2$), y las propiedades de este entorno resultan fundamentales para determinar cómo será la evolución de estos objetos hasta formar los cúmulos masivos de galaxias ($M_* > 10^{14} M_\odot$) en el Universo local. En simulaciones, la región donde se formará un cúmulo de galaxias puede identificarse tempranamente ($z \sim 6$) a través del contraste de densidad de la distribución de materia oscura, que se vuelve apreciable en escalas de decenas y hasta centenas de Mpc (Boylan-Kolchin et al., 2009). Inicialmente, a alto corrimiento al rojo, la materia oscura se distribuye en muchos halos pequeños que se agrupan más fuertemente que la materia de su entorno, aunque sin un centro claro (al menos a $z \geq 2$), determinando la etapa de colapso del proto-cúmulo (Overzier, 2016). En etapas posteriores, se erige una concentración de masa en un objeto central, y en su entorno se forma una estructura de filamentos (que alimentan de materia al proto-cúmulo) y regiones sub-densas (vacíos). Para $z = 0$, este objeto cuenta con una galaxia central dominante muy masiva (usualmente denominada BCG, sus siglas en inglés por *brightest cluster galaxy*) y un halo de materia oscura quasi-esférico.

En el Universo local, los cúmulos de galaxias conforman los objetos virializados más masivos que existen, y son el resultado de la evolución cosmológica de los proto-cúmulos de galaxias. Los cúmulos de galaxias tienen masas $M_{200} \geq 10^{14} M_\odot$ (Overzier, 2016), están formados por cientos o miles de galaxias satélites que se mueven a alta velocidad (800 – 1000 km s⁻¹, Girardi et al. 1993) y contienen la mayoría de la masa estelar del cúmulo. Sin embargo, la mayor parte de la masa bariónica está contenida en un plasma difuso que ocupa todo el cúmulo, llamado medio intra-cúmulo (ICM, por *intra-cluster medium*, en inglés). El ICM tiene temperaturas de $10^7 - 10^8$ K, por lo que presenta una fuerte emisión en rayos-X, y su masa supera entre 10 y 20 veces la masa estelar, y posee densidades de $\rho_{\text{ICM}} \sim 10^{-4} - 10^{-2}$ cm⁻³ (Mo et al., 2010). El ICM es crucial en la evolución de las propiedades de las galaxias que orbitan en el interior de los cúmulos. En particular, tiene un efecto dramático sobre la actividad de formación estelar. Los mecanismos físicos mediante los que interactúan las galaxias con el ICM son principalmente dos: la ‘inanición’ (*starvation*, en inglés), en la cual el gas caliente del ICM previene la acreción de gas frío al disco de una galaxia que se convierte en satélite, y la presión de barrido, que puede remover el gas del halo o del disco

³La densidad crítica del universo representa la densidad de materia necesaria para frenar la expansión del universo, y se define como $\rho_{\text{crit}}(t) = \frac{3H(t)^2}{8\pi G}$, donde $H(t)$ es el parámetro de Hubble (dependiente del tiempo t), y G es la constante de gravitación.

⁴Las simulaciones de N -cuerpos, modelos semi-analíticos y simulaciones hidrodinámicas se describen con mayor detalle en el Cap. 2.

de las galaxias satélites (describimos estos procesos en la siguiente sección).

Dada la naturaleza jerárquica del crecimiento de estructuras, es esperable que un cúmulo incorpore tanto galaxias que habitan entornos de menor densidad como galaxias aisladas. Aunque no hay un corte estricto que separe cúmulos de grupos, se suele considerar que los grupos son objetos con masas de $\sim 10^{13} - 10^{14} M_{\odot}$, y están compuestos por $\lesssim 50$ galaxias. Los grupos también poseen un medio gaseoso⁵ que puede alterar las propiedades de las galaxias antes de convertirse en satélites del cúmulo. En los grupos, las galaxias presentan velocidades más bajas que en los cúmulos ($\sim 200 - 300 \text{ km s}^{-1}$, Roberts et al. 2021), por lo que las fusiones de galaxias son más frecuentes que en los cúmulos, y pueden afectar la evolución de las galaxias.

1.2. Procesos físicos relevantes en la formación de galaxias

Los procesos físicos que intervienen en la formación y evolución de las galaxias pueden clasificarse en internos y externos. Los efectos provocados por estos últimos son conocidos como efectos de ambiente puesto que dependen de la densidad del ambiente en el cual residen las galaxias: campo, grupos, cúmulos, filamentos, vacíos. Estos procesos son tenidos en cuenta en la mayoría de los modelos de formación de galaxias, y resultan de particular interés para los objetivos de esta tesis. A continuación, describimos los procesos físicos más relevantes en la formación y evolución de galaxias bajo el paradigma cosmológico ΛCDM ⁶.

Enfriamiento del gas

El gas difuso que cae al pozo de potencial del halo de materia oscura sufre un choque (*shock*⁷) que lo calienta hasta $10^4 - 10^7 \text{ K}$. En las épocas tempranas de formación de los halos, cuando estos son poco masivos, la acreción de gas sufre el shock en la región central del halo, y el tiempo de enfriamiento es lo suficientemente corto como para que el gas se enfríe y forme un disco en una escala de tiempo similar al tiempo de caída libre. En épocas más tardías, el shock de acreción se acerca al radio virial de los halos masivos, y el tiempo de enfriamiento excede el tiempo de cruce de los halos. De esta manera, el gas caliente forma una atmósfera en equilibrio quasi-estático que se enfría y aporta flujos de gas hacia la región central del halo.

A $T_{\text{gas}} > 10^7 \text{ K}$ tanto el gas primordial (compuesto de 75 % hidrógeno, 25 % helio) como el enriquecido (que contiene elementos más pesados) se encuentran mayormente ionizados, y el mecanismo más eficiente de enfriamiento radiativo es cuando los electrones son acelerados al encontrarse con los núcleos atómicos (conocido como radiación de frenado, o *bremstrahlung*, de particular importancia en cúmulos de galaxias).

A temperaturas de $10^4 < T_{\text{gas}} < 10^6 \text{ K}$, otros procesos resultan importantes. El primero y más importante es la ionización por colisiones, en la cual los átomos se ionizan al colisionar con electrones, extrayendo del gas la energía necesaria para lograr la ionización. El segundo mecanismo es la recombinación, en la cual un electrón se recombina con un ion, emitiendo un fotón. La tercera es la excitación colisional, donde los átomos se excitan por colisiones con los electrones libres, y luego decaen al estado fundamental emitiendo radiación. Todos estos procesos dependen fuertemente de la temperatura. Bajo la hipótesis de que el gas es

⁵A lo largo de esta tesis, el término ICM será válido para referirse tanto al medio intra-cúmulo como al medio gaseoso de los grupos de galaxias.

⁶La revisión de los procesos físicos correspondientes a esta sección se obtuvieron del libro Mo et al. (2010), los reviews de Somerville & Davé (2015), Vogelsberger et al. (2020) y Boselli et al. (2021), y los trabajos de Kennicutt (1998a); Fanidakis et al. (2011); Croton et al. (2016b); Henriques et al. (2017), entre otros.

⁷Se usará el término en inglés de aquí en más.

ópticamente delgado a los fotones emitidos, se puede estimar la tasa de enfriamiento dada por la combinación de todos estos mecanismos (ver el capítulo 8.1 y el apéndice B1.4 de [Mo et al., 2010](#), para una derivación de la función de enfriamiento; ver también [Sutherland & Dopita, 1993](#)).

Formación estelar

Uno de los patrones más reconocibles de la secuencia de clasificación de Hubble ([Hubble, 1926](#)) es la gran variedad de morfologías que presentan las galaxias, la variedad de contenido de estrellas jóvenes y de actividad de formación estelar. Estudiar de qué manera las galaxias adquieren su masa en estrellas resulta fundamental para comprender la evolución de las galaxias, y entender la historia evolutiva de los distintos tipos de galaxias que habitan el Universo.

Numerosos estudios observacionales han determinado la tasa de formación estelar (SFR, por *star-formation rate*, en inglés) global en galaxias utilizando la línea de emisión $H\alpha$, el continuo del ultra-violeta o la emisión en el infrarrojo lejano. Estos estudios han mostrado que la SFR, medida como la masa en estrellas formada por año, abarca un amplio rango de valores según la característica de la galaxia estudiada. Por ejemplo, las galaxias elípticas deficientes en gas, las lenticulares y las galaxias enanas tienen SFR prácticamente nulas, mientras que las galaxias espirales ricas en gas tienen $SFR \sim 20 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$. Altas tasas de formación estelar del orden de $\sim 100 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ pueden hallarse en galaxias que presentan brotes de formación estelar (conocidas como galaxias *starburst*), e incluso tasas enormes del orden de $\sim 1000 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ pueden observarse en *starburst* luminosos en el infrarrojo. Estas altas SFR se observan casi exclusivamente en sistemas que presentan fuertes interacciones de marea o fusiones recientes.

Para poder interpretar estas observaciones, los modelos deben incluir los mecanismos a través de los cuales el gas se convierte en estrellas dentro de las galaxias. El medio interestelar (ISM, por *inter-stellar medium*, en inglés) es un medio complejo, con múltiples componentes gaseosas coexistiendo a diferentes densidades y temperaturas ([McKee & Ostriker, 1977](#)). Se observa que las estrellas se forman en la fase molecular del ISM, que es densa y fría ($T = 10 - 20 \text{ K}$), y la eficiencia de la formación de gas molecular en estrellas es tan solo del $\sim 1\%$ ([Krumholz et al., 2012](#)). Se observa también que el hidrógeno molecular H_2 domina el comportamiento del ISM a densidades de $1 - 100 \text{ cm}^{-3}$. Las inestabilidades gravitatorias son las responsables de desatar el colapso del gas y la formación de nubes gigantes moleculares, donde ocurrirá la formación de estrellas, por lo que requerir en los modelos una densidad mínima (de algunos átomos por cm^3) necesaria para la formación estelar es una buena primera aproximación. De todos modos, esto requiere también una alta resolución espacial ($\sim 100 \text{ pc}$) que solo se alcanzan en simulaciones hidrodinámicas con condiciones iniciales tipo *zoom*, donde una representación de baja resolución espacial de los campos de densidad rodean a una región de interés de alta resolución, a diferencia de las condiciones iniciales que muestrean grandes volúmenes periódicos ([Vogelsberger et al., 2020](#)).

La implementación de recetas de formación de estrellas en los modelos semi-analíticos y simulaciones hidrodinámicas es similar. El gas que se ha enfriado disminuye su presión y colapsa conservando su momento angular, hasta que se estabiliza formando un disco. El momento angular inicial del halo de gas puede ser utilizado para estimar el tamaño radial del disco; mientras algunos modelos describen la estructura del disco, la mayoría supone que la distribución superficial de gas sigue una forma exponencial. La receta más simple que puede elaborarse consiste en transformar una fracción del gas frío disponible en estrellas en una escala de tiempo característica, que puede expresarse como:

$$\dot{M}_\star = \epsilon_\star \frac{M_{\text{cold}}}{\tau_\star}, \quad (1.1)$$

donde \dot{M}_\star es la tasa de formación estelar total de la galaxia, M_{cold} es la masa de gas frío, τ_\star es una escala de tiempo característica (usualmente se utiliza el tiempo dinámico de la galaxia, calculado a partir del tamaño y la velocidad característica del halo de materia oscura, de modo que $\tau_\star = \tau_{\text{dyn}} \propto r_{\text{H}}/V_{\text{H}}$, donde r_{H} y V_{H} son el radio y la velocidad del halo), y ϵ_\star es un parámetro libre que regula la eficiencia del proceso. Sin embargo, esta receta no permite reproducir la anti-correlación entre fracción de gas y la masa estelar en galaxias del Universo local.

[Kennicutt \(1998b\)](#) estudia la validez de la ley de formación estelar empleada en [Schmidt \(1959\)](#), representada por una simple ley de potencia que depende de la densidad superficial de gas, Σ_{gas} . Esencialmente, esta relación plantea que la densidad superficial de la tasa de formación estelar está dada por $\Sigma_{\text{SFR}} = A_{\text{SF}} \Sigma_{\text{gas}}^{N_{\text{SF}}}$ si se cumple que $\Sigma_{\text{gas}} > \Sigma_{\text{crit}}$, donde los parámetros A_{SF} y N_{SF} provienen directamente de las observaciones, y Σ_{crit} es una densidad superficial crítica a partir de la cual se dan las condiciones óptimas para que tenga lugar la formación estelar. [Kennicutt \(1989\)](#) mostró que puede esperarse un decrecimiento de la formación estelar a bajas densidades superficiales simplemente considerando la estabilidad gravitatoria del disco. Encontró que la densidad crítica adopta la forma de $\Sigma_{\text{crit}} = \frac{\alpha \kappa c}{3.36 G}$, donde $\alpha \sim 1$ es una constante, c es la dispersión de velocidades del disco, G es la constante de gravitación, y κ es la frecuencia epicyclica del disco. [Kauffmann \(1996\)](#) adapta esta ley de formación estelar al contexto de modelos de formación de galaxias, y supone que las curvas de rotación de los discos son planas, que su velocidad se asemeja a la velocidad de rotación del halo de materia oscura (por lo que $\kappa = R_{200}/V_{200}$), y suponiendo una dispersión de velocidades de $c = 6 \text{ km s}^{-1}$, encuentra que $\Sigma_{\text{crit}} [\text{M}_\odot \text{pc}^{-2}] = 0.59 V_{200} [\text{km s}^{-1}] R_{200} [\text{kpc}]$. [Larson \(1992\)](#) y [Elmegreen \(1994\)](#) mostraron que esta ley de formación estelar (con $N_{\text{SF}} \sim 1.5$) puede derivarse a partir de un disco auto-gravitante, si la SFR es proporcional al cociente entre la densidad del gas (ρ_{gas}) y el tiempo de caída libre ($\propto \rho_{\text{gas}}^{-0.5}$), considerando que la distribución de gas en el disco tiene una altura constante ($\Sigma_{\text{gas}} \propto \rho_{\text{gas}}$). Sin embargo, [Silk \(1997\)](#) sugiere una interpretación alternativa, donde la SFR es proporcional al cociente entre la densidad del gas y la escala orbital del disco, lo que equivale a postular que los discos convierten una fracción de su gas en estrellas por cada órbita alrededor del centro galáctico. De esta manera, $\dot{M}_\star \propto \Sigma_{\text{gas}}/\tau_{\text{dyn}}$ resulta una aproximación válida tanto para galaxias normales de disco, como para aquellas que presentan brotes de formación estelar (ver [Kennicutt, 1998a](#), para más detalles).

Suponiendo que el gas se distribuye de manera homogénea en el disco, la densidad superficial de gas crítica puede ser transformada en una masa de gas mínima necesaria para dar lugar a la formación de estrellas (ver [Croton et al., 2006](#)). De esta manera, varios modelos semi-analíticos actuales presentan una receta de formación estelar de la forma

$$\dot{M}_\star = \epsilon_\star \frac{(M_{\text{cold}} - M_{\text{crit}})}{\tau_\star}. \quad (1.2)$$

donde la masa de gas frío M_{cold} que excede a la masa crítica M_{crit} se transforma en estrellas, con una eficiencia ϵ_\star y en una escala de tiempo τ_\star ([Croton et al., 2006, 2016a](#); [Guo et al., 2011](#); [Henriques et al., 2015a](#); [Cora et al., 2018](#)). Cabe destacar que se ha observado también una dependencia lineal entre Σ_{SFR} y la densidad superficial del gas molecular, Σ_{mol} . Esto es físicamente razonable, dado que la formación de estrellas tiene lugar en densas nubes moleculares ([Kennicutt & Evans, 2012](#)). La separación del gas del disco en hidrógeno atómico y molecular, HI y H₂, permite un modelado más detallado del ISM, y la incorporación de modelos de formación estelar más refinados (ver [Lagos et al., 2011, 2012](#)).

Retroalimentación por supernovas

Por cada evento de formación estelar, las estrellas más masivas evolucionan rápidamente y emiten grandes cantidades de radiación óptica y ultra-violeta, y liberan energía mecánica a través de vientos. Al terminar su corta vida ($\lesssim 100$ Myr) explotan como supernovas (SN, por *supernovae*, en inglés) liberando también grandes cantidades de energía radiativa y mecánica ($\sim 10^{51}$ erg). Esto impacta dramáticamente en el ISM, que resulta ionizado y calentado, y en muchos casos las supernovas logran expulsar parte del gas del disco por medio de vientos. Se suele referir a esta variedad de procesos como ‘retroalimentación por supernovas’ (Larson, 1974; White & Rees, 1978). La retroalimentación por SN afecta principalmente a las galaxias menos masivas ($M_{\star} \lesssim 10^{10} M_{\odot}$), incrementando su metalicidad y alterando la eficiencia de formación estelar. De hecho, White & Rees (1978) argumentan que la retroalimentación por supernova puede inducir una fuerte dependencia de la eficiencia de formación estelar con la masa del halo, y permitiría explicar por qué la conversión de bariones en estrellas resulta tan ineficiente.

Retroalimentación por núcleo galáctico activo

Las galaxias ‘normales’ se caracterizan por tener una emisión en el espectro electromagnético dominada por el conjunto de estrellas. Como las atmósferas estelares están, prácticamente, en equilibrio térmico e hidrodinámico, esta emisión se corresponde con radiación térmica. Dado que las estrellas tienen temperaturas entre $3000 \text{ K} < T < 40000 \text{ K}$, el espectro térmico permanece entre los $\sim 4000 \text{ \AA}$ y los $\sim 20000 \text{ \AA}$, aunque si la galaxia forma estrellas activamente y contiene polvo, puede extenderse hacia ambos extremos (hacia el UV y el infrarrojo lejano).

Sin embargo, una fracción pequeña pero relevante de galaxias tiene espectros mucho más amplios que el esperado para una colección de estrellas, gas y polvo. Estas galaxias emiten desde longitudes de onda de radio hasta rayos-X, lo cual sugiere que parte de su emisión no es de origen térmico. A estas galaxias se las conoce usualmente como ‘activas’; sin embargo, la emisión no térmica proviene de la pequeña región central de estas galaxias (de algunos pársecs de tamaño), denominada núcleo galáctico activo (AGN, por *active galactic nucleus*, en inglés).

Se considera que los AGN se generan por la acreción de materia hacia un agujero negro supermasivo (SMBH, por *super-massive black hole*, en inglés) que se ubica en el centro de las galaxias. La correlación entre la masa de los SMBH y de la galaxia indica una fuerte relación entre la formación de los SMBH y la formación de la galaxia; de hecho, todos los esferoides/bulbos alojan un SMBH, por lo que se espera que todas las galaxias de alta masa hayan atravesado una etapa de AGN a lo largo de su evolución (Fabian, 2012; Heckman & Best, 2014). Además, los AGN son una potente fuente de energía, y el impacto que esta energía tiene en la componente gaseosa de la galaxia y su entorno (y, en consecuencia, en las propiedades observables de la galaxia) deben ser tenidas en cuenta en los modelos de formación y evolución de galaxias.

La acreción de materia por parte de los SMBH genera fenómenos observacionales como radiación electromagnética en múltiples frecuencias, expulsión de materia a velocidades relativistas en forma de chorros (*jets*)⁸, y expulsión de gas a menor velocidad en forma de vientos. Estos procesos de eyección producen retroalimentación cinética, y depositan energía en el medio produciendo retroalimentación térmica; además, la radiación emitida puede ionizar o disociar el gas (retroalimentación radiativa) (ver el *review* de Fabian, 2012). Las grandes cantidades de energía y momento producidas por los AGN se acoplan de diversas

⁸Se usará el término en inglés de aquí en más.

maneras con el gas presente dentro y fuera de las galaxias, generando una auto-regulación del crecimiento del agujero negro central, y una supresión del enfriamiento de gas y de la formación estelar en escalas galácticas.

Existen dos vías principales de crecimiento de los SMBH, y cada una está asociada a un escenario astrofísico diferente y produce un tipo de retroalimentación diferente (Croton et al., 2006; Fanidakis et al., 2011, 2012; Fabian, 2012; Kormendy & Ho, 2013a). Las mismas son:

- **Acreción de gas frío.** En general, cuando dos galaxias de tamaño similar se fusionan, el proceso es acompañado por un brote de formación estelar a partir del gas frío que se transfiere de ambas galaxias al centro del pozo de potencial del remanente; en ese caso, parte de ese gas es acretado por el SMBH que resulta de la fusión de los respectivos SMBH de las galaxias involucradas, en el caso de que los tuvieran. Además, cuando un disco se vuelve inestable, puede desatar un brote de formación estelar y la formación de una barra (Efstathiou et al., 1982; Mo et al., 1998; Binney & Tremaine, 2008); en este escenario, una fracción del gas frío del disco es transferida por la barra hacia el centro de la galaxia, y es acretado por el SMBH. Estos procesos están asociados a altas tasas de acreción de materia sobre el agujero negro, en las cuales el gas acretado forma un disco alrededor del SMBH que es geoméricamente delgado y ópticamente grueso (Shakura & Sunyaev, 1973). Este disco pierde energía en forma de fotones de manera muy eficiente, produciendo retroalimentación radiativa (este escenario se conoce como *quasar mode*, según la terminología introducida por Croton et al., 2006).
- **Acreción de gas caliente.** Cuando el gas cae al pozo de potencial del halo de materia oscura a través de acreción cosmológica, se calienta y se establece un halo de gas en equilibrio cuasi-hidrostático que rodea a la galaxia central. Este gas se enfría y cae al disco de la galaxia, y parte del gas alimenta también al SMBH (White & Frenk, 1991; Cole et al., 2000). En este escenario, las tasas de acreción sobre el agujero negro son más pequeñas, y la forma de acreción del gas es a través de un flujo dominado por la advección (ver Yuan & Narayan, 2014, para una revisión de este tema), que consiste en un disco geoméricamente grueso y ópticamente delgado (este escenario ha sido definido como *radio mode* en Croton et al., 2006). Mediante los mecanismos de Blandford & Znajek (1977) y Blandford & Payne (1982) se pueden generar jets, que inyectan energía mecánica en el gas circundante; se estima que para la galaxia central de un cúmulo, el jet puede inyectar una potencia de $\sim 10^{45} \text{erg s}^{-1}$, suficiente para detener el enfriamiento del gas caliente del ICM.
- **Fusiones de agujeros negros.** Por completitud, mencionamos también que durante las fusiones de galaxias, los agujeros negros de cada una forman un sistema binario que pierde momento angular mediante ondas gravitacionales y termina formando un único agujero negro a partir de la fusión de ambos. Este mecanismo no está asociado a ningún proceso particular de retroalimentación.

Presión de barrido sobre el gas del disco

Las galaxias que se mueven a alta velocidad a través de un medio gaseoso experimentan una fuerza que puede remover parte de su contenido gaseoso, conocida como presión de barrido (RP, por *ram-pressure*, en inglés). Esto ocurre, generalmente, cuando se mueven dentro de un ambiente de alta densidad, como grupos o cúmulos de galaxias, a través de su ICM. El mecanismo de remoción de gas por RP (RPS, por *ram-pressure stripping*, en inglés) fue propuesto por Gunn & Gott (1972) hace 50 años para explicar la peculiar morfología de galaxias que presentaban ‘colas’ de gas que emitían en radio, y usualmente es considerado

como el mecanismo perturbativo dominante en los cúmulos de galaxias como Coma, Virgo y Norma (Vollmer et al., 2001; Boselli & Gavazzi, 2006; Gavazzi et al., 2013; Roberts et al., 2019). Simulaciones de diverso tipo han mostrado que este mecanismo puede remover el gas atómico y molecular presente en el disco de galaxias de diferente masa, según el ambiente en el que orbiten (Abadi et al., 1999; Vollmer et al., 2001).

El gas presente en una galaxia que se mueve a una velocidad v relativa al ICM experimenta una fuerza de arrastre (generada por los protones) lo cual genera una presión de barrido sobre la nube, que puede estimarse como

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

y puede remover el gas del ISM siempre que supere la fuerza gravitatoria que mantiene ligado el gas al disco de la galaxia (Gunn & Gott, 1972; Fujita & Nagashima, 1999; Abadi et al., 1999). En la formulación original de Gunn & Gott (1972), esto se expresa como

$$P_{\text{ram}} > 2\pi G \Sigma_{\star} \Sigma_{\text{gas}} = \frac{v_{\text{rot}}^2 \Sigma_{\text{gas}}}{R_{\text{gal}}}, \quad (1.4)$$

donde Σ_{\star} y Σ_{gas} son la densidad superficial de estrellas y gas, v_{rot} la velocidad de rotación de la galaxia, y R_{gal} su radio. De esta manera, la RP depende tanto de las propiedades del ambiente, del movimiento de la galaxia y de sus propiedades intrínsecas. Es importante destacar que la RP es un proceso hidrodinámico que involucra dos componentes gaseosas. Por esta razón, las estrellas, que ocupan una pequeña proporción de la superficie del disco, no resultan perturbadas en la interacción.

Las fuerzas gravitacionales que mantienen al ISM acoplado al disco estelar pueden ser estimadas a partir de la variación radial de la densidad superficial del gas (o estrellas), o de la curva de rotación de la galaxia. La variación radial de estas cantidades es conocida con precisión en galaxias de tipo tardío, y pueden ser derivadas a partir de datos observacionales o analíticos usando relaciones simples. Por ejemplo, los perfiles radiales de gas y estrellas pueden ser representados por un disco que decae exponencialmente, especialmente las regiones externas que son más sensibles a la presión de barrido. Siguiendo a Cortese et al. (2007), se pueden expresar como

$$\Sigma_{\text{gas},\star} = \frac{M_{\text{gas},\star}}{2\pi r_{0,\text{gas},\star}^2} \exp\left(-\frac{r}{r_{0,\text{gas},\star}}\right) \quad (1.5)$$

donde $r_{0,\text{gas},\star}$ es la escala del perfil exponencial del disco de gas o estrellas. Mediante simples relaciones puede derivarse, a su vez, un radio y una masa de remoción, que caracterizan el impacto del evento de RPS sobre el gas del disco. Para ver la derivación de esta expresión, referimos al lector al review de Boselli et al. (2021), y a la Sec. 2.2 para una implementación particular en el contexto de modelos semi-analíticos.

A partir de estas relaciones, Boselli et al. (2021) estima, de manera aproximada, el impacto de RPS sobre las galaxias como función de su masa estelar, su posición dentro de un cúmulo, y la masa del halo principal (ver su fig. 3). Encuentran que en un cúmulo tan masivo como Coma ($M_{200} \sim 8.9 \times 10^{14} M_{\odot}$), todas las galaxias activas de $M_{\star} \leq 10^{8.3} M_{\odot}$ pueden perder la totalidad del gas al llegar al radio virial del cúmulo, caracterizado por R_{200} , mientras que aquellas de $M_{\star} \leq 10^{10.2} M_{\odot}$ deben alcanzar las regiones internas del mismo ($r \leq 0.2 R_{200}$) para resultar afectadas. Para el mismo cúmulo, las galaxias de $M_{\star} \leq 10^{9.5} M_{\odot}$ ubicadas cerca del radio virial pueden perder $\sim 50\%$ del gas. Como es esperable, la eficiencia de remoción del gas decrece en ambientes menos densos, pero aún son dominantes en cúmulos tan masivos como el de Virgo ($M_{200} \sim 10^{14} M_{\odot}$), y pueden ser importantes en galaxias de baja masa que

cruzan las regiones internas de grupos de galaxias. Por ejemplo, galaxias de $M_{\star} \leq 10^9$ pueden perder hasta la mitad de su gas al cruzar $r \leq 0.2R_{200}$.

RPS del gas caliente del halo

Las componentes gaseosas de una galaxia incluyen tanto el gas atómico y molecular del disco como una componente extendida de gas caliente ($T \sim 10^6 - 10^7$ K). Los modelos establecen que este halo de gas caliente se distribuye dentro del radio virial del halo de materia oscura de la galaxia, y mediante su enfriamiento es el encargado de alimentar el gas presente en el disco.

Existe observación directa de la acción de RP sobre el halo de gas caliente. Dada la alta temperatura a la que se encuentra esta componente, su emisión en rayos-X puede ser directamente observable. Existen numerosos trabajos que reportan ‘colas’ de gas que emiten rayos-X en galaxias que orbitan dentro de cúmulos de galaxias (Sun & Vikhlinin, 2005; Sun et al., 2007; Randall et al., 2008), por lo que es esperable que estas galaxias estén experimentando RPS. En particular, se ha detectado la presencia de colas de gas en rayos-X en galaxias del cúmulo de Virgo (Weżgowiec et al., 2011), del cúmulo de Norma (Abell 3627, Sun et al., 2006) y el cúmulo de Leo (Abell 1367, Sun et al., 2021, y referencias allí citadas), tanto en galaxias de tipo temprano como de tipo tardío.

Resulta fundamental la incorporación de la remoción gradual del halo de gas caliente por RP en la evolución de las galaxias. Es esperable que el impacto de este proceso sea más fuerte (y, por lo tanto, más relevante) en cúmulos de galaxias, aunque también puede tener un rol importante en grupos de galaxias. Cabe destacar que el $\sim 25\%$ de las galaxias de $M_{\star} > 10^9 M_{\odot}$ se encuentran en halos de $M_{200} > 10^{14} M_{\odot}$, y esa proporción asciende al $\sim 45\%$ para galaxias localizadas en halos de $M_{200} \sim 10^{13} - 10^{14} M_{\odot}$ (Henriques et al., 2015a), por lo que su implementación tiene impacto en la evolución de una alta proporción de galaxias.

1.3. Evolución de galaxias en ambientes de alta densidad

En esta sección describimos las características que presentan los cúmulos de galaxias en las etapas tempranas de su formación (etapa de proto-cúmulos), y las propiedades que presentan las galaxias distribuidas a su alrededor. Además, detallamos numerosos trabajos observacionales y teóricos que estudian el vínculo entre las propiedades de las galaxias en el Universo local (principalmente la tasa de formación estelar) con la densidad del ambiente en el que se encuentran. Por último, destacamos la relación que presenta la evolución de la formación estelar con la historia orbital de las galaxias presentes en cúmulos.

Galaxias en entornos de proto-cúmulos

Existen numerosas estrategias observacionales para detectar proto-cúmulos de galaxias. Una estrategia consiste en detectar la emisión en rayos X de origen térmico que se origina en el ICM, aunque esta no resulta lo suficientemente intensa a $z > 2$, donde los cúmulos tienen su etapa temprana de formación (ver el capítulo 2 de Overzier, 2016). Otra posibilidad es buscar sobre-densidades de galaxias en relevamientos de gran superficie, pero los corrimientos al rojo de las galaxias deben confirmarse mediante espectros, ya que de otro modo las incertidumbres en el corrimiento al rojo pueden resultar más grandes que el tamaño físico de las sobre-densidades (Chiang et al., 2013). Una estrategia más eficiente es estudiar el entorno de objetos que son candidatos a ubicarse en los picos de densidad de materia. En términos generales, las galaxias más luminosas están altamente agrupadas, sugiriendo que se encuentran alojadas por halos masivos. Los cuasares se encuentran entre los objetos más luminosos del

Universo, y se supone que pueden servir como trazadores de las estructuras más masivas (e.g. [Wold et al., 2003](#); [Kashikawa et al., 2007](#); [Overzier et al., 2009](#); [Adams et al., 2015](#)). Otras candidatas para trazar estructuras masivas son las radio galaxias, que tienen masas estelares del orden de $\sim 10^{12}M_{\odot}$ (e.g. [Le Fevre et al., 1996](#); [Pentericci et al., 1997](#); [Venemans et al., 2002](#); [Venemans et al., 2007](#); [Hayashi et al., 2012](#); [Orsi et al., 2016](#)). Por ejemplo, utilizando la línea $\text{Ly}\alpha$, [Venemans et al. \(2007\)](#) encuentran que las radio galaxias parecen trazar estructuras con masas de $10^{14} - 10^{15} h^{-1} M_{\odot}$ ⁹ en el rango $2 < z < 5$.

Para estudiar las propiedades de las galaxias que se localizan en estos entornos, es necesario interpretar correctamente la emisión que presentan en distintas longitudes de onda. La intensa actividad de formación estelar en galaxias en el Universo temprano genera una gran cantidad de fotones ultra-violeta (UV), que ionizan el hidrógeno circundante a la región de formación estelar. A continuación, la recombinación del hidrógeno produce una serie de intensas líneas de emisión (ver [Dijkstra, 2017](#)). Las galaxias con líneas de emisión (ELG, por *emission-line galaxies*, en inglés) son galaxias activas, con intensa formación estelar, cuyo espectro contiene intensas líneas de emisión de origen nebular. Como la intensidad característica de las líneas de emisión permite su detección y la determinación precisa del corrimiento al rojo en el que se encuentran las galaxias, usualmente son utilizadas para detectar sobre-densidades de materia a alto corrimiento al rojo. Esta particularidad permite también acotar su distribución espacial en volúmenes cosmológicos relativamente finos.

Entre las ELG, aquellas que tienen las líneas de emisión detectable $\text{Ly}\alpha$ ($\lambda = 1216\text{\AA}$) o $\text{H}\alpha$ ($\lambda = 6563\text{\AA}$) se las denominan como LAEs y HAEs (por $\text{Ly}\alpha$ y $\text{H}\alpha$ *emitters*, en inglés), respectivamente. En una galaxia con formación estelar activa, estas líneas poseen el mismo origen astrofísico: se producen cuando la emisión ionizante de estrellas jóvenes y masivas es absorbida por regiones compuestas de hidrógeno atómico en el ISM. La recombinación de estos átomos conduce a la emisión de fotones que generan las líneas $\text{Ly}\alpha$ y $\text{H}\alpha$ ¹⁰ ([Orsi, Lacey & Baugh, 2012](#); [Dijkstra, 2017](#)). Además, los fotones de $\text{Ly}\alpha$ son absorbidos y dispersados por el ISM, el medio circum-galáctico (CGM, por *circum-galactic medium*, en inglés) y el medio intergaláctico (IGM, por *inter-galactic medium*, en inglés) a través de complejos procesos de transferencia radiativa, que afectan a las propiedades observadas de las LAEs ([Orsi et al., 2014](#); [Gurung-López et al., 2019b](#)). Sin embargo, dada la baja probabilidad de interacción entre los fotones $\text{H}\alpha$ y los átomos de hidrógeno neutro, las HAEs no se ven afectadas por estos procesos, particularidad que las convierte en excelentes trazadoras de la tasa de formación estelar instantánea ([Kennicutt, 1998a](#); [Calzetti, 2013](#)).

Las campañas que relevan la emisión tanto $\text{H}\alpha$ como $\text{Ly}\alpha$ para el mismo corrimiento al rojo resultan fundamentales para entender las propiedades intrínsecas de las HAEs y LAEs, y proveen información sobre las funciones de luminosidad intrínsecas y observadas¹¹. Aunque la fracción de emisores duales (galaxias que emiten tanto $\text{H}\alpha$ como $\text{Ly}\alpha$, que llamaremos HAEs+LAEs) depende de la profundidad del relevamiento ([Shimakawa et al., 2017b](#)), numerosos estudios reportan la baja fracción de fotones $\text{Ly}\alpha$ que escapan de las HAEs: entre el $\sim 5\%$ ([Hayes et al., 2010](#); [Matthee et al., 2016](#)) y el $\sim 37\%$ ([Sobral et al., 2017](#)). La fracción de escape muestra una fuerte anti-correlación con la extinción por polvo y la SFR, y una débil anti-correlación con la masa estelar ([Hayes et al., 2011](#); [Matthee et al., 2016](#)).

Cabe destacar que numerosos autores reportan diferentes poblaciones de galaxias habiando regiones de alta densidad en el Universo temprano, y la manera en que el entorno de los

⁹Notamos que h es una constante adimensional que se define a partir de la constante de Hubble, de manera que $h = H_0/(100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})$.

¹⁰Nos referimos a los mismos simplemente como fotones $\text{Ly}\alpha$ y $\text{H}\alpha$.

¹¹Remarcamos que un relevamiento dual puede ser realizado desde observatorios localizados en la Tierra únicamente en un rango de corrimiento al rojo angosto ($z \sim 2.2 - 2.5$).

proto-cúmulos afecta la emisión de las ELGs resulta todavía un tema de debate (ver el *review* de Overzier, 2016). Por ejemplo, utilizando datos de los campos VLT FORS, Venemans et al. (2002) y Venemans et al. (2007) encuentran que las LAEs se distribuyen de manera relativamente aleatoria en el proto-cúmulo TN-J1338 ($z \sim 4.1$), mientras que Overzier et al. (2008) encuentran que las LAEs parecen habitar regiones desprovistas de galaxias cuyo espectro presenta el quiebre de Lyman (*Lyman Break Galaxies*, en inglés, seleccionadas por su emisión en UV). En un trabajo pionero, Kurk et al. (2004) observan el proto-cúmulo *SpiderWeb* tanto en H α como en Ly α , y encuentran que la distribución espacial de las HAEs y las LAEs difiere. Este proto-cúmulo está localizado alrededor de la radio-galaxia PKS 1138-262 a $z = 2.16$, y presenta una concentración de HAEs en dirección hacia la radio-galaxia, mientras que las LAEs no lo hacen (Kurk et al., 2004).

Otro ejemplo notable resulta ser el proto-cúmulo USS1558-003, ubicado alrededor de una radio-galaxia a $z \sim 2.5$ (Hayashi et al., 2012), ya que es uno de los pocos que ha sido estudiado tanto en H α como en Ly α , permitiendo comparar las características de las HAEs y LAEs en un único entorno. Hayashi et al. (2016) estudian las propiedades de las HAEs de USS1558-003, y encuentran que las HAEs con $M_\star > 10^{10} M_\odot$ se encuentran en la secuencia principal definida por las galaxias activas de campo SFR – M_\star , mientras que algunas HAEs con $M_\star < 10^{9.3} M_\odot$ se desvían hacia arriba de la secuencia principal, y presentan SFRs consistentes con galaxias con brotes de formación de estrellas. Shimakawa et al. (2017a) analizan la emisión Ly α de las HAEs en el proto-cúmulo USS1558-003 y encuentra una clara falta de LAEs en las densas regiones trazadas por las HAEs. Ellos sugieren que esto se debe a que un exceso de polvo y gas (que es acretao a lo largo de un filamento de gas frío) previene el escape de los fotones Ly α desde la región central del proto-cúmulo.

Una manera de cuantificar cómo las galaxias se distribuyen alrededor de objetos centrales es calcular el agrupamiento de las galaxias mediante la función de correlación cruzada (ver Sec. 3.2). A alto corrimiento al rojo, la función de correlación cruzada, ξ_{cc} , entre los objetos centrales que trazan las sobre-densidades (radio-galaxias y cuasares) y las ELGs que se distribuyen a su alrededor, ofrecen información tanto a pequeña como gran escala. Orsi et al. (2016) encuentran que, a grandes escalas ($r \gtrsim 10 h^{-1} \text{Mpc}$), la amplitud de ξ_{cc} para HAEs y LAEs es mayor cuando los objetos centrales son radio-galaxias, debido a que habitan halos de materia oscura más masivos. A pequeñas escalas, LAEs de baja luminosidad ($L_\alpha > 10^{41} h^{-2} \text{erg s}^{-1}$) tienen mayor ξ_{cc} que LAEs brillantes ($L_\alpha > 10^{42} h^{-2} \text{erg s}^{-1}$), debido a que la retroalimentación por AGN previene que a pequeñas separaciones la señal de ξ_{cc} este dominada por galaxias con brotes de formación estelar. Es decir, la distribución espacial de HAEs y LAEs presenta diferencias que pueden ser cuantificadas mediante el estudio de la función de correlación de estas poblaciones. Recientemente, Gurung-López et al. (2020) encuentran que la presencia de IGM produce un efecto sobre la función de auto-correlación $\xi(r)$ de LAEs a $z = 5.7$, engrosando la forma de la $\xi(r)$ alrededor de la escala característica de oscilación acústica de los bariones, y desplazando $\sim 1 h^{-1} \text{cMpc}^{12}$ el lugar donde ocurre el máximo de la señal. Si la presencia de IGM tiene un impacto en el estudio de la distribución espacial de las LAEs en ambientes densos, podría inducir conclusiones engañosas al interpretar el agrupamiento en relevamientos futuros como HETDEX (Hill et al., 2008) o DESI (Levi et al., 2013).

¹²Las coordenadas referidas al sistema de referencia en el cual la distancia entre objetos no cambia debido a la expansión del Universo se denominan co-móviles. En este caso, la unidad cMpc se refiere a mega-pársecs co-móviles. La relación entre las coordenadas co-móviles y coordenadas físicas es $X_{\text{co-móvil}} = X_{\text{física}} \cdot (1 + z)$.

Supresión de la formación estelar en grupos y cúmulos

Las galaxias pueden separarse, a grandes rasgos, en aquellas que tienen una baja o nula actividad de formación estelar, usualmente denominadas ‘pasivas’, de aquellas que aún forman nuevas estrellas, que llamaremos ‘activas’¹³. Típicamente, las galaxias pasivas presentan morfologías de tipo esferoidal o elípticas, contienen una gran cantidad de masa en estrellas, y se ubican en ambientes de alta densidad; por otra parte, las galaxias activas presentan morfologías de disco y tienden a localizarse en ambientes de baja densidad (Dressler, 1980; Kauffmann et al., 2003; Baldry et al., 2004).

En términos evolutivos, el descubrimiento de que la evolución de la SFR por unidad de volumen comóvil (conocida como densidad de SFR) crece rápidamente a medida que disminuye el corrimiento al rojo alcanzando su máximo a $z \sim 2$ para luego decrecer hacia $z = 0$. (Madau et al., 1996) mostró que la formación de estrellas debe ser vista no como un evento sino como un proceso, en el cual las galaxias más masivas adquieren su masa en épocas más tempranas, mientras que las menos masivas lo hacen más tardíamente, característica conocida como *downsizing* (Cowie et al., 1996; Cattaneo et al., 2008). De hecho, la población de estrellas actuales en el Universo se formó, en promedio, alrededor de $z \sim 1.3$ (Wilkins et al., 2008; Karim et al., 2011), hace unos ~ 8.5 Giga-años (Gyr, por *Giga-years*, en inglés). A cada época, la SFR de las galaxias activas es aproximadamente proporcional a su contenido de masa estelar, pero el cociente entre ambas (la tasa de formación estelar específica, o sSFR, por *specific star-formation rate*, en inglés) aumenta fuertemente con el corrimiento al rojo, al menos hasta $z = 3$ (Noeske et al., 2007; Karim et al., 2011). También se ha observado que la población de galaxias puede separarse en activas y pasivas a cada z , y se muestra que la fracción de pasivas es mucho menor en épocas tempranas del Universo (Wetzel et al., 2013; Muzzin et al., 2013; Ilbert et al., 2013).

En el Universo local, tanto las observaciones como los modelos teóricos coinciden en que muchas propiedades de galaxias, como los colores, morfología o SFR, presentan una bimodalidad. Para interpretar estas observaciones, resulta fundamental considerar diferentes procesos físicos que tienen como resultado la supresión¹⁴ de la formación estelar en las galaxias y la transformación morfológica. Estos procesos físicos están asociados tanto con el contenido de masa que tienen las galaxias, como también con la densidad del ambiente en que se ubican. De hecho, dada la naturaleza jerárquica del crecimiento de estructuras, se espera que las propiedades de las galaxias dependan de si se encuentran en el centro del pozo de potencial de los halos (por lo cual se las denomina galaxias centrales) o son satélites orbitando dentro de los halos. Por ejemplo, gracias a la amplia muestra de galaxias del *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS Abazajian et al., 2009), se ha demostrado que existe una masa característica del orden de $\sim 10^{10.5} M_{\odot}$ a partir de la cual las galaxias son predominantemente pasivas, aún si se encuentran aisladas, y por debajo de la cual son predominantemente activas (Kauffmann et al., 2003), especialmente si se encuentran aisladas. Más específicamente, galaxias con $M_{\star} \lesssim 10^{10} M_{\odot}$ tienden a ser pasivas si se ubican en ambientes de alta densidad como grupos y cúmulos (Wetzel et al., 2012; Schaefer et al., 2019).

La dependencia de la actividad de formación estelar con la masa estelar y la densidad del ambiente se refleja en el estudio de la fracción de galaxias pasivas cuando se consideran muestras de galaxias aisladas o de satélites de grupos y cúmulos. Por ejemplo, la fracción de

¹³En la literatura en inglés, las galaxias pasivas son denominadas *passive galaxies* o *quenched galaxies*; este último término hace referencia a la supresión de la formación estelar (*star formation quenching*), sin especificar los procesos físicos involucrados. Por otra parte, las galaxias que forman estrellas activamente se denominan *star-forming* y, a lo largo de esta tesis, nos referiremos las mismas como ‘activas’; este término no hace alusión al hecho de que en su interior la galaxia pueda albergar un AGN.

¹⁴A modo de convención, utilizaremos la palabra ‘supresión’ para denotar la disminución de la SFR por debajo de un determinado umbral.

galaxias pasivas (sin discriminar entre satélites o centrales) aumenta conforme aumenta la masa estelar, prácticamente a toda época del Universo (para $z \lesssim 3$, como muestran [Muzzin et al., 2013](#); [Fossati et al., 2017](#)). Cuando solo se consideran galaxias satélites, la fracción de galaxias pasivas depende de la masa del halo principal en el que se encuentran, y aumenta conforme aumenta la masa del halo, a masa estelar fija ([Wetzel et al., 2012, 2013](#); [Davies et al., 2019](#)). Más aún, es más probable que las satélites sean pasivas si fueron acretadas tempranamente ([Pasquali et al., 2019](#)), evidenciando la relevancia del ambiente en la supresión de la formación estelar.

En las últimas décadas se han dedicado muchos esfuerzos a determinar la importancia relativa que la masa estelar y la densidad del ambiente tienen en la supresión de la formación estelar, y cómo afectan a las propiedades de galaxias centrales y satélites. Por convención, la supresión de la formación estelar que ocurre por procesos vinculados a la masa estelar se denomina ‘supresión por masa’, y la que se da por procesos vinculados con el ambiente en el que se encuentran las galaxias se denomina ‘supresión por ambiente’ ([Peng et al., 2010a](#)).

Por un lado, la supresión por masa se asocia a procesos auto-regulados, como la retroalimentación por AGN (e.g. [Fabian, 2012](#); [Beckmann et al., 2017](#)) y retroalimentación estelar (e.g. [Hopkins et al., 2014](#); [Chan et al., 2018](#)), que pueden afectar tanto a las galaxias centrales como satélites, y se cree que son, en gran parte, responsables de la dependencia de las propiedades de las galaxias con su masa estelar. La supresión por ambiente, por otro lado, corresponde a la disminución de la actividad de formación estelar en galaxias satélites debido a que pasan a formar parte de un ambiente denso. Este escenario involucra procesos físicos que dependen del ambiente, como la presión de barrido (RP, ya descrita), remoción por fuerzas de marea (TS, por *tidal stripping*, en inglés, [Merritt, 1983](#)), evaporación térmica ([Cowie & Songaila, 1977](#)), remoción viscosa turbulenta (*turbulent viscous stripping* en inglés, [Nulsen, 1982](#)) y hostigamiento galáctico (*galaxy harassment* en inglés, [Moore et al., 1996](#)). La RP ejercida por el ICM sobre la componente gaseosa de la galaxia ha sido propuesta como la principal causa de la transformación de las galaxias una vez que se convierten en satélites ([McCarthy et al., 2008](#); [Tecce et al., 2010](#); [Bahé et al., 2013](#); [Jaffé et al., 2015](#); [Boselli et al., 2014a, 2016](#); [Steinhauser et al., 2016](#); [Lotz et al., 2019](#); [Roberts et al., 2019](#)), ya que reduce el contenido de gas caliente del halo y/o de gas frío del disco, reduciendo o suprimiendo la formación estelar. Existe evidencia de la acción de la RP sobre el gas frío del disco de las galaxias (que incluye a las visualmente impactantes galaxias ‘jellyfish’, [Ebeling et al., 2014](#)), tanto observacionalmente ([Chung et al., 2009](#); [Poggianti et al., 2017](#); [Boselli et al., 2018](#); [Roberts & Parker, 2020](#); [Moretti et al., 2021](#)) como teóricamente ([Yun et al., 2019](#); [Franchetto et al., 2021](#)). Referimos al lector a [Boselli et al. \(2021\)](#) para un reciente *review* del tema. La RP depende tanto de la densidad local del ICM como de la velocidad relativa de la galaxia (ver ec. 1.3), por lo cual es esperable que este proceso sea más intenso en cúmulos masivos y sobre galaxias que atraviesan el medio a alta velocidad. Sin embargo, no hay un amplio consenso sobre las escalas de tiempo involucradas en el proceso de RP. Mientras que algunos autores encuentran que esta escala de tiempo es corta, del orden de 1 Gyr o menos ([McCarthy et al., 2008](#); [Catinella et al., 2013](#); [Lotz et al., 2019](#)), otros encuentran que todo el proceso de supresión de la formación estelar requiere de varios Gyr ([De Lucia et al., 2012](#); [Wetzel et al., 2013](#); [Oman & Hudson, 2016](#); [Cora et al., 2019](#)). Por lo tanto, la densidad local del ambiente resulta insuficiente para determinar las propiedades de las galaxias, ya que dependen también del tiempo de permanencia dentro del ambiente ([Smith et al., 2019](#); [Pasquali et al., 2019](#)).

Se ha reportado que la supresión por masa y ambiente son independientes entre sí (e.g. [Peng et al., 2010a](#); [Quadri et al., 2012](#); [Muzzin et al., 2012](#); [Lin et al., 2014](#); [Gabor & Davé, 2015](#)), mientras que otros estudios concluyen lo contrario (e.g. [Darvish et al., 2016](#); [Kawinwanchakij et al., 2017](#)). [Darvish et al. \(2016\)](#) encuentran que la supresión por ambiente es más

eficiente en galaxias más masivas ($M_\star \gtrsim 5 \times 10^{10} M_\odot$) a $z \lesssim 1$, mientras que la supresión por masa gana relevancia a $z \gtrsim 1$ y es más eficiente en ambientes más densos. [Kawinwanichakij et al. \(2017\)](#) extienden el análisis a masas más bajas, demostrando que la mayoría de las galaxias pasivas de baja masa ($M_\star \approx 3 \times 10^9 - 10^{10} M_\odot$) pueden ser explicadas por supresión por ambiente. A masa estelar fija, la densidad de SFR decrece más abruptamente a medida que disminuye el corrimiento al rojo para galaxias en cúmulos que en el campo ([Guglielmo et al., 2015](#)), resaltando la importancia de la supresión por ambiente, especialmente desde $z \sim 1.5$ ([Nantais et al., 2017](#)).

La interacción y las fusiones entre galaxias podrían explicar el escenario en el cual la supresión por ambiente y masa no son separables, i.e., en el régimen de ambientes densos y galaxias muy masivas ([Darvish et al., 2016](#)). Las galaxias masivas ($M_\star \sim 10^{10} - 10^{11.5} M_\odot$) han experimentado típicamente una fusión con un objeto de masa similar a la suya¹⁵ desde $z = 1$ ([Xu et al., 2012](#)). De igual manera, las elípticas en grupos adquieren su morfología esferoidal a través de fusiones mayores que suceden en épocas tempranas ($z \gtrsim 1$), cuando la galaxia habita el halo progenitor de estos sistemas, y el truncamiento de la formación estelar sucede más tardíamente cuando se incorpora al grupo ([Feldmann et al., 2011](#)). Las caídas (*‘inflows’*, en inglés) masivas de gas en las fusiones mayores de galaxias activas desatan brotes de formación estelar y alimentan el SMBH ([Hopkins et al. e.g. 2008](#); [Khabiboulline et al. e.g. 2014](#)); mientras el brote consume la mayor parte del gas del núcleo, la retroalimentación por supernovas y por la presencia de un AGN expulsan el gas residual.

Los modelos de formación de galaxias han explorado la importancia relativa de diferentes mecanismos de supresión de la formación estelar, utilizando tanto simulaciones hidrodinámicas (e.g. [Schaye et al., 2015](#); [Bahé & McCarthy, 2015](#); [Taylor et al., 2017](#); [Davé et al., 2017](#); [Pallero et al., 2019](#); [Oman et al., 2021a](#); [Donnari et al., 2021b,a](#); [Pallero et al., 2022](#)) como modelos semi-analíticos (e.g. [De Lucia et al., 2012](#); [Henriques et al., 2017](#); [Stevens & Brown, 2017](#); [Cora et al., 2018](#); [Henriques et al., 2019](#)). Ambas aproximaciones predicen que la supresión empieza una vez que el enfriamiento de gas se vuelve ineficiente (e.g. [Schawinski et al., 2014](#); [Peng et al., 2015](#)). De esta manera, el gas frío del disco no es alimentado por el enfriamiento de gas caliente, y se consume en unos pocos Gyr. Esto resulta en un declive de la tasa de formación estelar hasta que la galaxia se vuelve pasiva. Este escenario corresponde con la segunda etapa de supresión conocida como *demorada-luego-rápida*, propuesto por [Wetzel et al. \(2013\)](#), en el cual el inicio de la supresión desde la primera caída a un cúmulo puede demorarse $\sim 3 - 4$ Gyr para galaxias de baja masa ($\sim 10^{10} M_\odot$) y ~ 2 Gyr para las masivas ($\sim 10^{11} M_\odot$). Una vez que empieza la supresión de la formación estelar, ésta sucede en una corta escala de tiempo ($\lesssim 1$ Gyr).

Conexión entre la formación estelar y la evolución orbital

Además de los cúmulos masivos, se ha establecido que los ambientes menos masivos, como los grupos de galaxias, también resultan relevantes en la evolución de las galaxias satélites, dado que son fundamentales en la constitución de las grandes estructuras del Universo ([Zabludoff & Mulchaey, 1998](#); [Fujita, 2004](#)). De hecho, una alta proporción de galaxias que actualmente se encuentran en cúmulos de galaxias estuvo previamente dentro de entornos de grupos, y halos más pequeños. Los cúmulos masivos ($M_{200} > 10^{14.5} M_\odot$) pueden acretar galaxias que habitan grupos ($M_{200} \sim 10^{13} M_\odot$) o también filamentos (además de galaxias centrales). Utilizando un abordaje semi-analítico, [McGee et al. \(2009\)](#) muestran que el ~ 40 % de las galaxias que acreta un cúmulo proviene de grupos; más recientemente, [Benavides et al.](#)

¹⁵Consideramos una ‘fusión mayor’ cuando la relación entre las masas estelares de las galaxias que se fusionan cumple $0.3 \leq M_{\star, \text{sat}}/M_{\star, \text{cen}} \leq 1$.

(2020) utilizan la simulación hidrodinámica ILLUSTRIS (Vogelsberger et al., 2014), y encuentran que un $\sim 38\%$ de las galaxias del cúmulo proviene de grupos de $M_{200} \sim 10^{14} M_{\odot}$. También Wetzel et al. (2013) encuentran que, en los halos más masivos, la manera de acreción dominante es a través de satélites que habitan halos más pequeños, ya que la acreción de galaxias centrales del campo cae por debajo del $\sim 50\%$. Los procesos físicos que experimentan las satélites previo a ingresar al cúmulo se consideran un ‘pre-procesado’ (Balogh et al., 1999; Fujita, 2004; De Lucia et al., 2012; Wetzel et al., 2013; Taranu et al., 2014; Haines et al., 2018; Smith et al., 2019; Pallero et al., 2019; Just et al., 2019; Rhee et al., 2020). Por ejemplo, Fabello et al. (2012) encuentran evidencia de que la RP remueve gas atómico de galaxias en halos más masivos que $10^{13} M_{\odot}$, aunque esto no debería esperarse en halos menos masivos (Taranu et al., 2014). A partir de observaciones del SDSS, Hou et al. (2014) estudian la fracción de galaxias pasivas en una muestra de satélites de grupos y cúmulos; empleando una combinación de catálogos de satélites y simulaciones, establecen que los efectos de pre-procesado tienen un rol significativo en determinar la fracción de galaxias pasivas observadas en cúmulos de masa virial superior a $\sim 10^{14.5} M_{\odot}$. Cabe destacar que alrededor del $\sim 40-55\%$ de las galaxias ubicadas alrededor de los cúmulos son pasivas (Wetzel et al., 2012), por lo que una clasificación precisa de las galaxias alrededor y dentro de los cúmulos de galaxias resulta fundamental para conectar sus propiedades con la evolución orbital de las mismas.

El diagrama de fases (PSD, por *phase-space diagram*, en inglés), construido con las posiciones y velocidades relativas al centro del cúmulo, resulta una herramienta muy útil para inferir los tiempos de caída y las historias orbitales de distintas poblaciones de galaxias (Oman et al., 2013; Smith et al., 2019; de los Rios et al., 2021) y vincular el ambiente con las propiedades de las galaxias (Mahajan et al., 2011; Jaffé et al., 2015; Haines et al., 2015; Oman & Hudson, 2016; Arthur et al., 2019; Pasquali et al., 2019; Rhee et al., 2020; Sampaio et al., 2021; Morokuma-Matsui et al., 2021; Mostoghiu et al., 2021). En varios de los estudios mencionados, la combinación de resultados del PSD observado con simulaciones numéricas ha sido utilizada para identificar diferentes poblaciones de galaxias dentro y alrededor de cúmulos de galaxias, tales como aquellas que están ingresando al cúmulo a altas velocidades por primera vez; aquellas que ingresaron hace mucho y constituyen una población ‘virializada’ con bajas velocidades y distancias respecto al centro del cúmulo; y aquellas que estuvieron dentro del cúmulo en algún momento de su evolución orbital, y ahora se encuentran fuera de él, conocidas como galaxias *backsplash*¹⁶. Sin embargo, las limitaciones debidas a las proyecciones inherentes a la observación del cielo redundan en incertidumbres sobre la clasificación de distintas poblaciones. Por ejemplo, las galaxias *backsplash* y aquellas que están cayendo por primera vez ocupan regiones superpuestas en el PSD proyectado (Mahajan et al., 2011; Oman et al., 2013; de los Rios et al., 2021).

Numerosos estudios observacionales han mostrado que los efectos de ambiente pueden actuar en las galaxias ubicadas más allá del borde del cúmulo tanto sobre la componente bariónica (Wetzel et al., 2012; Lu et al., 2012) como sobre el halo de materia oscura (Behroozi et al., 2014). A partir de una muestra de cúmulos construidos mediante la aplicación de la simulación hidrodinámica GADGET-X sobre la muestra de halos de materia oscura del proyecto THREEHUNDRED (Cui et al., 2018), Arthur et al. (2019) utilizan el PSD para mostrar que las galaxias que caen por primera vez al cúmulo pierden su contenido de gas cuando llegan a una distancia $\sim 1.5 R_{200}$ respecto al centro del mismo utilizando las tres coordenadas espaciales, mientras que este corte abrupto se da hacia $\sim 2 R_{200}$ en coordenadas proyectadas. Mostoghiu et al. (2021) extienden este estudio y exploran cómo las galaxias acretadas en diferentes épocas constituyen el PSD, y encuentran que las galaxias ubicadas dentro de $\sim 1.5 R_{200}$ pierden todo su gas independientemente del momento en que fueron acretadas. Por

¹⁶Se usará el término en inglés de aquí en más.

el contrario, [Sun et al. \(2007\)](#) y [Jeltema et al. \(2008\)](#) encuentran evidencias de satélites en la región central de un cúmulo que presentan señales de remoción de su gas frío y su halo de gas caliente (respectivamente), mostrando que no todas las satélites pierden completamente su gas al ingresar a un cúmulo. Recientemente, [Ayromlou et al. \(2019\)](#) introdujo una nueva técnica para estimar los efectos de ambiente en el modelo semi-analítico de Munich L-GALAXIES. Allí, definen un estimador de la densidad local del ambiente en la que una galaxia se encuentra, sin discriminar si estas son centrales o satélites. Esto introduce un nuevo abordaje a los efectos de ambiente como RPS, ya que las galaxias centrales localizadas en la vecindad de halos masivos ($M_{200} > 10^{12} M_{\odot}$) pueden experimentar RPS. Con este modelo, [Ayromlou et al. \(2021\)](#) muestran que la dependencia de la fracción de galaxias pasivas con la distancia al centro hasta $\sim 6 R_{200}$ está en razonable acuerdo con observaciones de SDSS. Sin embargo, [Wetzel et al. \(2014\)](#) argumentan que la supresión de la formación estelar en galaxias backsplash ocurre de manera similar que en galaxias satélites (que se detectan dentro del radio virial de los cúmulos), lo cual permite explicar el incremento de la fracción de centrales pasivas en la cercanía de halos masivos hasta $\sim 5 R_{200m}$ ¹⁷. Con esta interpretación, los efectos de ambiente quedan restringidos dentro del radio virial del cúmulo, y no se necesitarían efectos de ambiente que actúen sobre las galaxias centrales previo al primer ingreso al cúmulo.

La determinación del tiempo de caída a un cúmulo resulta crucial para estudiar la evolución de las galaxias en estos entornos. [Smith et al. \(2019\)](#) estudian las propiedades de diferentes poblaciones de galaxias satélites utilizando el PSD. En su trabajo, clasifican a las satélites según su tiempo de primer caída al halo, y separan una muestra de galaxias que cayeron tardíamente ($t_{\text{infall}} < 3 \text{ Gyr}$) de aquellas que cayeron tempranamente ($t_{\text{infall}} > 5 \text{ Gyr}$). Encuentran que las que cayeron tempranamente se caracterizan por tener distancias pequeñas respecto al centro del cúmulo durante el pasaje por el pericentro (cociente entre distancia del pericentro de la órbita al centro del cúmulo y el radio virial del mismo, $R_{\text{per}}/R_{200} \sim 0.2-0.3$), mientras que las que cayeron tardíamente tienen $R_{\text{per}}/R_{200} \sim 0.6$. Además, las que cayeron tempranamente alcanzan su máximo de contenido de masa estelar unos $\sim 2 \text{ Gyr}$ antes que las que cayeron tardíamente, lo cual indica que las que cayeron antes al cúmulo también dejan de formar estrellas antes. Cabe destacar también que las galaxias que cayeron tardíamente parecen estar afectadas por el ambiente en el que se encuentran antes de caer al cúmulo, ya que muestran que el crecimiento de masa estelar es reducido en épocas tempranas, hace $\sim 9 \text{ Gyr}$. Utilizando un abordaje similar, [Pasquali et al. \(2019\)](#) encuentran que la sSFR decae más rápidamente en galaxias de baja masa que en aquellas de alta masa. Por lo tanto, resulta fundamental determinar con precisión el tiempo de caída a un cúmulo para poder interpretar correctamente las causas de la supresión de la formación estelar en dichos ambientes. Recientemente, [de los Rios et al. \(2021\)](#) desarrollaron un algoritmo de aprendizaje automático que fue entrenado para clasificar galaxias según su órbita en 3D a partir de la posición que ocupan en el PSD proyectado. Esta técnica novedosa permite discriminar entre galaxias backsplash, galaxias con diferentes tiempos de caída al cúmulo, y galaxias que pueden contaminar estas muestras por efectos de proyección. Es esperable que en el futuro estos algoritmos sean perfeccionados y la clasificación de galaxias en ambientes densos sea más precisa.

1.4. Interrogantes abiertos

Los antecedentes descriptos respecto a algunos aspectos de la formación y evolución de galaxias dejan planteado una serie de interrogantes, que enumeramos a continuación. El objetivo de este trabajo de tesis es contribuir a dar respuesta a los mismos desde un enfoque teórico

¹⁷ R_{200m} representa el radio de un halo cuya densidad media es de 200 veces la densidad media del Universo, con $\rho_m = \rho_c \Omega_m$.

mediante el uso de simulaciones cosmológicas de materia oscura y modelos semi-analíticos de formación y evolución de galaxias. En el Cap. 2, describimos las herramientas numéricas utilizadas para realizar este trabajo de tesis.

Existe una diversa población de galaxias con intensas líneas de emisión distribuidas alrededor de proto-cúmulos de galaxias en épocas tempranas. Sin embargo, no resulta claro si existe una segregación espacial de alguna de estas poblaciones según la densidad local del ambiente. Más aún, los efectos de selección que genera la interacción conjunta entre el gas del ISM y el ICM y la emisión de las galaxias no ha sido explorada de manera teórica. En el Cap. 3 estudiamos proto-cúmulos de galaxias mediante la combinación del modelo semi-analítico GALFORM con la simulación de N -cuerpos P-MILLENIUM, con el objetivo de responder estos interrogantes.

Por otra parte, el efecto del ambiente sobre las propiedades de las galaxias es una pieza fundamental en la comprensión de la formación y evolución de galaxias. Si bien hay debate al respecto, existe gran consenso entre los resultados obtenidos de simulaciones y observaciones con respecto al mecanismo responsable de la supresión de formación estelar en medios de alta densidad, identificando como tal al RPS. Sin embargo, aún no queda claro si esta supresión se debe a la acción de RPS sobre el gas frío o sobre el gas caliente. Independientemente de cuál sea el proceso responsable, la escala de tiempo en la que se produce la supresión de la formación estelar también se encuentra en discusión. Por último, aún existen pocas cotas observacionales sobre el lugar del cúmulo o grupo en el cual comienza el proceso de supresión, incluso si comienza dentro o fuera de ellos; esta información es crucial para identificar el proceso involucrado. En el Cap. 4 empleamos el modelo semi-analítico SAG en combinación con la simulación de N -cuerpos MDPL2, con el objetivo específico de estudiar los procesos que dan lugar a la supresión de formación estelar en ambientes de alta densidad como grupos y cúmulos de galaxias, enfocando el análisis en los principales interrogantes del área: la determinación del principal mecanismo responsable de tal supresión, de las escalas de tiempo involucradas y del lugar donde se inicia el proceso, identificando la dependencia de estos aspectos con la densidad del ambiente.

A raíz de este análisis, profundizamos el estudio de la supresión de la formación estelar en los cúmulos de galaxias más masivos del universo y en sus alrededores. En particular, las causas de la supresión de la formación estelar en galaxias que rodean a los cúmulos no están claras. Por un lado, se ha planteado que los efectos de ambiente se extienden más allá del límite del cúmulo (caracterizado por su radio virial), actuando sobre las galaxias que lo rodean, aunque es un tópico de intensa discusión en el presente. Por otro lado, los efectos de pre-procesado pueden también ser relevantes en la disminución de la formación estelar en satélites previo al ingreso al cúmulo. Por último, las galaxias que han sufrido efectos de ambiente dentro del cúmulo y ahora se encuentren fuera de él permitirían explicar también la proporción de galaxias pasivas en entornos de cúmulos. En el Cap. 5, utilizamos el modelo semi-analítico SAG en el contexto del proyecto THREE HUNDRED para explorar los procesos físicos relevantes en la supresión de la formación estelar en galaxias dentro y fuera de cúmulos, y su vínculo con la historia orbital de las mismas.

Por último, en el Cap. 6 presentamos un resumen de las conclusiones más relevantes de este trabajo de tesis, y describimos la continuación de este trabajo de investigación como trabajo a futuro.

Capítulo 2

Herramientas numéricas

El abordaje teórico de los procesos involucrados en la formación y evolución de las galaxias requiere de la construcción de una muestra de galaxias en un contexto cosmológico. Esto implica modelar el comportamiento conjunto de la materia bariónica y la materia oscura, generalmente distribuida en ‘cajas’ de decenas, centenas o incluso miles de Mpc de lado que constituyen un volumen representativo del Universo, y a lo largo de más de 13 mil millones de años de evolución temporal. Dado que la materia oscura es ~ 5 veces más abundante que la materia bariónica, la distribución y estructura de la materia a gran escala depende principalmente de la acción de la gravedad sobre la componente oscura. Las simulaciones de N -cuerpos de materia oscura lograron un éxito decisivo justamente por predecir (y reproducir) la distribución de materia a gran escala. Aunque el $\sim 95\%$ del contenido de materia y energía se encuentra en forma de materia oscura y energía oscura, la componente visible del Universo está constituida por bariones, principalmente hidrógeno y helio gaseoso, aunque parte de ese gas se transforma en estrellas durante la formación de estructuras. Existen dos formas de modelar la física de los bariones mediante simulaciones. Por un lado, las simulaciones hidrodinámicas resuelven explícitamente las ecuaciones hidrodinámicas de Euler (que rigen el comportamiento de un gas ideal) en simultáneo con la gravedad y, en general, tienen en cuenta los procesos asociados a la formación estelar. Estas simulaciones resultan muy demandantes de poder de cálculo computacional, aunque poseen la ventaja de poder resolver la estructura interna de las galaxias (hasta escalas de *parsecs*). Por otro lado, los modelos semi-analíticos aprovechan la información que aportan las simulaciones de N -cuerpos de materia oscura, y la combinan con un tratamiento analítico aproximado de los procesos físicos involucrados en la formación y evolución de galaxias. Los modelos semi-analíticos resultan mucho menos demandantes de tiempo de cómputo, característica que los vuelve eficientes y versátiles para realizar una gran variedad de cálculos y variar los modelos de los procesos bariónicos incorporados. Sin embargo, poseen la desventaja de que consideran a las galaxias como objetos puntuales.

A continuación, describimos brevemente estas técnicas numéricas, y presentamos con más detalle los principales aspectos que caracterizan a los modelos semi-analíticos utilizados, SAG y GALFORM, haciendo énfasis en el modelado de los procesos físicos más relevantes para el desarrollo de este trabajo de tesis.

2.1. Técnicas numéricas: simulaciones y modelos

Simulaciones de N -cuerpos

Las simulaciones de N -cuerpos de materia oscura comprenden inicialmente una distribución de N objetos en un volumen V (representativo de una porción del Universo) con ciertas

condiciones iniciales. Debido a que el parámetro de densidad total de materia, Ω_m ¹, es constante, existe un compromiso entre la cantidad N de partículas y la masa m_p de cada una de ellas, lo que determina la resolución de la simulación: se debe cumplir que $\frac{N \cdot m_p}{V \cdot \rho_{\text{crit}}} = \Omega_m$.

En general, la simulación parte de una distribución homogénea de partículas, perturbada de manera tal que las sobre-densidades de materia sean consistentes con el espectro de potencias de las fluctuaciones de temperatura del fondo cósmico de radiación (CMB, por *Cosmic Microwave Background*, en inglés). Dada la naturaleza no colisional de la materia oscura, la única interacción entre partículas es la gravedad. La fuerza ejercida sobre una partícula por todas las demás puede ser computada mediante un algoritmo de ‘árbol’ (Barnes & Hut, 1986), que permite calcular con precisión la fuerza a pequeñas escalas, o mediante un algoritmo de ‘partícula-malla’ que calcula de manera eficiente el potencial generado por las partículas dividiendo el espacio en una grilla (Hockney & Eastwood, 1988), y cuya escala limitante es el tamaño de la misma. Una estrategia superadora es utilizar un algoritmo híbrido de árbol-partícula-malla, que a escalas pequeñas calcula la fuerza gravitatoria mediante un método árbol, y a gran escala utiliza una malla (e.g. GADGET-2, Springel, 2005).

Una vez calculada con precisión las posiciones y velocidades de las partículas en intervalos discretos de tiempo, es necesario identificar los halos de materia oscura junto con su historia de formación, lo que requiere identificar su árbol de fusiones. Por lo general, se considera un halo a una distribución esférica de partículas que ha alcanzado un estado de virialización y que encierra una densidad media Δ_{vir} relativa a la densidad crítica del Universo. Aunque Δ_{vir} no tiene un valor estandarizado, suele utilizarse $\Delta_{\text{vir}} = 200$ debido a que, en un Universo de Einstein-de Sitter, una perturbación uniforme y esférica que colapsa y se virializa tendrá una densidad ~ 178 veces mayor a la densidad crítica del Universo (ver Mo et al., 2010, cap. 5.1). Esta densidad Δ_{vir} encierra una masa virial M_{vir} y tiene un tamaño R_{vir} . A lo largo de esta tesis, utilizaremos $\Delta_{\text{vir}} = 200$, por lo que utilizaremos R_{200} y M_{200} para referirnos al tamaño y la masa de halos, respectivamente. Una característica del modelo Λ CDM es que los halos de materia oscura poseen sub-estructuras, que surgen a partir de halos virializados que caen dentro de un halo de mayor tamaño y permanecen ligados. A estos objetos se los conoce como sub-halos.

Tanto los halos como los sub-halos son identificados en cada salida de la simulación (en intervalos definidos entre un corrimiento al rojo inicial y $z = 0$) mediante algoritmos diseñados para esta tarea específica, como SUBFIND (Springel et al., 2001), AHF (por *Amiga Halo Finder*, en inglés, Knollmann & Knebe, 2009), y ROCKSTAR (Behroozi et al., 2013a). Los algoritmos calculan numerosas propiedades de estos objetos (como posición, velocidad, masa, tamaño, momento angular, spin, momentos de inercia, concentración) que a su vez están involucradas en la determinación de las propiedades de las galaxias que los mismos alojan. Para estudiar la evolución temporal de los halos de materia oscura es necesario conectar los halos identificados en diferentes salidas de la simulación, y construir el árbol de fusiones. Los mismos registran la evolución de la masa de cada halo y el momento en que un halo se fusiona con otro; de esta manera, queda determinado el crecimiento de estructuras en un Universo en expansión. El mecanismo para construir el árbol es relativamente simple: se identifican las partículas que conforman un dado halo en un tiempo determinado y luego se identifican qué halos contienen la mayoría de las partículas del halo en cuestión en la salida anterior, es decir, cuáles son los ‘progenitores’ de dicho halo. Sin embargo, las diferentes maneras de implementar el procedimiento, sumado a las dificultades inherentes a la identificación de halos y sub-halos, genera diferencias entre los diferentes algoritmos desarrollados para esta tarea (ver Knebe et al., 2011). Ejemplos de estos algoritmos son DHALOS (Jiang et al., 2014), MERGERTREE

¹El parámetro de densidad Ω_m se define como el cociente de densidad total de materia (bariones más materia oscura) y la densidad de materia requerida para detener la expansión del Universo, $\rho_{\text{crit}}(t)$.

(asociado a AHF, [Knollmann & Knebe, 2009](#)) y CONSISTENTTREES (asociado a ROCKSTAR, [Behroozi et al., 2013a](#)).

Simulaciones hidrodinámicas

Las simulaciones numéricas juegan un rol central en el estudio de la formación de estructuras en el Universo. Las simulaciones de N -cuerpos sin colisiones se han convertido en la herramienta principal para predecir la evolución no lineal de las estructuras dominadas por materia oscura, y el acuerdo entre las observaciones que muestran la distribución de materia a gran escala y las predicciones en el marco del modelo Λ CDM es notable, permitiendo establecer de manera sólida el paradigma actual de formación de estructuras (ver [Springel, 2010a](#); [Vogelsberger et al., 2014](#); [Schaye et al., 2015](#); [Sijacki et al., 2015](#)). Sin embargo, simular la evolución del Universo visible resulta mucho más complejo, ya que requiere el entendimiento de numerosos procesos astrofísicos que determinan la evolución de la componente bariónica bajo la influencia gravitacional de la materia oscura.

Inicialmente, los bariones forman un gas compuesto mayormente de hidrógeno y helio. Parte de este gas eventualmente se transforma en estrellas, en simultáneo con la formación de estructuras. Los gases astrofísicos en simulaciones cosmológicas son típicamente descritos por un gas ideal que se comporta acorde a las ecuaciones hidrodinámicas de Euler, que pueden ser expresadas con diferentes formalismos que llevan a distintos esquemas de discretización de las ecuaciones. Las ecuaciones hidrodinámicas pueden ser discretizadas esencialmente en dos clases de métodos: Eulerianos o Lagrangianos. La técnica empleada debe resolver las ecuaciones de manera eficiente y precisa, y ofrecer un rango dinámico grande que permita describir tanto escalas cosmológicas como galácticas.

El método Euleriano se enfoca en caracterizar puntos del espacio donde el gas fluye a medida que transcurre el tiempo. El método incluye la técnica de refinado de malla adaptativa (AMR, por *Adaptive Mesh Refinement*, en inglés), que consiste en una grilla que puede variar de tamaño, muy útil dado el amplio rango dinámico de las simulaciones cosmológicas (ver [Springel, 2010b](#), a modo de ejemplo).

La formulación Lagrangiana resulta un abordaje muy útil para simular fluidos en movimiento, en particular fluidos astrofísicos que presentan grandes contrastes de densidad. Un método ampliamente utilizado es el de partículas suavizadas (SPH, por *Smoothed Particle Hydrodynamics*, en inglés), dado que permite conservar la energía, el momento angular, el impulso lineal, la masa y la entropía del conjunto de partículas, y su implementación no requiere de una malla (ver el review [Springel, 2010a](#), para más detalles).

Además de las ecuaciones hidrodinámicas, estos modelos deben incluir procesos astrofísicos que determinan las propiedades de la población de galaxias. Es importante destacar que, aunque estas simulaciones pueden resolver el detalle interno de las galaxias, los procesos astrofísicos ocurren a escalas espaciales muy inferiores al límite de resolución utilizado en las simulaciones. Por ello, el tratamiento de los procesos astrofísicos es frecuentemente realizado en un nivel de ‘subgrilla’, en donde esencialmente se utilizan técnicas semi-analíticas. Muchos códigos actualmente incluyen el enfriamiento de distintas fases de gas (molecular, atómico e ionizado), y pueden modelar la formación estelar y procesos de retroalimentación energética y química, incluso el crecimiento de los SMBH de los centros de las galaxias. Ejemplos recientes de simulaciones hidrodinámicas son ILLUSTRIS ([Sijacki et al., 2015](#)) que utiliza AMR, o el conjunto de simulaciones EAGLE ([Schaye et al., 2015](#)) que utilizan SPH. Debido a que el conjunto de todos estos procesos físicos a resolver es muy amplio, estas metodologías suelen ser extremadamente demandantes de poder de cálculo computacional, de modo que el tamaño alcanzado por este tipo de simulaciones no suele superar las centenas de Mpc de lado para poder ser completadas en tiempos razonables.

En el marco de esta tesis, no han sido utilizadas simulaciones hidrodinámicas.

Modelos semi-analíticos

Los modelos semi-analíticos realizan aproximaciones analíticas de los procesos físicos asociados a la formación de galaxias. Bajo este esquema, una galaxia es un objeto formado por *componentes bariónicas* – halo de gas caliente, estrellas y gas frío presentes en un disco o en un bulbo, estrellas en un halo estelar, etc. – que está caracterizado por numerosas *propiedades*, como por ejemplo, la masa de gas caliente, gas frío y estrellas, la SFR, la edad, el tamaño del disco y bulbo, la masa del SMBH, etc. La aproximación que supone el modelo semi-analítico se basa en vincular la evolución de las propiedades de una dada galaxia con la evolución del halo de materia oscura en que se encuentra. Esto se diferencia de los modelos hidrodinámicos, en los cuales las partículas de gas evolucionan consistentemente con las de materia oscura.

Los modelos semi-analíticos requieren como insumo algunas propiedades básicas de los halos de materia oscura: *i)* la abundancia de halos de distinta masa; *ii)* la historia de formación de cada halo (representada por el árbol de fusiones); y *iii)* la estructura interna del halo, principalmente la distribución radial de densidad y el momento angular. Si bien la abundancia de halos puede ser estimada analíticamente mediante el formalismo de Press-Schechter (Press & Schechter, 1974; Peacock, 1999), la utilización de simulaciones de N -cuerpos de partículas de materia oscura significa un avance sustancial respecto de las predicciones analíticas, ya que permite calcular la abundancia, la historia de formación y estructura interna de los halos directamente.

La principal ventaja de esta técnica es que resulta mucho menos demandante de capacidad de cómputo que las simulaciones hidrodinámicas, lo que permite construir muestras más numerosas de galaxias distribuidas en un volumen mayor. Además, resulta muy versátil para testear distintos modelos de procesos físicos y analizar el impacto en la población de galaxias simulada. Por otra parte, las principales desventajas consisten en el nivel de aproximación de los procesos físicos involucrados, y en la fuerte dependencia que tienen con la simulación de N -cuerpos de materia oscura, tanto en el espaciado temporal de sus salidas como en la resolución en masa.

Existe un acuerdo sobre los procesos fundamentales involucrados en la formación y evolución de galaxias, que son incorporados en la mayoría de los modelos: enfriamiento del gas caliente debido a pérdidas de energía por radiación, formación estelar, retroalimentación energética por explosiones de supernovas, enriquecimiento químico por evolución estelar y explosiones de supernovas, inestabilidades de disco, acreción de masa por parte de un SMBH, retroalimentación por AGN, fusiones de galaxias.

A continuación, describimos como éstos (y otros) procesos físicos son modelados en las herramientas numéricas utilizadas para el desarrollo de esta tesis: el modelo semi-analítico SAG, y el modelo semi-analítico GALFORM. Además, describimos brevemente las características de las simulaciones de N -cuerpos de materia oscura sobre las que fueron corridos estos modelos.

2.2. Modelo semi-analítico SAG

El análisis y los resultados presentados en los Cap. 4 y 5 de esta tesis fueron realizados con catálogos de galaxias generados mediante el modelo semi-analítico SAG (acrónimo de *Semi-Analytic Galaxies*), cuya versión más actualizada se presenta en Cora et al. (2018). El modelo SAG que tiene su origen en el modelo de Springel et al. (2001), e incluye los efectos de enfriamiento radiativo del gas, formación estelar, retroalimentación por explosiones de supernovas,

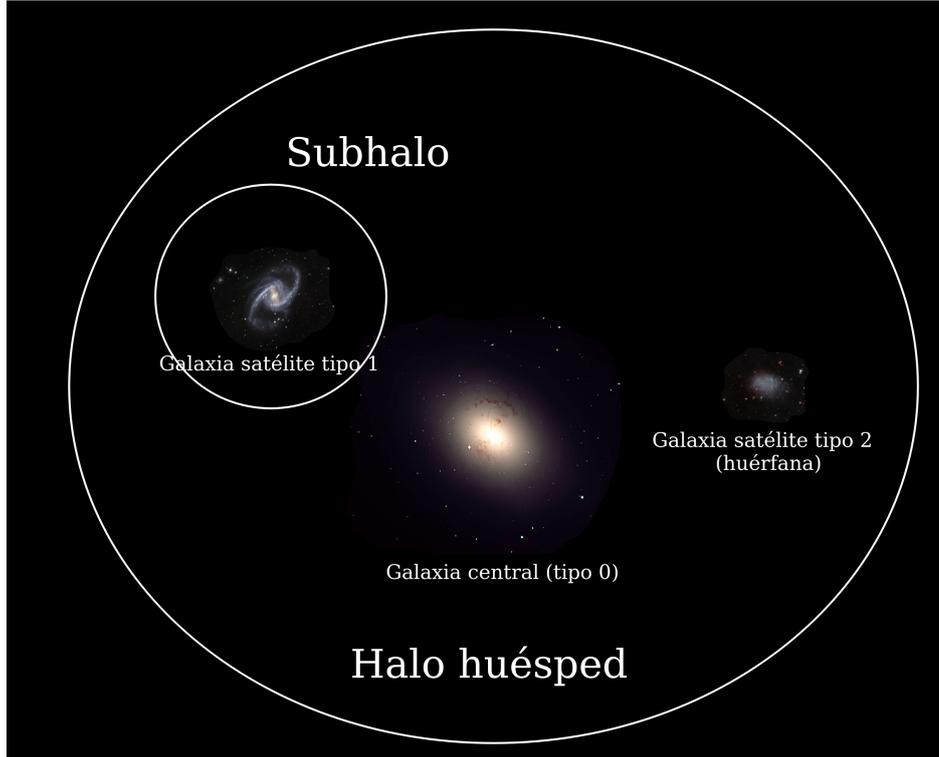


Figura 2.1: Esquema representativo de los tres tipos de galaxias empleados en el modelo semi-analítico SAG. La galaxia central (también llamada tipo 0) se ubica en el centro del potencial del halo huésped, y tiene dos satélites orbitando a su alrededor. La galaxia satélite que mantiene su halo de materia oscura (o subhalo) y la galaxia satélite huérfana, cuyo halo de materia oscura ya no es identificado por la simulación de N -cuerpos; es común referirse a estas galaxias satélites como galaxias tipo 1 y 2, respectivamente.

un esquema de enriquecimiento químico que calcula las abundancias de elementos aportados por diferentes fuentes (vientos estelares y supernovas tipo Ia y II) teniendo en cuenta el tiempo de vida de los progenitores [Cora \(2006\)](#); [Collacchioni et al. \(2018\)](#), el crecimiento del SMBH en el centro de las galaxias y la consecuente retroalimentación por AGN, y brotes de formación estelar disparados por inestabilidades de disco o fusiones de galaxias ([Lagos et al., 2008](#)). Estos brotes contribuyen a la formación del bulbo de las galaxias, cuyo tamaño se estima según lo descrito en [Muñoz Arancibia et al. \(2015a\)](#); el gas frío que es transferido al bulbo se consume gradualmente, por lo que los brotes están caracterizados por una escala de tiempo en lugar de ser instantáneos ([Gargiulo et al., 2015](#)). [Tecce et al. \(2010\)](#) incluyó el efecto de RP sobre el gas frío de las galaxias satélites, implementando el criterio de [Gunn & Gott \(1972\)](#).

En el modelo semi-analítico SAG distinguimos tres tipos de galaxias: galaxias centrales, que se ubican en el centro del potencial del halo de materia oscura (llamado ‘halo huésped’), galaxias satélites que mantienen su halo de materia oscura (llamado ‘subhalo’), y galaxias satélites huérfanas, cuyo halo de materia oscura ya no es identificado por la simulación de N -cuerpos; es común referirse a las mismas como galaxias tipo 0, 1 y 2, respectivamente. En la Fig. 2.1 mostramos un esquema simplificado de una galaxia central en el centro del halo huésped, con una galaxia satélite que mantiene su halo de materia oscura (o subhalo) y una satélite huérfana. A continuación, se describe la implementación de los procesos físicos más relevantes en el desarrollo de este trabajo de tesis.

2.2.1. Enfriamiento del gas caliente y formación estelar

Basado en la historia evolutiva de los halos de materia oscura, inicialmente la masa de gas caliente se calcula como $M_{\text{hot}} = f_b M_{\text{vir}}$, donde $f_b = 0.1569$ es la fracción de bariones respecto de la masa total (Planck Collaboration et al., 2014), y M_{vir} es la masa virial del halo provista por la simulación de materia oscura (como ya adelantamos, usaremos M_{200} como estimación de la masa virial). Este gas caliente continúa el ciclo de enfriamiento que desencadena los procesos físicos que describiremos a continuación. En términos generales, la masa de gas caliente al inicio de un intervalo entre salidas de la simulación representa la acreción cósmica de bariones que sufre el halo a medida que su masa aumenta por el crecimiento jerárquico de la estructura, y se estima como

$$M_{\text{hot}} = f_b M_{\text{vir,tot}} - \sum_i (M_{\star,i} + M_{\text{hot},i} + M_{\text{cold},i} + M_{\text{BH},i}), \quad (2.1)$$

donde $M_{\text{vir,tot}}$ contiene la masa total de materia oscura (halos+subhalos), M_{\star} , M_{hot} , M_{cold} y M_{BH} representan la masa estelar, de gas caliente, de gas frío y del SMBH, respectivamente, ya sea de la galaxia central o las galaxias satélites del halo principal. El hecho de incluir el gas caliente de las galaxias satélites en la estimación de la ec. 2.1 pone de manifiesto que las galaxias no pierden instantáneamente su halo de gas caliente al convertirse en satélites (esquema conocido como ‘estrangulación’), sino que este halo es conservado y será removido gradualmente por procesos de ambiente (ver Sec. 2.2.3). La distribución radial de densidad del halo de gas caliente sigue un perfil isoterma ($\rho_g \propto r^{-2}$), donde el gas puede alcanzar temperaturas entre $10^4 - 10^7$ K (ver sec. 8.1.3 de Mo et al., 2010). Este gas caliente pierde energía y se enfría a través de distintos mecanismos, descritos en la Sec. 1.2. En términos generales, el enfriamiento radiativo del gas depende no solo de la temperatura, sino también de la metalicidad del mismo. Esta dependencia está capturada en la función de enfriamiento $\Lambda(T, Z)$ (Sutherland & Dopita, 1993). En SAG, las tasas de enfriamiento del gas se calculan utilizando el modelo simple de Springel et al. (2001), pero considerando el poder total irradiado por cada elemento químico dado por Foster et al. (2012).

Para una masa de gas caliente distribuida homogéneamente se puede definir una escala temporal de enfriamiento como el cociente entre la energía térmica específica (por unidad de masa) del gas, y la tasa de enfriamiento por unidad de volumen. Al suponer un perfil radial para la distribución del gas, se puede calcular un tiempo de enfriamiento local, que adopta la forma

$$t_{\text{cool}} = \frac{3}{2} \frac{\bar{\mu} m_p k T}{\rho_g(r) \Lambda(T, Z)}, \quad (2.2)$$

donde $\bar{\mu} m_p$ es la masa media de las partículas y k es la constante de Boltzmann. El tiempo de enfriamiento t_{cool} es importante cuando es más corto que la edad del sistema. Esta cantidad permite definir también un tamaño de la región de enfriamiento, r_{cool} , que es el radio en el que t_{cool} es igual al tiempo que le llevaría al halo de gas caliente enfriarse radiativamente de manera cuasi estática. En definitiva, el gas contenido dentro de r_{cool} tiene tiempo suficiente para enfriarse desde la formación del halo. Así, la masa de gas que se enfría resulta

$$\frac{dM_{\text{cool}}}{dt} = 4\pi \rho_g(r_{\text{cool}}) r_{\text{cool}}^2 \frac{dr_{\text{cool}}}{dt}. \quad (2.3)$$

El gas que se enfría pasa a constituir la componente de disco de la galaxia, y está disponible para formar estrellas, ya sea de manera suave o por brotes. La formación estelar suave implementada en SAG sigue el esquema de Croton et al. (2006), donde se define una masa crítica mínima de gas frío necesaria para la formación estelar

$$M_{\text{cold,crit}} = 3.8 \times 10^9 \left(\frac{V_{\text{vir}}}{200 \text{ km s}^{-1}} \right) \left(\frac{3 R_{\text{disc}}}{10 \text{ kpc}} \right) M_{\odot}. \quad (2.4)$$

La formación estelar ocurre solo cuando la masa de gas frío excede la masa crítica (ver ec. 1.2), de acuerdo a

$$\frac{dM_{\star}}{dt} = \alpha \frac{M_{\text{cold}} - M_{\text{cold,crit}}}{t_{\text{dyn}}}, \quad (2.5)$$

donde α es la eficiencia de formación estelar (un parámetro libre del modelo), $t_{\text{dyn}} = V_{\text{vir}}/3 R_{\text{d}}$ es el tiempo dinámico del disco, siendo V_{vir} la velocidad al radio virial del halo, y R_{disc} el radio de escala del disco; este último se estima como $R_{\text{disc}} = (\lambda/\sqrt{2}) R_{\text{vir}}$ (Mo et al., 1998), siendo λ el parámetro de spin del halo.

2.2.2. Procesos de retroalimentación

La necesidad de incluir mecanismos físicos que regulen la formación estelar de las galaxias alojadas dentro de los halos de materia oscura proviene de los primeros cálculos para estimar la función de luminosidad de las galaxias. White & Rees (1978) muestran que el extremo menos luminoso (galaxias menos masivas) de la función de luminosidad teórica presenta un exceso respecto de las observaciones. Por otro lado, White & Frenk (1991) muestran que las tasas de enfriamiento en los halos masivos lleva a un exceso de galaxias masivas, a menos que algún mecanismo prevenga el enfriamiento del gas. Actualmente, los modelos teóricos de formación y evolución (tanto hidrodinámicos como semi-analíticos) incluyen mecanismos de retroalimentación con dos objetivos: calentar el gas frío y expulsarlo del disco galáctico, y disminuir la tasa de enfriamiento del gas caliente.

Los mecanismos empleados usualmente son retroalimentación por explosiones de SN, y retroalimentación por AGN, introducidos en la Sec. 1.2.

Explosiones de supernovas

Luego de un evento de formación estelar, un gran número de estrellas masivas explotará como SN, calentando el gas del ISM circundante e incluso expulsando gas de la galaxia. En versiones anteriores de SAG, la masa de gas recalentada se determinaba como

$$\Delta M_{\text{reheated}} = \frac{4}{3} \epsilon \frac{\eta E_{\text{SN}}}{V_{\text{vir}}^2} \Delta M_{\star}, \quad (2.6)$$

donde η es el número de explosiones generada por la población estelar formada ΔM_{\star} , $E_{\text{SN}} = 10^{51}$ erg es la energía liberada por una explosión de SN, V_{vir} es la velocidad virial del (sub)halo de la galaxia, que es una medida del pozo de potencial que genera, y ϵ es la eficiencia de la retroalimentación por SN, un parámetro libre que controla la cantidad de gas frío que se calienta debido a la energía liberada por las explosiones. El número de explosiones depende de la función inicial de masa adoptada (IMF, por *Initial Mass Function*, en inglés) y, para SN en las que colapsa el núcleo (SN CC, por *core-collapse supernova*, en inglés), se estima como

$$\eta = \frac{\int_8^{\infty} \phi(m) dm}{\int_0^{\infty} \phi(m) m dm}, \quad (2.7)$$

donde m es la masa estelar y $\phi(m)$ es la IMF. Esta cantidad es constante para una IMF universal, como la de Chabrier (Chabrier, 2003) adoptada en este trabajo. La energía liberada y los metales generados por las explosiones y los vientos estelares son liberados en distintas

escalas de tiempo, según los diferentes rangos de masa y el tiempo de vida de los progenitores de las SN, dados por [Padovani & Matteucci \(1993\)](#).

Para satisfacer las restricciones observacionales a alto corrimiento al rojo, encontramos necesario modificar este esquema de retroalimentación por explosiones de SN. [Hirschmann et al. \(2016\)](#) encuentran que las tendencias observadas en la formación de las galaxias son reproducidas si se reemplaza el modelo estándar de retroalimentación del modelo semi-analítico GAEA con una parametrización del factor de carga del viento generado por la SN similar a la inferida por [Muratov et al. \(2015\)](#) a partir del análisis de las simulaciones FIRE. Nosotros utilizamos esa información para modificar la estimación de la masa recalentada (eq. 2.6) simplemente añadiendo nuevos factores que tienen en cuenta la dependencia con el corrimiento al rojo y una modulación adicional con la velocidad virial. Por esto, el esquema de retroalimentación en la versión actual de SAG produce una masa recalentada dada por

$$\Delta M_{\text{reheated}} = \frac{4}{3} \epsilon \frac{\eta E_{\text{SN}}}{V_{\text{vir}}^2} (1+z)^\beta \left(\frac{V_{\text{vir}}}{60 \text{ km s}^{-1}} \right)^{\alpha_{\text{F}}} \Delta M_{\star}, \quad (2.8)$$

donde el exponente α_{F} toma los valores -3.2 y -1.0 para velocidades viriales menores o mayores que 60 km s^{-1} , respectivamente, y el exponente β que regula la dependencia con el corrimiento al rojo es considerado como un parámetro libre del modelo SAG, permitiendo que absorba imprecisiones de los procesos físicos que no son capturados correctamente por el modelo, lo que facilita la tarea de reproducir las restricciones observacionales impuestas.

La masa de gas recalentada es transferida de la fase fría a la caliente, permitiendo que pueda volver a la fase fría a través del proceso de enfriamiento que tiene lugar tanto en las galaxias centrales como en las satélites. Sin embargo, para evitar un exceso de masa estelar a alto corrimiento al rojo, parte del gas caliente debe ser eyectado fuera del halo, reduciendo el reservorio de gas caliente disponible para enfriarse ([Guo et al., 2011](#); [Henriques et al., 2013](#); [Hirschmann et al., 2016](#)). Teniendo en cuenta el argumento de conservación de energía esgrimido por [Guo et al. \(2011\)](#), calculamos la masa de gas caliente eyectada como

$$\Delta M_{\text{ejected}} = \frac{\Delta E_{\text{SN}} - 0.5 \Delta M_{\text{reheated}} V_{\text{vir}}^2}{0.5 V_{\text{vir}}^2}, \quad (2.9)$$

donde ΔE_{SN} es la energía inyectada por las estrellas masivas, cuyo modelado es similar al de la masa recalentada (al igual que [Hirschmann et al. 2016](#)),

$$\Delta E_{\text{SN}} = \frac{4}{3} \epsilon_{\text{ejec}} \frac{\eta E_{\text{SN}}}{V_{\text{vir}}^2} (1+z)^\beta \left(\frac{V_{\text{vir}}}{60 \text{ km s}^{-1}} \right)^{\alpha_{\text{F}}} \Delta M_{\star} 0.5 V_{\text{SN}}^2. \quad (2.10)$$

Aquí, ϵ_{ejec} es la eficiencia correspondiente, considerada como otro parámetro libre del modelo, y $0.5 V_{\text{SN}}^2$ es la energía cinética media eyectada por las explosiones de SN por unidad de masa de estrellas formadas. Siguiendo el análisis de [Muratov et al. \(2015\)](#), adoptamos $V_{\text{SN}} = 1.9 V_{\text{vir}}^{1.1}$.

En el esquema de remoción gradual de gas caliente implementado en SAG (ver Sec. 2.2.3), las galaxias pueden retener su gas caliente cuando se convierten en satélites. Estos halos se reducen por enfriamiento y efectos de ambiente, pero a su vez pueden ser alimentados por la inyección de gas recalentado o la reincorporación de gas eyectado. Se supone que la masa de gas eyectada es reincorporada al (sub)halo del cual fue expelida, en una escala de tiempo que depende del inverso de la masa virial del (sub)halo (como se implementa en [Henriques et al. 2013](#)), para lograr reproducir la evolución de la función de masa estelar observada. Así, la masa reincorporada está dada por

$$\Delta M_{\text{reinc}} = \gamma \Delta M_{\text{ejected}} \frac{M_{\text{vir}}}{10^{10} M_{\odot}}, \quad (2.11)$$

donde el parámetro γ es otro parámetro libre que regula la eficiencia del proceso.

En todas las parametrizaciones mencionadas, hemos añadido la energía inyectada por las SN tipo Ia (SN Ia). Las SN CC y SN Ia, junto a estrellas de masa baja e intermedia, contribuyen con metales que contaminan el gas frío y caliente, afectando las tasas de enfriamiento y, en consecuencia, la SFR. Los detalles del modelo químico implementado en SAG se encuentran en [Cora \(2006\)](#), con las últimas modificaciones a la producción de metales detalladas en [Gargiulo et al. \(2015\)](#) y [Collacchioni et al. \(2018\)](#).

Núcleo galáctico activo

La energía liberada por explosiones de SN y vientos estelares tiene un efecto dramático en galaxias de baja masa, pero resulta insuficiente para reducir el enfriamiento del gas en sistemas masivos. Sin embargo, la retroalimentación generada por los SMBH ubicados en los centros de las galaxias resulta ser el proceso que regula el crecimiento de las galaxias en los halos masivos. Estos procesos de retroalimentación están íntimamente ligados a los mecanismos en que los agujeros negros acretan materia y aumentan su masa, como fue descrito en la Sec. 1.2.

Ante un evento de fusión de galaxias, suponemos que los agujeros negros de ambas galaxias se fusionan instantáneamente, y el crecimiento del agujero negro por acreción de gas en la galaxia central se modela siguiendo a [Croton et al. \(2006\)](#), de la forma

$$\Delta M_{\text{BH,Q}} = f_{\text{BH}} \frac{M_{\text{sat}}}{M_{\text{cen}}} \frac{M_{\text{cold,sat}} + M_{\text{cold,cen}}}{(1 + 280 \text{ km s}^{-1}/V_{\text{vir}})^2}, \quad (2.12)$$

donde M_{cen} y M_{sat} son las masas de la galaxia central y la satélite que se fusionan, $M_{\text{cold,cen}}$ y $M_{\text{cold,sat}}$ son sus masas de gas frío. La fracción de gas frío acretada por el agujero negro, f_{BH} , es un parámetro libre del modelo. El crecimiento por acreción de gas frío suele ser importante en épocas tempranas del Universo, cuando la tasa de acreción (\dot{M}) es cercana a la de Eddington. La tasa de acreción de Eddington es aquella necesaria para que el SMBH libere energía en forma de radiación con una luminosidad de Eddington, $\dot{M}_{\text{edd}} = L_{\text{edd}}/\eta c^2$, donde η es la eficiencia estándar de la producción de energía que ocurre en la región cercana al horizonte de eventos, c es la velocidad de la luz, y L_{edd} es la luminosidad necesaria para que la presión de radiación generada compense la fuerza de atracción gravitatoria. Para un objeto de masa M , la luminosidad de Eddington se puede aproximar como $L_{\text{edd}} = 3.2 \times 10^4 (M/M_{\odot}) L_{\odot}$. En agujeros negros con altas tasas de acreción ($\dot{M} > 0.01 \dot{M}_{\text{edd}}$), el gas forma un disco geoméricamente delgado y ópticamente grueso que radía energía térmica de manera muy eficiente ([Shakura & Sunyaev, 1973](#)). Si bien es esperable que la energía liberada tenga un impacto en las propiedades termodinámicas del ISM, SAG no incorpora un esquema de retroalimentación por AGN para este mecanismo de crecimiento del SMBH.

Otra vía de crecimiento que caracteriza a los SMBH es la acreción de gas caliente del halo. En este escenario, las tasas de acreción son bajas ($\dot{M} < 0.01 \dot{M}_{\text{edd}}$), y el gas forma un disco geoméricamente grueso ($H/R \sim 0.5$, donde H y R representan la altura y el radio del disco, respectivamente) y ópticamente delgado que resulta poco eficiente en radiar la energía que se genera por viscosidad. Las bajas tasas de acreción y los campos magnéticos favorecen la expulsión de gas a través de jets y vientos, produciendo una retroalimentación mecánica que limita el enfriamiento de gas hacia el disco de la galaxia, disminuye el reservorio de gas frío y suprime la formación estelar. Este modo de retroalimentación por AGN se conoce como ‘modo radio’ según la terminología introducida por [Croton et al. \(2006\)](#), y en SAG se implementa siguiendo a [Henriques et al. \(2015b\)](#), de modo que la tasa de crecimiento del SMBH toma la forma

$$\dot{M}_{\text{BH,r}} = \kappa_{\text{AGN}} \frac{M_{\text{BH}}}{10^8 M_{\odot}} \frac{M_{\text{hot}}}{10^{11} M_{\odot}}, \quad (2.13)$$

donde M_{hot} y M_{BH} son la masa de gas caliente y del SMBH, respectivamente. La eficiencia de la acreción de gas caliente está dada por el parámetro libre κ_{AGN} . Como fue mencionado, parte de la energía es liberada en forma de radiación, por lo que se le asocia una luminosidad a la tasa de acreción, dada por

$$L_{\text{BH,r}} = \eta \dot{M}_{\text{BH,r}} c^2, \quad (2.14)$$

donde $\eta = 0.1$. Así, la retroalimentación por AGN produce finalmente una disminución en la cantidad de gas que puede enfriarse, expresada como

$$\dot{M}'_{\text{cool}} = \dot{M}_{\text{cool}} - \frac{L_{\text{BH,r}}}{V_{\text{vir}}^2/2}. \quad (2.15)$$

2.2.3. Procesos de ambiente

Mientras una galaxia satélite orbita dentro de un halo anfitrión principal, la materia oscura y la componente bariónica dentro del subhalo se ven afectadas por numerosos procesos físicos asociados al ambiente. En nuestro modelo, las fuerzas de marea y la RP pueden arrancar materia fuera de la galaxia. La fuerza de marea actúa sobre todas las componentes (estrellas, gas y materia oscura), mientras que la RP es un proceso hidrodinámico que afecta únicamente al gas. Por lo tanto, SAG contiene un proceso de dos etapas para remover el gas: las fuerzas de marea y la RP actúan primero sobre el halo de gas caliente, donde el efecto más fuerte determina la cantidad de gas removida. Una vez que una fracción significativa del gas caliente es removida, la RP y las fuerzas de marea empiezan a actuar sobre el gas frío; la implementación de la primera sigue el esquema de [Tecce et al. \(2010\)](#). La combinación de la RP sobre el gas frío y el esquema de remoción gradual del gas caliente constituye una mejora respecto de otros trabajos que ignoran el efecto de la RP sobre el gas frío (e.g. [Guo et al., 2011](#); [Kimm et al., 2011](#); [Gonzalez-Perez et al., 2014](#)). Este efecto fue considerado por [Luo et al. \(2016\)](#) y [Stevens & Brown \(2017\)](#); mientras que los primeros autores no consideran que el gas caliente actúe como escudo que regule la acción de la presión de barrido sobre el gas frío, los segundos autores tienen en cuenta esta posibilidad, utilizando un criterio diferente al de SAG.

Estimación de la presión de barrido

Como hemos detallado en la Sec. 1.2, la RP que experimenta una galaxia satélite se estima como $P_{\text{ram}} = \rho_{\text{ICM}} v^2$ (ec. 1.3). A partir del análisis de simulaciones hidrodinámicas de cúmulos de galaxias, [Tecce et al. \(2010\)](#) muestran que los valores de RP presentan un perfil radial que depende principalmente de la densidad del ICM a la distancia en que se encuentra la galaxia respecto al centro del cúmulo. Valores de RP del orden de $10^{-12} h^2 \text{ dyn cm}^{-2}$, $10^{-11} h^2 \text{ dyn cm}^{-2}$ y $10^{-10} h^2 \text{ dyn cm}^{-2}$ son considerados débiles, medianos y fuertes, respectivamente ([Roediger & Brüggen, 2006a](#)). A $z = 0$, los valores medios de RP van de bajos a medianos para cúmulos con masas de $\sim 10^{14} M_{\odot}$ y $\sim 10^{15} M_{\odot}$, respectivamente. A $z \sim 2$, la mayoría de las galaxias satélites en halos progenitores de los cúmulos masivos actuales ya experimentan niveles medianos de RP, y a $z \lesssim 0.5$ aproximadamente el 20 por ciento de las galaxias sufre fuertes niveles de presión de barrido (ver la fig. 5 de [Tecce et al., 2010](#)). Este comportamiento depende fuertemente de cómo evoluciona la densidad del ICM con el tiempo.

Todos estos efectos son tenidos en cuenta en SAG mediante ajustes que estiman la RP experimentada por galaxias en halos de diferente masa, en función de la distancia al centro del halo y el corrimiento al rojo. Estos ajustes se obtienen de manera similar que en [Tecce et al. \(2011\)](#), aunque utilizando expresiones analíticas que capturan más adecuadamente el

comportamiento del efecto, como se describe en [Vega-Martínez et al. \(2021\)](#). Este procedimiento, denominado método de ‘partículas de gas’ en [Tecce et al. \(2010\)](#), tiene en cuenta las variaciones locales de la densidad o el campo de velocidades que puedan resultar de la dinámica del gas en las simulaciones hidrodinámicas. El ajuste generado a partir de estos datos permite incluir el efecto de la RP en el modelo semi-analítico aplicado sobre simulaciones de materia oscura, que no tienen en cuenta la física que afecta al gas. La manera de estimar estos valores de RP constituye la principal ventaja de nuestro tratamiento del proceso.

Remoción gradual del gas caliente de las galaxias satélites

Originalmente, en los modelos semi-analíticos se suponía que el halo de gas caliente era removido instantáneamente cuando la galaxia era acreetada por un grupo o cúmulo, es decir, una vez que la misma cruzaba el radio virial de estos sistemas, convirtiéndose así en su galaxia satélite. Sin embargo, esto generaba un rápido decaimiento de la formación estelar, produciendo discrepancias con las observaciones, ya que se generaba un exceso del número de galaxias rojas, con poca o nula formación estelar ([Baldry et al., 2006](#); [Weinmann et al., 2006a](#); [Font et al., 2008](#)). Una remoción más gradual de esta componente gaseosa resulta necesaria para lograr un mejor acuerdo con las observaciones. La acción de RP podría dar lugar a esta remoción gradual ([Cora et al., 2018](#)).

Como hemos mencionado en la Sec. 2.2.1, la actual versión de SAG permite que las galaxias retengan su halo de gas caliente cuando se convierten en satélites. Estos halos son gradualmente removidos por la acción de la RP y/o fuerzas de marea, lo que permite alimentar el disco de gas frío mediante enfriamiento del gas durante el tiempo que estos halos de gas caliente sobrevivan. Este es el esquema al que nos referimos como ‘remoción gradual’.

En este nuevo escenario, la masa de gas caliente M_{hot} disponible para enfriarse en la galaxia central del halo principal se calcula al principio de cada intervalo de la simulación siguiendo la Ec. 2.1, donde las galaxias centrales y satélites se consideran separadas de manera de contabilizar la masa total de gas caliente que permanece en las N_{sat} galaxias satélites dentro del mismo halo principal.

Nuestra receta de RP sobre el gas caliente se basa en el modelo de [Font et al. \(2008\)](#), que utiliza un criterio para la RPS de una distribución esférica de gas determinada por [McCarthy et al. \(2008\)](#) a partir de los resultados obtenidos con simulaciones hidrodinámicas. El gas ubicado más allá del radio de la galaxia satélite r_{sat} será removido si el valor de la presión de barrido P_{ram} (dada por el ajuste descrito en la sec. 2.2.3) cumple la condición

$$P_{\text{ram}} > \alpha_{\text{RP}} \frac{GM_{\text{sat}}(r_{\text{sat}})\rho_{\text{hot}}(r_{\text{sat}})}{r_{\text{sat}}}, \quad (2.16)$$

donde ρ_{hot} es la densidad del gas caliente de la galaxia satélite, y α_{RP} es una constante del orden de la unidad, asociada a la geometría del escenario y elegida de manera de reproducir los resultados de la simulación hidrodinámica. [McCarthy et al. \(2008\)](#) encuentra en sus simulaciones que $\alpha_{\text{RP}} = 2$, aunque prueban valores de hasta $\alpha_{\text{RP}} = 10$ sin producir grandes cambios en los resultados. Como no consideran que el gas caliente pueda reducirse por enfriamiento, en nuestro modelo adoptamos un valor intermedio, $\alpha_{\text{RP}} = 5$. La masa total de una galaxia satélite, M_{sat} , está dada por

$$M_{\text{sat}}(r_{\text{sat}}) = M_{\star} + M_{\text{cold}} + 4\pi \int_0^{r_{\text{sat}}} [\rho_{\text{hot}}(r) + \rho_{\text{DM}}(r)] r^2 dr, \quad (2.17)$$

suponiendo que r_{sat} es lo suficientemente grande para contener todas las estrellas y el gas frío. Todos los perfiles de densidad siguen un modelo de esfera isoterma, i.e. $\rho_{\text{hot}} = M_{\text{hot}}/(4\pi r_{\text{hot}} r^2)$, donde r_{hot} es el radio que contiene toda la masa del halo de gas caliente, M_{hot} . Este radio

adopta inicialmente el valor del radio virial del subhalo, r_{vir} ; en el caso de las satélites que han perdido su halo de materia oscura (satélites huérfanas; ver Sec. 2.2.4), r_{vir} mantiene el valor correspondiente al último momento que fue identificado el subhalo. Combinando las ecuaciones (2.16) y (2.17), se puede resolver numéricamente el radio de remoción del gas caliente debido a la RP, $r_{\text{s,hot}}^{\text{RPS}}$.

Para determinar la pérdida de gas que sufren las satélites debido a la fuerza de marea, suponemos que el gas caliente sigue la distribución de materia oscura (Navarro et al., 1997). De esta manera, el radio de ligadura de la materia oscura r_{DM} está dado por r_{vir} , y esta cantidad determina también el radio a partir del cual la fuerza de marea puede remover gas, $r_{\text{s,hot}}^{\text{TS}} = r_{\text{DM}}$. Se compara el $r_{\text{s,hot}}^{\text{TS}}$ con el $r_{\text{s,hot}}^{\text{RPS}}$, y el radio más pequeño será considerado el radio de remoción $r_{\text{s,hot}}$, que contendrá el remanente de gas caliente; todo el gas por fuera de ese radio puede ser removido. De esta manera, el valor de r_{hot} se actualiza para garantizar que $r_{\text{hot}}^{\text{new}} = r_{\text{s,hot}}$.

Una vez que el gas caliente es removido, se supone que el remanente de gas se redistribuye rápidamente y adopta un perfil isoterma, pero truncado a r_{hot} , como en Font et al. (2008) y Kimm et al. (2011). La presión que genera el ICM puede actuar de manera que confine el gas caliente del satélite, previniendo que sea expulsado fuera del radio de remoción (Mulchaey & Jeltema, 2010). Si en un paso de integración siguiente (coincidente con el de la salida de la simulación) el valor obtenido para r_{hot} es más grande que el anterior, r_{hot} no se actualiza y no hay pérdida de gas en ese paso.

En versiones anteriores de SAG, basadas en el esquema de estrangulación, se suponía que los procesos de retroalimentación que ocurrían en las satélites transferían el gas frío y sus metales a la componente de gas caliente de la galaxia central (es decir, al halo principal). En la implementación actual, suponemos que el gas caliente de la galaxia satélite se ha agotado una vez que su masa disminuye a una fracción $f_{\text{hot,sat}}$ de la masa bariónica total, considerado como un parámetro libre del modelo. Antes de que esto ocurra, todos los procesos de retroalimentación transportan gas y metales a la fase de gas caliente de la misma galaxia, proporcionalmente a su contenido de gas caliente; el resto de la masa recalentada y su contenido de metales se transfieren a la galaxia central correspondiente. Si ésta última es una galaxia central de un subhalo (es decir, una satélite de otra galaxia central), y su gas caliente decae por debajo de una fracción $f_{\text{hot,sat}}$ de la fracción bariónica, entonces la masa recalentada y el contenido de metales de la galaxia en cuestión son transferidas al gas caliente de la galaxia central del halo principal.

En cada paso de integración de la simulación, todas las galaxias que aún tengan gas caliente, sean satélites o centrales, sufrirán el proceso de enfriamiento (ver Sec. 2.2.1).

Presión de barrido y fuerza de marea sobre el disco de gas frío

Como detallamos en la Sec. 1.2, la presión ejercida por el ICM también puede afectar el gas frío del disco de las galaxias satélites. No obstante, su efecto puede verse limitado por la presencia del halo de gas caliente en el esquema actual de remoción gradual del mismo. En las satélites, los halos de gas caliente se nutren por la retroalimentación por SN mientras se estén formando nuevas estrellas y mientras el cociente entre la masa de gas caliente y la masa bariónica total de la galaxia sea más grande que $f_{\text{hot,sat}}$. Si este cociente es menor que $f_{\text{hot,sat}}$, el gas caliente se irá reduciendo gradualmente por enfriamiento y/o los procesos de remoción mencionados. Suponemos que mientras ese cociente sea mayor que 0.1, el gas caliente actúa como escudo del gas frío ante la acción de la RP. Cuando esta condición deja de cumplirse, la presión ejercida por el ambiente comienza a actuar sobre el gas frío. Este umbral ha sido elegido lo suficientemente pequeño para que el gas caliente actúe como escudo por tiempos prolongados en la vida de las galaxias; la RP sobre el gas frío se volvería demasiado efectiva

sin una restricción de este estilo.

Consideramos el modelo de presión de barrido del disco de gas frío introducido en [Tecce et al. \(2010\)](#), basado en el criterio establecido en [Gunn & Gott \(1972\)](#) dado por la ec. 1.4. El gas frío del disco que esta localizado a una distancia R del centro será removido si la presión ejercida por el medio excede la fuerza restitutiva por unidad de área ejercida por la gravedad del disco,

$$P_{\text{ram}} > 2\pi G \Sigma_{\text{disc}}(R) \Sigma_{\text{cold}}(R). \quad (2.18)$$

Aquí P_{ram} está dada por la ec. 1.3, y Σ_{disc} , Σ_{cold} representan la densidad superficial del disco galáctico (estrellas mas gas frío) y del gas frío del disco, respectivamente. Esta es una ligera modificación de la ecuación original de [Gunn & Gott \(1972\)](#), en la que se incluye el efecto de auto-gravitación del disco de gas, que no puede despreciarse ([Abadi et al., 1999](#); [Fujita, 2004](#); [Wang et al., 2020](#)).

La densidad superficial de estrellas y gas en el disco están modeladas por un perfil exponencial, dado por $\Sigma(R) = \Sigma_0 \exp(-R/R_d)$, donde Σ_0 es la densidad superficial central y R_d es el radio de escala del disco (definido luego de la ec. 2.5). Partiendo de la condición (2.18) se puede demostrar que la RP puede remover todo el gas frío que se encuentra más alejado que un radio de remoción, $R_{\text{s,cold}}$, dado por

$$R_{\text{s,cold}}^{\text{RPS}} = -0.5 R_d \ln \left(\frac{P_{\text{ram}}}{2\pi G \Sigma_{0,\text{disc}} \Sigma_{0,\text{cold}}} \right), \quad (2.19)$$

donde $\Sigma_{0,\text{disc}}$ y $\Sigma_{0,\text{cold}}$ son la densidad superficial central del disco estelar y del gas frío, respectivamente. Por simplicidad, suponemos que ambas componentes del disco tienen el mismo radio de escala.

Cabe destacar que este modelado de la presión de barrido ejercida sobre el gas frío considera de manera implícita que el disco está orientado de manera perpendicular a la dirección de movimiento de la galaxia, lo cual genera una eficiencia máxima del proceso físico. No hemos tenido en cuenta la inclinación del disco de la galaxia en el modelo de la presión de barrido debido a que esperamos que el efecto de la inclinación no sea determinante ([Roediger & Brüggen, 2006b](#); [Jáchym et al., 2009](#)), y que las incertezas al respecto sean absorbidas por los parámetros libres que definen otras cantidades involucradas en la estimación de la presión de barrido.

Para tener en cuenta los efectos de marea, en cada salida de la simulación, el valor de $R_{\text{s,cold}}^{\text{RPS}}$ obtenido de la ecuación (2.19) es comparado con r_{DM} , que determina el radio de remoción debido a fuerzas de marea, $R_{\text{s,cold}}^{\text{TS}}$; si el primero es más pequeño que el último, fijamos $R_{\text{s,cold}} = R_{\text{s,cold}}^{\text{RPS}}$. Si el $R_{\text{s,cold}}$ resultante es más pequeño que el valor actual del radio del disco R_{cold} , todo el gas ubicado mas allá de $R_{\text{s,cold}}$ es removido. El gas removido es añadido a la componente de gas caliente de la galaxia central (ya sea del halo principal o del subhalo). Si esta última no contiene un halo de gas caliente, el gas removido pasa al ICM directamente.

Después del evento de remoción producido por las fuerzas de marea y/o la presión de barrido, se supone que el disco de gas remanente adquiere un perfil exponencial truncado en un radio $R_{\text{cold}}^{\text{new}} = R_{\text{s,cold}}$ y con un nuevo radio de escala definido como $R_{\text{d,cold}}^{\text{new}} = R_{\text{cold}}^{\text{new}}/7$ (suponiendo que el 99% del gas frío del disco está contenido dentro de $7 * R_{\text{d,cold}}$).

Fuerza de marea sobre las estrellas

Al contrario de lo que ocurre con la RP, las fuerzas de mareas también afectan a las componentes estelares de las galaxias satélites. Para procesar la remoción de estrellas consideramos el disco y el bulbo separadamente. En el caso del disco, comparamos el valor actual de r_{DM} con el tamaño del disco estelar, R_{disc} . Si $R_{\text{disc}} > r_{\text{DM}}$, suponemos que la galaxia

pierde todas las estrellas ubicadas más allá de r_{DM} , y que las estrellas que permanecen en la galaxia aún forman un disco exponencial, truncado a una distancia $R_{\text{s,disc}} = r_{\text{DM}}$, pero con la masa estelar redistribuida con un nuevo radio de escala $R_{\text{d,disc}} = R_{\text{s,disc}}/7$, al igual que para el disco de gas frío. El radio de escala de un disco compuesto por gas frío y estrellas se define a partir de los radios de escala respectivos de cada componente, pesados por su masa: $R_{\text{d}} = (M_{\text{cold}} R_{\text{s,cold}} + M_{\text{disc}} R_{\text{s,disc}})/(M_{\text{cold}} + M_{\text{disc}})$.

Si la galaxia presenta una componente de bulbo, la fuerza de marea sobre las estrellas se evalúa suponiendo que las mismas se distribuyen siguiendo un perfil de [Hernquist \(1990\)](#),

$$\rho(r) = \frac{M_{\text{bulge}}}{2\pi} \frac{a_{\text{b}}}{r} \frac{1}{(r + a_{\text{b}})^3} \quad (2.20)$$

donde a_{b} es una longitud de escala asociada al radio mitad de masa mediante $r_{\text{b,h}} = (1 + \sqrt{2})a_{\text{b}}$. Para calcular $r_{\text{b,h}}$ seguimos el procedimiento delineado en [Cole et al. \(2000\)](#) que adaptamos a nuestro modelo en [Muñoz Arancibia et al. \(2015b\)](#). Si el radio que contiene el 99% de la masa del bulbo, dado por $r_{\text{bulge}} = 198.5 * a_{\text{b}}$, satisface la condición $r_{\text{bulge}} > r_{\text{s,bulge}}$ con $r_{\text{s,bulge}} = r_{\text{DM}}$, suponemos que las estrellas del bulbo más allá de $r_{\text{s,bulge}}$ son removidas y que las estrellas remanentes se redistribuyen siguiendo un perfil de Hernquist, truncado a $r_{\text{s,bulge}}$, con una nueva longitud de escala definida como $a_{\text{b}}^{\text{new}} = r_{\text{s,bulge}}/198.5$.

Las estrellas removidas por fuerzas de marea pueden orbitar libremente dentro del halo principal. Por motivos prácticos, son asociadas a una nueva componente estelar de halo de la correspondiente galaxia central. A medida que estas estrellas evolucionan y mueren, las mismas inyectan gas y metales directamente en el ICM.

2.2.4. Órbitas de galaxias huérfanas

Cuando un subhalo de masa M_{sat} orbita dentro de un sistema de partículas de masa $m \ll M_{\text{sat}}$, la fuerza de gravedad del subhalo las acelera y las concentra detrás de sí. Colectivamente, las partículas atraen al subhalo en la dirección contraria a su movimiento y disminuyen su velocidad, proceso que se conoce como fricción dinámica ([Chandrasekhar, 1943](#)). Para las galaxias satélites que poseen un subhalo, los efectos de fricción dinámica y fuerzas de marea se calculan de manera auto-consistente debido al seguimiento de su órbita en la simulación de materia oscura. Este seguimiento no es posible cuando se alcanza el límite de resolución de la simulación y el subhalo ya no puede ser identificado (se lo considera fusionado con el halo que lo contiene). En este caso, la galaxia que estaba alojada en el subhalo que ya no es resuelto se convierte en una galaxia satélite huérfana que queda orbitando alrededor de su galaxia central.

En versiones previas de SAG, las posiciones y velocidades de las galaxias huérfanas se asignaban utilizando la posición y velocidad de la partícula más ligada del subhalo de materia oscura al último momento de identificación ([Lagos et al., 2008](#); [Tecce et al., 2010](#)), o suponiendo una órbita circular cuya distancia radial disminuye únicamente por fricción dinámica ([Gargiulo et al., 2015](#)). En tales casos, el criterio de fusión de las galaxias huérfanas con su respectiva galaxia central compara el tiempo transcurrido desde que su halo deja de ser identificado (momento de caída del subhalo al halo anfitrión y consecuente fusión) con una escala de tiempo de fricción dinámica; cuando la última es más corta que el primero, se considera que la galaxia huérfana se fusionó con la galaxia central independientemente de la distancia que las separe.

En la versión de SAG utilizada en esta tesis, las órbitas de los subhalos que dejan de ser identificados en la simulación de N -cuerpos de materia oscura son integradas numéricamente en una etapa anterior a la aplicación del modelo SAG sobre la simulación. La información de la evolución orbital de los subhalos no resueltos es tomada por el modelo SAG y asignada a

las respectivas galaxias huérfanas. Por simplicidad, nos referimos a esta metodología como la ‘integración de las órbitas de galaxias huérfanas’. La misma utiliza como condiciones iniciales la posición, velocidad y masa virial del subhalo en el último instante en que fue identificado.

Para determinar la órbita de una galaxia huérfana, se considera cada subhalo no resuelto como una partícula que se mueve en un potencial esférico generado por el halo principal dentro del cual orbita. Esta fuerza se estima simplemente como $f_i = -\partial\Phi/\partial x_i$, donde se supone que Φ corresponde al potencial generado por una distribución de masa que sigue un perfil radial isoterma. La galaxia también experimenta la fuerza de fricción dinámica derivada por Chandrasekhar (1943), dada por

$$\mathbf{F}_{\text{df}}(r) = -\frac{4\pi G^2 M_{\text{sat}} \rho_{\text{host}}(r) \ln \Lambda}{V^2} \left[\text{erf}(X) - \frac{2X}{\sqrt{\pi}} \exp(-X^2) \right] \frac{\mathbf{V}}{V}, \quad (2.21)$$

donde r y \mathbf{V} es la posición y velocidad de la galaxia satélite relativa al halo, respectivamente, $V = |\mathbf{V}|$, $X = V/\sqrt{2}\sigma$, σ es la dispersión de velocidades de las partículas de materia oscura del halo anfitrión, ρ_{host} es el perfil de densidad de este halo, $\ln \Lambda$ es el logaritmo de Coulomb y erf es la función error de Gauss. En esta versión del modelo de órbitas, se utiliza un logaritmo de Coulomb variable, siguiendo a Hashimoto et al. (2003), esto es

$$\ln(\Lambda) = \begin{cases} \ln(r_{\text{sat}}/bR_{\text{sat}}) & r_{\text{sat}} > bR_{\text{sat}} \\ 0 & r_{\text{sat}} \leq bR_{\text{sat}} \end{cases} \quad (2.22)$$

donde r_{sat} es la distancia del subhalo no resuelto al centro del halo principal, R_{sat} es su radio, que varía a medida que el subhalo pierde masa debido a fuerzas de marea, y b es un parámetro libre. Se define el radio de marea, r_t , como la distancia donde la fuerza de autogravedad del halo y la fuerza de marea se equiparan, dando como resultado

$$r_t = \left(\frac{GM_{\text{sat}}}{\omega^2 - d^2\Phi/d^2r} \right)^{1/3}, \quad (2.23)$$

donde $\omega = |\mathbf{V} \times \mathbf{r}|/r^2$ es la velocidad angular y Φ es el potencial del subhalo. Siguiendo Zentner et al. (2005), se estima la tasa de pérdida de masa por fuerzas de marea como

$$\frac{dM_{\text{sat}}}{dt} = -\alpha \frac{M_{\text{sat}}(> r_t)}{T_{\text{orb}}}, \quad (2.24)$$

donde $M_{\text{sat}}(> r_t)$ es la masa fuera del radio de marea, y α es un parámetro libre que compensa las incertezas del modelo.

La integración de la órbita continúa hasta que la galaxia huérfana se fusiona con la central. Esto sucede cuando la distancia es menor que el 10 % del radio virial del halo anfitrión, que se utiliza para estimar el radio de la galaxia central, ya que en la instancia de integración de la órbita de la galaxia huérfana no se tiene aún la información de las propiedades de la misma, la cual es provista por SAG al poblar los halos y subhalos de materia oscura con galaxias. Este criterio de fusión permite llegar a un acuerdo general con la evolución de la tasa de fusión de las galaxias con el corrimiento al rojo, que se obtiene al considerar la escala de tiempo de las fusiones dado por Jiang et al. (2008), inferidas a partir de una simulación hidrodinámica de alta resolución que incluye formación estelar.

2.2.5. Simulación de N -cuerpos MDPL2

Parte de los resultados de esta tesis fueron obtenidos aplicando el modelo SAG sobre la simulación cosmológica de materia oscura MDPL2 (*Multi-Dark Galaxies with Planck Cosmology*)

que es parte de la base de datos COSMOSIM².

La simulación MDPL2 determina la evolución de 3840^3 partículas dentro de una caja de $1 h^{-1} \text{Gpc}$ de lado, con una resolución de masa de $m_p = 1.5 \times 10^9 h^{-1} M_\odot$ por partícula de materia oscura. Esta simulación es análoga a la simulación MDPL descrita en Klypin et al. (2016), pero realizada con diferentes condiciones iniciales. Esta simulación es consistente con un modelo ΛCDM plano, caracterizado por los parámetros cosmológicos determinados por la colaboración Planck: $\Omega_m = 0.307$, $\Omega_\Lambda = 0.693$, $\Omega_B = 0.048$, $n_s = 0.96$ y $H_0 = 100h^{-1} \text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$, donde $h = 0.678$ (Planck Collaboration et al., 2014).

Los halos de materia oscura fueron identificados con ROCKSTAR (Behroozi et al., 2013a), y los árboles de fusiones fueron construidos con CONSISTENT TREES (Behroozi et al., 2013b). El buscador de halos detecta sobre-densidades de al menos $N_{\min} = 20$ partículas. Cada halo está caracterizado por propiedades físicas definidas por la distribución de partículas que lo conforma, suponiendo una sobre-densidad esférica como aproximación. La masa virial se define como la masa encerrada en una esfera de radio r_{vir} , de tal modo que la densidad media alcanza un factor constante $\Delta = 200$ veces la densidad crítica del Universo, ρ_{crit} , i.e.

$$M_{\text{vir}}(< r_{\text{vir}}) = \Delta \rho_{\text{crit}} \frac{4\pi}{3} r_{\text{vir}}^3. \quad (2.25)$$

Además, la velocidad virial de cada halo se define en términos de estas propiedades: $V_{\text{vir}} = \sqrt{GM_{\text{vir}}/r_{\text{vir}}}$, donde G es la constante universal de gravitación.

2.2.6. Calibración de SAG

La calibración del modelo SAG, es decir, la asignación de valores a sus parámetros libres, se realiza considerando resultados del modelo que surgen de aplicar el mismo a la simulación cosmológica de materia oscura MDPL2, y utilizando la técnica Optimización de Nube de Partículas (PSO, por *Particle Swarm Optimization*, en inglés) presentada en Ruiz et al. (2015). Esta herramienta numérica nos permite ajustar los parámetros libres mediante la exploración del espacio de parámetros a través de un recorrido aleatorio realizado por grupos de partículas (equivalente a la técnica Monte Carlo de cadenas de Markov) que comparten información, y permiten determinar la evolución de la exploración a partir de la experiencia individual y colectiva. Comparando el resultado del modelo contra un conjunto de observables, la técnica PSO determina los valores de los parámetros libres que mejor ajustan las observaciones.

Para la versión de SAG empleada en este trabajo de tesis, consideramos nueve parámetros libres para el proceso de calibración. Los parámetros libres son: la eficiencia de formación estelar (α , ecuación 2.5), la eficiencia de la retroalimentación por SN debido a estrellas formadas en el disco y en el bulbo (ϵ , ecuación 2.8), la eficiencia de eyección de gas desde la fase caliente (ϵ_{ejec} , ecuación 2.10) y la eficiencia de reincorporación (γ , ecuación 2.11), el exponente que regula la evolución con el corrimiento al rojo de la carga de masa recalentada y eyectada por SN (β , ecuaciones 2.8 y 2.10), el factor de crecimiento del SMBH y la eficiencia de la retroalimentación por AGN (f_{BH} y κ_{AGN} , ecuaciones 2.12 y 2.13, respectivamente), el factor involucrado en la escala de la perturbación que genera inestabilidades de disco (f_{pert} , no descrito aquí), y la fracción que determina el destino del gas frío recalentado ($f_{\text{hot,sat}}$) introducido en la Sec. 2.2.3.

El conjunto de funciones y relaciones observadas que fueron utilizadas como restricciones en el proceso de calibración de SAG son: la función de masa estelar a $z = 0$ y $z = 2$, la función de distribución de SFR a $z = 0.14$, la fracción de masa de gas frío como función de la masa estelar, y la relación entre la masa del SMBH y la masa del bulbo. Los valores de los parámetros libres encontrados mediante este proceso de calibración se presentan en la Tabla 2.1. No

²<https://https://www.cosmosim.org/>.

Parámetro	Valor adoptado
α	0.04
ϵ	0.33
ϵ_{ejec}	0.022
f_{BH}	0.06
κ_{AGN}	3.02×10^{-5}
f_{pert}	14.56
γ	0.055
$f_{\text{hot,sat}}$	0.277

Tabla 2.1: Parámetros libres del modelo y los valores determinados por la técnica de ajuste PSO. Remarcamos que, luego del proceso de calibración, adoptamos $\beta = 1.3$, con el objetivo de reproducir relaciones observadas predichas por SAG, es decir, no utilizadas como restricciones en el proceso de calibración.

se indica allí el valor obtenido para el parámetro β pues resultó ser demasiado alto, y genera discrepancias entre las predicciones del modelo y un conjunto de funciones y relaciones observadas no utilizadas como restricciones en el proceso de calibración; en particular, la evolución de la densidad cósmica de la SFR (SFRD, por *Star Formation Rate Density*, en inglés) a alto corrimiento al rojo, y relaciones que involucran la fracción de galaxias pasivas (ver la correspondiente discusión en [Cora et al. 2018](#)). Por lo tanto, a este parámetro se le asignó el valor de ajuste que provee [Muratov et al. \(2015\)](#), esto es $\beta = 1.3$. El modelo alternativo que resulta de fijar $\beta = 1.3$ luego del proceso de calibración no afecta apreciablemente las funciones y relaciones observadas utilizadas para calibrar el modelo, como puede apreciarse en las Figs. 2.2, 2.3 y 2.4, y presenta la ventaja de lograr un mejor acuerdo con las relaciones observacionales no consideradas en el proceso de calibración antes mencionadas y que son relevantes para el desarrollo de este trabajo de tesis, a saber, la evolución de la SFRD y la dependencia de la fracción de galaxias pasivas con la masa estelar, la masa de halo y la distancia al centro del halo en el cual residen (ver Figs. 4.1, 4.2 y 4.3). Este acuerdo se produce a expensas de aumentar la densidad de galaxias de baja masa a $z = 2$ (panel derecho de la Fig. 2.2). Claramente, no resulta posible satisfacer estas restricciones observacionales simultáneamente. La tensión existente entre la evolución de la SFRD y la función de masa estelar a $z = 2$ ha sido también reportada por [Hirschmann et al. \(2016\)](#) a partir de su análisis de la evolución de la correlación entre la sSFR y la masa estelar (ver su fig. 9).

2.3. Modelo semi-analítico GALFORM

En el Cap. 3 estudiamos la distribución espacial de galaxias activas ubicadas en regiones densas en el Universo temprano. Estas galaxias tienen una alta tasa de formación estelar y presentan intensas líneas de emisión, en particular, $\text{H}\alpha$ (6563Å) y $\text{Ly}\alpha$ (1216Å).

Desde una perspectiva cosmológica, se espera que las grandes estructuras del Universo local crezcan a partir de la incorporación de halos pequeños formados en épocas tempranas ([Press & Schechter, 1974](#); [Davis et al., 1985](#)). El escenario de formación jerárquica de estructuras implica que los halos masivos de materia oscura se encuentran insertos en regiones densas, lo que sugiere que cualquier propiedad relacionada con la masa del halo también estará relacionada al ambiente en escalas mayores al tamaño del halo principal (e.g. [Mo et al., 2004](#)). Esto resulta de particular importancia en el estudio de la formación de los cúmulos de galaxias, en el régimen de proto-cúmulos ([Overzier et al., 2006](#)).

La búsqueda de proto-cúmulos y la caracterización de las galaxias que lo componen re-

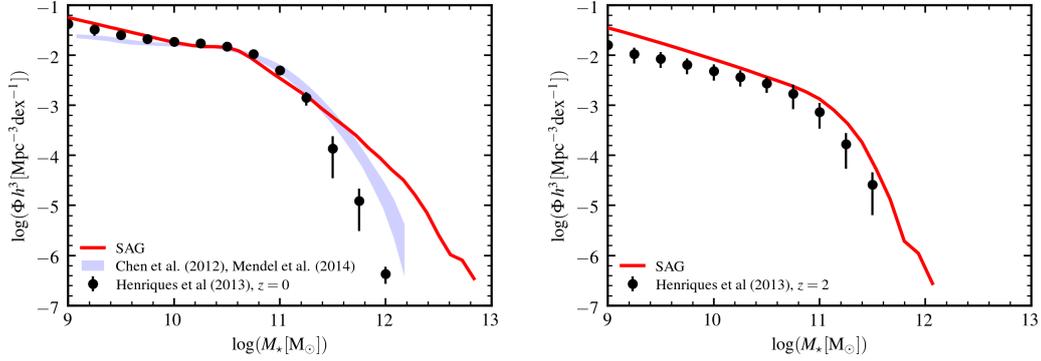


Figura 2.2: Función de masa estelar utilizada como restricción para calibrar el modelo SAG. *Panel izquierdo:* Función de masa estelar a $z = 0$. *Panel derecho:* Función de masa estelar a $z = 2$. Los datos observacionales recopilados por [Henriques et al. \(2015b\)](#) están representados por los círculos con barras de error. Los resultados de la versión de SAG caracterizada por los valores de los parámetros presentados en la [Tabla 2.1](#) y $\beta = 1.3$ están representados por la línea roja. El acuerdo entre el modelo y las observaciones es bueno, salvo por el extremo masivo de la función de masa estelar a $z = 0$. Este exceso resulta menos evidente cuando se compara con los datos compilados y analizados por [Bernardi et al. \(2017, area gris discontinua\)](#), que incluye datos de [Chen et al. \(2012\)](#) y [Mendel et al. \(2014\)](#).

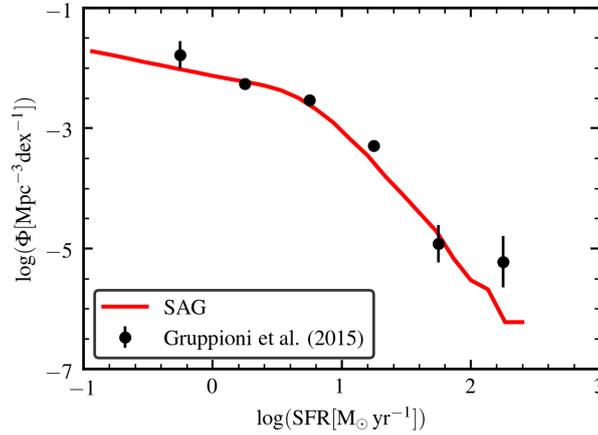


Figura 2.3: Función de distribución de SFR a $z = 0.14$ utilizada como restricción para calibrar el modelo SAG. Los círculos negros con barras de error representan las observaciones de [Gruppioni et al. \(2015\)](#). Los resultados de la versión de SAG caracterizada por los valores de los parámetros presentados en la [Tabla 2.1](#) y $\beta = 1.3$ están representados por la línea roja. Se aprecia una leve disminución de la densidad numérica para altos valores de SFR respecto de las observaciones.

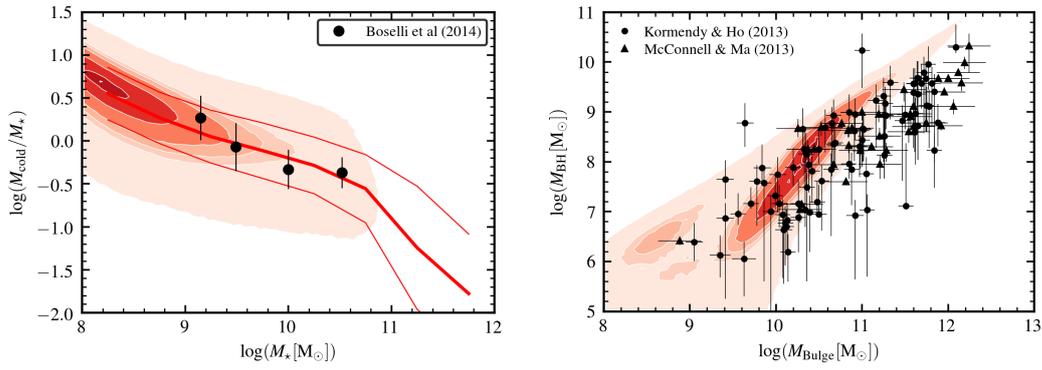


Figura 2.4: *Panel izquierdo*: Fracción de masa en gas frío como función de la masa estelar a $z = 0$, utilizada como restricción para calibrar el modelo, cuyos resultados están representados por las líneas rojas y los contornos rojizos; la línea roja fina denota la desviación estándar alrededor de la media (línea roja gruesa). Esta relación es comparada con observaciones de Boselli et al. (2014b, círculos llenos con barras de error). Se puede apreciar que además de ser más numerosas, las galaxias de baja masa tienen mayor proporción de gas frío. *Panel derecho*: Relación entre la masa de SMBH y de bulbo a $z = 0$ utilizada como restricción para calibrar el modelo, cuyos resultados están representados por contornos rojizos. Los datos observacionales están tomados de Kormendy & Ho (2013b, círculos negros) y McConnell & Ma (2013, triángulos negros). Los resultados obtenidos muestran una ligera sobre-estimación de la masa de los SMBH en galaxias masivas respecto a las observaciones. En ambas figuras, los resultados de SAG corresponden a la versión caracterizada por los valores de los parámetros presentados en la Tabla 2.1 y $\beta = 1.3$, y los niveles de contorno son: [0.01, 0.19, 0.26, 0.38, 0.68, 0.95, 0.997] en términos de la máxima densidad numérica de puntos de cada muestra.

sulta una tarea fundamental para estudiar el rol de la formación jerárquica y los procesos bariónicos en la formación y evolución de galaxias. Como se menciona en el Cap. 1, una estrategia eficiente para encontrar sobredensidades en épocas tempranas es relevar el entorno de cuasares y radio-galaxias. El estudio de la distribución de galaxias alrededor de estos objetos requiere medir con precisión sus corrimientos al rojo. Esto puede alcanzarse con un seguimiento espectroscópico de una muestra seleccionada fotométricamente, o utilizando filtros angostos elegidos para estudiar una emisión particular al corrimiento al rojo en que se ubica el proto-cúmulo.

Desde el punto de vista computacional, calcular propiedades de las líneas de emisión (la intensidad, el ancho equivalente y/o la fracción de escape de fotones) que presenta una galaxia es una tarea compleja que requiere un abordaje numérico.

Para realizar el estudio detallado en el Cap. 3, utilizamos el modelo semi-analítico GALFORM (Cole et al., 2000; Lacey et al., 2016), que calcula las luminosidades intrínsecas de las líneas $H\alpha$ y $Ly\alpha$. Dado que los fotones de $Ly\alpha$ son dispersados por los átomos de hidrógeno del ISM, y absorbidos por granos de polvo, disminuye la proporción de fotones que puede escapar de la galaxia. Por esto, se combina GALFORM con el código FLAREON (por *Fast Lyman-Alpha Radiative Escape from Outflowing Neutral gas*, en inglés), un código abierto de transferencia radiativa que sigue las trayectorias e interacciones de un conjunto de fotones mediante simulaciones Monte Carlo. Este código fue desarrollado por Gurung-López et al. (2019b), está basado en el código de Orsi et al. (2012), y se describe en detalle en la Sec. 2.3.1

El funcionamiento estructural de GALFORM es similar a SAG. Inicialmente puebla los halos de materia oscura con gas. Luego, siguiendo la historia de fusiones de los halos, el gas evoluciona según la implementación de diversos procesos físicos: (i) calentamiento del gas por choques, y enfriamiento radiativo; (ii) formación de discos galácticos con formación estelar suave; (iii) brotes de formación estelar en bulbos debido a inestabilidades de disco y fusiones; (iv) retroalimentación por AGN, por explosiones de SN y fotoionización, que regulan la formación estelar; (v) evolución química del gas y las estrellas. A partir del trabajo de Lacey et al. (2016), en GALFORM se introduce un tratamiento más detallado de la fricción dinámica que actúa sobre las galaxias satélites, se actualiza el modelo de poblaciones estelares, y se modifica la ley de formación estelar en los discos que incorpora el seguimiento del contenido de hidrógeno molecular y neutro por separado. De esta manera, GALFORM permite reproducir numerosas relaciones a $z = 0$, entre las que se encuentran la función de luminosidad en el óptico y en el infrarrojo cercano, la función de masa de hidrógeno neutro, la fracción de galaxias elípticas y la relación entre la masa del agujero negro central y la masa del bulbo de las galaxias. En particular, GALFORM reproduce la función estelar de masa a $z = 0$, logrando un buen acuerdo con las observaciones en el extremo masivo ($M_\star \gtrsim 2 \times 10^{11} M_\odot$); esto contrasta con los resultados de SAG, que presenta un exceso de galaxias masivas, como ya hemos mencionado.

Resulta de particular interés la descripción del modelado y generación de luminosidades de distintas líneas de emisión. GALFORM calcula las luminosidades de $H\alpha$ y $Ly\alpha$ a partir de la tasa de generación de fotones ionizantes en el hidrógeno (fotones del continuo de Lyman). Esta emisión se obtiene mediante la integración de la distribución espectral de energía de cada galaxia desde el extremo UV hasta el quiebre de Lyman a $\lambda = 912\text{\AA}$. Luego, suponiendo que todos los fotones ionizantes generados son absorbidos en el ISM de la galaxia, y los átomos no pueden recombinarse directamente al estado fundamental (Osterbrock, 1989; Dijkstra, 2014, caso B), una fracción de fotones del continuo de Lyman son convertidos en distintos flujos de líneas.

Por un lado, la emisión en $H\alpha$ puede sufrir atenuación por polvo. GALFORM incluye la atenuación por polvo en dos procesos: una producida sobre la emisión de estrellas que se

encuentran todavía en la nube de gas donde nacieron, y una atenuación sobre la radiación que emerge de las nubes moleculares y estrellas localizadas fuera de la región de formación, y que es afectada por una componente difusa de polvo presente en el disco y bulbo de la galaxia. Este modelo incluye atenuación en 14 bandas, incluida la R, centrada en $\lambda = 6954\text{\AA}$ (ver apéndice A de [Lacey et al. \(2016\)](#), para más detalles). Por otro lado, se espera que la luminosidad intrínseca de los fotones $\text{Ly}\alpha$ se vea reducida tanto por la dispersión generada al interactuar con el hidrógeno neutro presente en el ISM e IGM, como también por su absorción por granos de polvo. La inclusión de estos procesos requiere de la resolución de la ecuaciones de transferencia radiativa tanto para el ISM como el IGM.

2.3.1. Transferencia radiativa en el ISM

Se supone que los fotones de $\text{Ly}\alpha$ escapan de la galaxia a través de expulsiones de gas. La erupción está caracterizada por una velocidad de expansión, densidad de hidrógeno, y profundidad óptica del polvo, que depende de las propiedades de la galaxia. La velocidad de la erupción se calcula como

$$V_{\text{exp},c} = \kappa_{\text{V},c} \text{SFR}_c \frac{r_c}{M_\star}, \quad (2.26)$$

donde el subíndice c denota la componente de la galaxia (disco o bulbo), SFR_c es la tasa de formación estelar en $M_\odot h^{-1} \text{Gyr}$, r_c es el radio mitad de masa en $h^{-1} \text{Mpc}$, M_\star es la masa estelar total de la galaxia en $h^{-1} M_\odot$, y $\kappa_{\text{V},c}$ son parámetros libres sin unidades que regulan la eficiencia de la eyección de gas.

Se calcula la densidad de hidrógeno para cada componente como

$$N_{\text{H},c} = \kappa_{\text{N},c} \frac{M_{\text{cold},c}}{r_c^2}, \quad (2.27)$$

donde $M_{\text{cold},c}$ es la masa de gas frío de cada componente en $h^{-1} M_\odot$, y $\kappa_{\text{N},c}$ son parámetros libres calibrados para cada cada componente y corrimiento al rojo. Finalmente, la profundidad óptica de la absorción por polvo se calcula como

$$\tau_{\text{a},c} = (1 - A_{\text{Ly}\alpha}) \frac{E_\odot}{Z_\odot} N_{\text{H},c} Z_c, \quad (2.28)$$

donde $E_\odot = 1.77 \times 10^{-21} \text{cm}^{-2}$ es el cociente $\tau_{\text{a}}/N_{\text{H}}$ para metalicidad solar, $A_{\text{Ly}\alpha}$ es el albedo a longitudes de onda de $\text{Ly}\alpha$, la metalicidad solar es $Z_\odot = 0.02$ y Z_c es la metalicidad del gas frío de cada componente.

Luego, para calcular la fracción de escape de fotones de $\text{Ly}\alpha$ de la galaxia, utilizamos FLAREON, que predice los perfiles de la línea $\text{Ly}\alpha$ y fracciones de escape de fotones en eyecciones (*outflows*) de diferentes características. El código FLAREON incluye tres geometrías para la erupción del gas: Cáscara (*Thin Shell*), Viento Galáctico (ambos con simetría esférica, pero diferente perfil de densidad de hidrógeno neutro), y Cónica (*Bicone*) (ver [Gurung-López et al. 2019b](#), para más detalles). En nuestro trabajo, utilizamos la geometría de Cáscara para calcular la transmisión del ISM, donde la densidad de la columna de hidrógeno neutro está dada por la ecuación 2.27. La geometría de Cáscara logra un mejor acuerdo con las propiedades observadas de las LAEs, como la dependencia del corrimiento del máximo de la línea con la masa estelar, la tasa de formación estelar y el ancho equivalente de la línea.

2.3.2. Transferencia radiativa en el IGM

Mientras que dentro de las galaxias la pérdida de flujo de fotones $\text{Ly}\alpha$ se debe principalmente a la absorción por polvo, en el IGM los fotones son dispersados fuera de la línea de la visual por la presencia de hidrógeno neutro.

Estimamos la transmisión del IGM para cada galaxia según las propiedades del entorno local en que se encuentra, como la densidad, velocidad y estado de ionización del IGM. En la simulación, el IGM se distribuye en cajas cosmológicas de $\sim 2 h^{-1}$ cMpc de lado, en la que la densidad de hidrógeno neutro se determina a partir del contenido de materia oscura de la caja.

Como primera aproximación, el IGM absorbe fotones con longitudes de onda más cortas que $\lambda = 1216\text{\AA}$. Además, como el IGM es más denso en los alrededores de las galaxias, la opacidad resulta más alta en esta región, causando una disminución en la transmisión en longitudes de onda cercanas a $\text{Ly}\alpha$. Luego, lejos de la galaxia, la transmisión del IGM se acerca a la transmisión promedio del Universo (ver fig. 4 de Gurung-López et al., 2019a). Además, la densidad media del hidrógeno neutro en el IGM aumenta con el corrimiento al rojo hasta $z \lesssim 6$, incrementando la profundidad óptica (ver McQuinn, 2016, para un *review*). La transmisión promedio del IGM resulta del 85 % (40 %) para $z = 2$ ($z = 4$) (Dijkstra, 2014), y cae por debajo del 1 % a $z = 5.7$ para frecuencias mayores a la de $\text{Ly}\alpha$ (Gurung-López et al., 2019b).

2.3.3. Simulación de N -cuerpos P-Millennium

Para obtener los resultados descritos en el Cap. 3, utilizamos los catálogos de galaxias obtenidos mediante la combinación del modelo semi-analítico GALFORM y la simulación de materia oscura P-MILLENNIUM (Baugh et al., 2019), la última de la serie de las simulaciones ‘Millennium’ (Springel, 2005). Al igual que la MDPL2, la simulación P-MILLENNIUM modela el crecimiento jerárquico de estructuras en el escenario Λ CMD. Utiliza los parámetros cosmológicos determinados por la colaboración Planck (Planck Collaboration et al., 2014). En particular, el tamaño de la caja de esta simulación es de $542.16 h^{-1}$ cMpc (800 Mpc a $z = 0$), y la resolución de masa de las partículas es de $M_p = 1.601 \times 10^8 h^{-1} M_\odot$ (5040^3 partículas de materia oscura). El volumen simulado y los parámetros cosmológicos utilizados son equivalentes a los empleados en la simulación hidrodinámica EAGLE (Schaye et al., 2015). Los halos y sub-halos de materia oscura fueron identificados con SUBFIND (Springel et al., 2001), y la historia de fusión de los mismos fue construida con DHALO (Jiang et al., 2014). Los halos y sub-halos identificados contienen al menos 20 partículas, lo que corresponde a una resolución en masa de $2.12 \times 10^9 h^{-1} M_\odot$.

Capítulo 3

Segregación espacial de galaxias con líneas de emisión en regiones densas

Como hemos mencionado en el Cap. 1, el estudio de la distribución espacial de las ELGs en regiones densas puede ser utilizada para inferir la distribución de materia oscura subyacente; además, aporta información de cómo las propiedades de las galaxias se relacionan con el ambiente en que residen (Mo et al., 2004; Cooray, 2005; Overzier et al., 2006; Orsi et al., 2016; Ota et al., 2018; Shi et al., 2019; Gonzalez-Perez et al., 2020).

En este trabajo utilizamos el modelo semi-analítico de formación y evolución de galaxias GALFORM (Cole et al., 2000; Lacey et al., 2016; Baugh et al., 2019) junto a la simulación de N -cuerpos de materia oscura P-MILLENIUM (Baugh et al., 2019) para explorar la distribución espacial de las HAEs y LAEs alrededor de proto-cúmulos de galaxias, a corrimientos al rojo $z \lesssim 6$, y evaluar el impacto del IGM en tales distribuciones. Destacamos que la confección de las figuras y el análisis descrito a continuación fue realizado principalmente por el autor de esta tesis, y fue presentado en el artículo publicado Hough et al. (2020)¹.

3.1. Disminución de LAEs a altas densidades

Shimakawa et al. (2017a) (S17 a partir de ahora) estudian la emisión en $\text{Ly}\alpha$ de HAEs localizadas en USS1558-003, el protocúmulo localizado a $z \sim 2.5$ más poblado de todos los detectados a ese corrimiento al rojo, con una masa total estimada en $\sim 10^{14}M_{\odot}$, que lo convierte en un posible progenitor de un cúmulo masivo ($\sim 10^{15}M_{\odot}$) en el Universo local (Shimakawa et al., 2014). En su estudio, encuentran que las LAEs tienden a evitar las regiones de alta densidad trazadas por HAEs; además, las regiones densas presentan baja fracción de escape de fotones $\text{Ly}\alpha$. Argumentan que esto podría ser producido por una componente de gas y polvo que cubre el núcleo del proto-cúmulo que imposibilita la observación de fotones $\text{Ly}\alpha$ que escapan de las galaxias que se ubican en regiones densas, aunque no resulta claro si esto debería esperarse como una condición sistemática de los proto-cúmulos localizados a este corrimiento al rojo, o si es el resultado de una conjunción de características intrínsecas.

Motivados por estos resultados observacionales, utilizamos el modelo semi-analítico GALFORM en combinación con la simulación de N -cuerpos P-MILLENIUM (descritos en la Sec. 2.3) para estudiar la segregación espacial de las LAEs relativas a las HAEs en una amplia muestra de proto-cúmulos simulados. Al igual que en S17, estudiamos la relación entre la distribución espacial y la densidad local de galaxias que exhiben emisión $\text{H}\alpha$ y $\text{Ly}\alpha$ simultáneamente

¹Los códigos desarrollados y utilizados para realizar el trabajo comprendido en este capítulo pueden consultarse en <http://fcaglp.fcaglp.unlp.edu.ar/~tomas/Tesis/Cap3/>

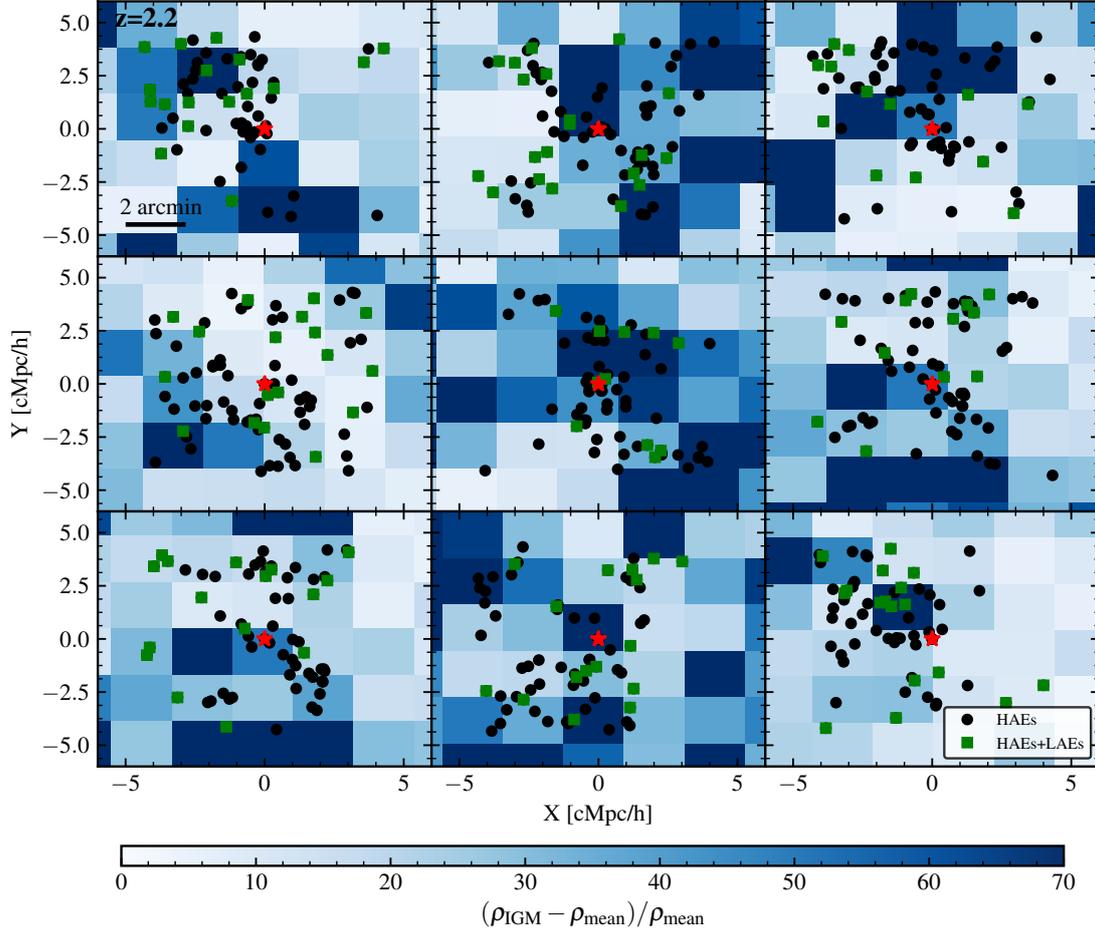


Figura 3.1: Distribución espacial de HAEs (puntos negros) y HAEs+LAEs (cuadrados verdes) en 9 proto-cúmulos simulados a $z = 2.2$. Las posiciones están dadas en coordenadas co-móviles. Cada proto-cúmulo posee una galaxia central con una masa de halo $M_{200} > 10^{13.7} M_{\odot} h^{-1}$ (la estrella roja indica la radio-galaxia central). Las restricciones espaciales, ancho equivalente y criterio de luminosidad fueron tomados de S17 (muestra FL). Los cuadrados coloreados representan el máximo valor de la sobre-densidad del IGM (considerando la extensión del proto-cúmulo a lo largo de la coordenada z de la simulación) con respecto a la densidad media del IGM en la simulación completa. Resaltamos que los 3 proto-cúmulos de la primer fila son aquellos que presentan una disminución de HAEs+LAEs similar a la presente en el proto-cúmulo USS1558-003, ubicado a $z = 2.53$ (S17).

(HAEs+LAEs). En su trabajo, S17 capturan la emisión en Ly α utilizando el filtro angosto NB428 de la cámara *Subaru Prime Focus Camera* del Telescopio Subaru. La longitud de onda central de este filtro es de 4297 Å y su ancho² es de 84 Å. El ancho del filtro utilizado permite la detección de LAEs con corrimiento al rojo $z = 2.53 \pm 0.03$, lo que equivale a una incerteza de 21.3 Mpc en su posición en la dirección del cielo. S17 incluyen observaciones en H α realizadas por Hayashi et al. (2016), y la muestra final de ELGs consiste en 104 HAEs, con 13 de ellas presentando también emisión en Ly α (es decir, solo un 12.5% son emisoras duales).

En nuestro caso, el catálogo de galaxias que resulta de la combinación de GALFORM con P-MILLENIUM más cercano al corrimiento al rojo observado es $z = 2.2$; para la construcción de este catálogo de galaxias tenemos en cuenta las mismas restricciones espaciales que las observadas por S17. Para esto, consideramos como trazadoras de los centros de los proto-cúmulos a alto corrimiento al rojo a las galaxias centrales que son candidatas a radio-galaxias. Las radio-galaxias fueron seleccionadas según su masa de halo a $z = 2.2$, utilizando la función de masa de halo determinada en Orsi et al. (2016, ver su Fig.2). A $z = 2.2$, tenemos 1048 candidatos a proto-cúmulos con masa de halo $M_{200} > 10^{13.2} M_{\odot} h^{-1}$. La densidad media de galaxias dentro de 2 cMpc de estos objetos varía entre 10 y 400 veces la densidad media de objetos en nuestra simulación.

Como vamos a comparar densidades de ELGs, necesitamos tener un estimador de la densidad local de objetos en el proto-cúmulo. La distancia al enésimo vecino, N_{th} , se utiliza habitualmente como un análogo de la densidad local, y tiene la ventaja de no suponer la geometría subyacente de la distribución de galaxias (Baldry et al., 2006; Bluck et al., 2019). En el caso de S17, utilizan como estimador la densidad proyectada promedio $\langle a \rangle_{N_{\text{th}}} = 2 \times (\pi \sum_{N_{\text{th}}})^{-0.5}$, donde $\sum_{N_{\text{th}}} (= N/\pi r_{N_{\text{th}}}^2)$ es la densidad de galaxias dentro del radio $r_{N_{\text{th}}}$; esta se corresponde con la distancia al vecino $(N - 1)$ th de cada galaxia, y $N = 5$.

Utilizamos el ancho equivalente (EW, por *equivalent width*, en inglés) de las líneas de emisión y los umbrales en la luminosidad en H α y Ly α que surgen de las observaciones de S17, para definir dos muestras de ELGs alrededor de los proto-cúmulos simulados a $z = 2.2$:

- Muestra limitada por flujo (muestra FL, por *flux limited*, en inglés): consideramos los mismos límites en EW y luminosidad que en S17 (ver también Hayashi et al., 2016; Shimakawa et al., 2017b, para más detalles). En este caso, las HAEs tienen anchos equivalentes de líneas $EW_{\text{H}\alpha} > 18.6 \text{ \AA}$ y luminosidad $L_{\text{H}\alpha} > 4.35 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$, mientras que las HAEs+LAEs tienen también $EW_{\text{Ly}\alpha} > 15 \text{ \AA}$ y $L_{\text{Ly}\alpha} > 4.4 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ (es decir, las HAEs+LAEs satisfacen ambos límites en EWs y luminosidad).
- Muestra limitada por densidad numérica (muestra FN, por *fixed number density*, en inglés): imponemos límites inferiores en luminosidad que nos permite igualar la densidad superficial de HAEs y HAEs+LAEs de S17. En este caso, las HAEs tienen $L_{\text{H}\alpha} > 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$, mientras que las HAEs+LAEs deben tener también $L_{\text{Ly}\alpha} > 1.5 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$. El límite en EW es equivalente al de la primera muestra. Con estos límites, la mediana de la cantidad de HAEs y HAEs+LAEs de nuestra muestra de proto-cúmulos es de 90 y 13 respectivamente, muy similar a lo observado.

Para ambas muestras, las ELGs que están ubicadas en una caja de dimensiones $2.0 \times 3.5 \times 21.5 \text{ Mpc}$ (cuyo centro es la galaxia central de cada proto-cúmulo) son consideradas miembros de la muestra. Esta restricción espacial también se corresponde con la restricción observacional de S17.

²El ancho del filtro se corresponde con el ancho de la línea a la mitad de su altura máxima (FWHM, por *full width half maximum*, en inglés).

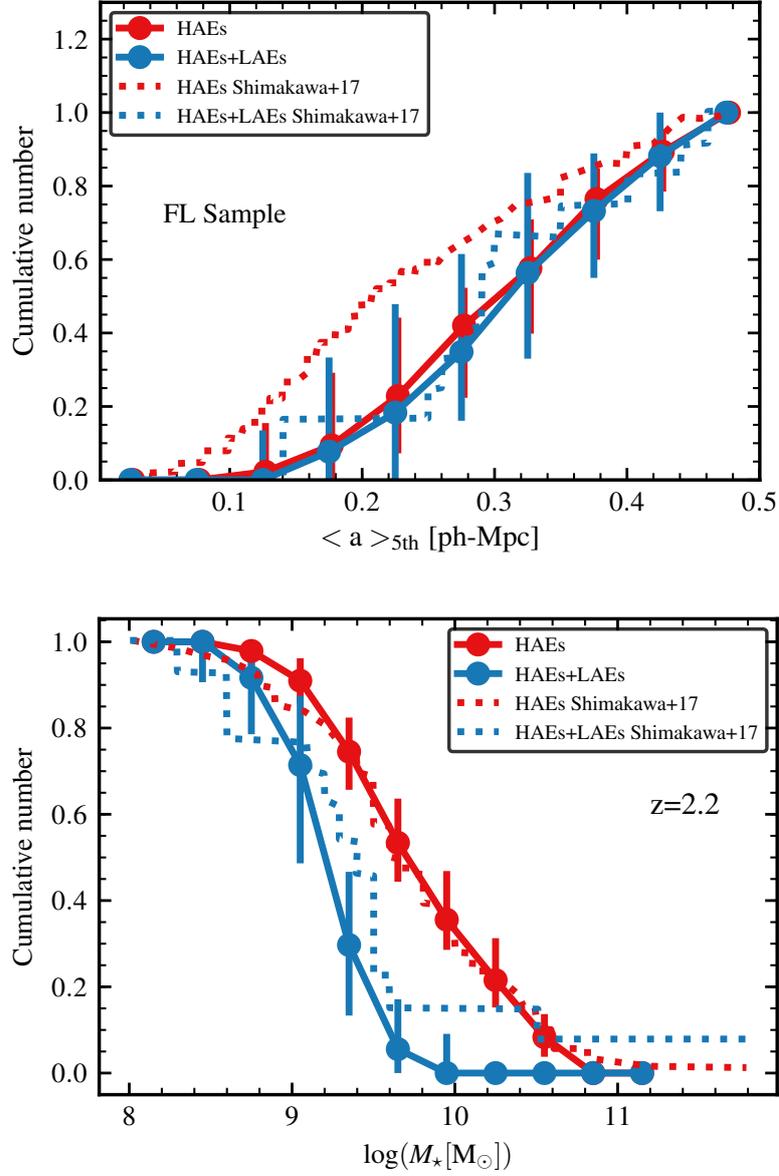


Figura 3.2: Número acumulado de HAEs y HAEs+LAEs normalizado con el número total de ELG correspondiente en términos de la distancia media proyectada $\langle a \rangle_{5th}$ en unidades físicas (panel superior) y del contenido de masa estelar (panel inferior) para la muestra FL. Las líneas sólidas representan el valor de la mediana y las barras de error denotan los percentiles 10–90 para las HAEs (línea roja) y HAEs+LAEs (línea azul) para los 30 proto-cúmulos más masivos seleccionados a $z = 2.2$, que tienen masas de halo mayores a $10^{13.7} M_\odot h^{-1}$. Las líneas punteadas muestran el comportamiento del proto-cúmulo USS1558-003, ubicado a $z = 2.53$. El criterio de selección de HAEs y HAEs+LAEs modeladas es equivalente a las condiciones con que estas ELGs fueron observadas en Shimakawa et al. (2017a).

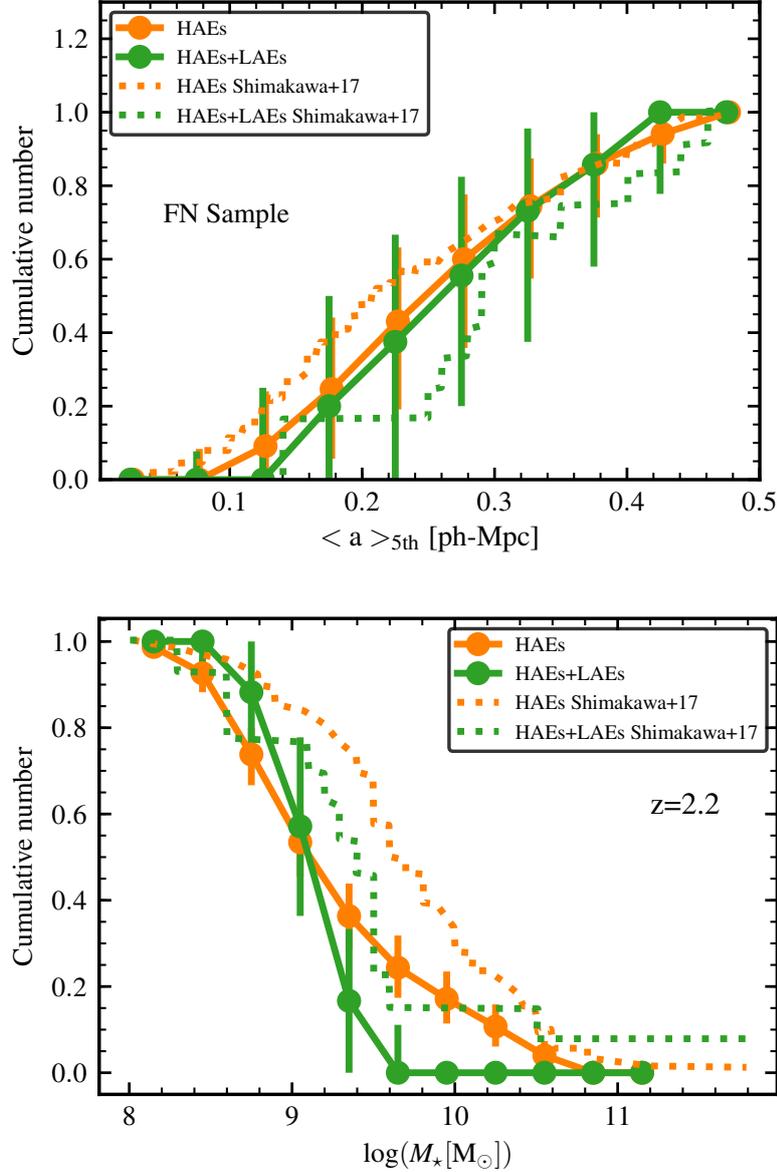


Figura 3.3: Similar a la Fig. 3.2, pero para la muestra FN. Las líneas sólidas representan la mediana de la distribución, y las barras de error denotan los percentiles 10 – 90 de las HAEs (línea naranja) y HAEs+LAEs (línea verde) para los 1048 protocúmulos seleccionados a $z = 2.2$, que tienen masas de halo mayores a $10^{13.2} M_\odot h^{-1}$. Las líneas punteadas representan el comportamiento del proto-cúmulo USS1558-003. Los criterios de selección de HAEs y HAEs+LAEs fueron elegidos para reproducir la densidad superficial de ELGs de USS1558-003.

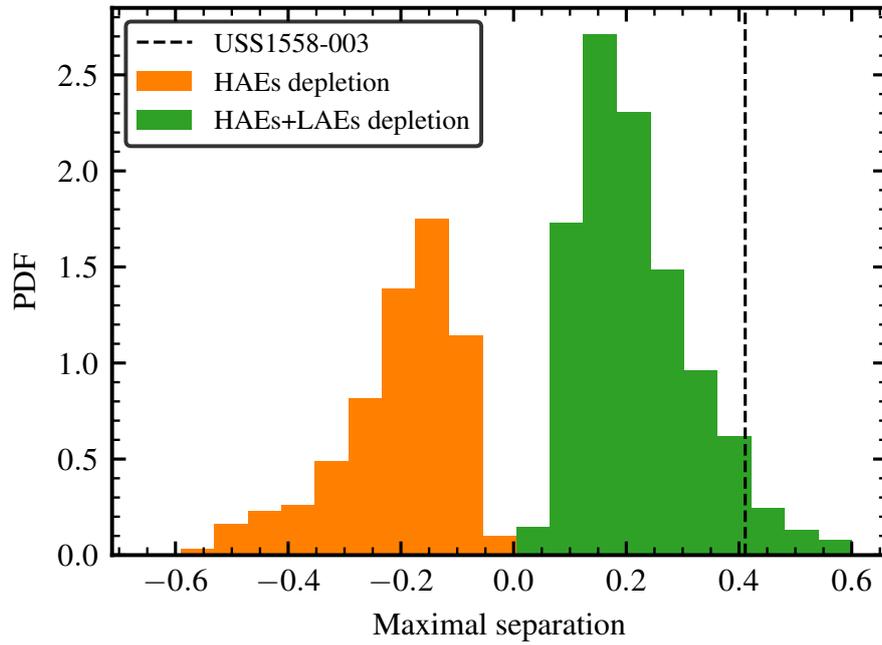


Figura 3.4: Histograma realizado a partir de los test de K-S entre las fracciones acumuladas de HAES y HAES+LAEs de todos los proto-cúmulos simulados considerados en la Fig. 3.3 (muestra FN). Valores positivos (en verde) se asocian a la disminución de HAES+LAEs (como en S17), mientras que valores negativos (en naranja) se asocian a una disminución de HAES. Cerca del $\sim 10\%$ de los proto-cúmulos tienen distancias (valores del test K-S) consistentes con USS1558-003, representada por la línea negra vertical.

Aunque los proto-cúmulos en las muestras FN y FL presentan masas de halo entre $10^{13.2}M_{\odot} h^{-1}$ y $10^{14.2}M_{\odot} h^{-1}$ (un rango de masas que incluye el valor estimado de la masa del proto-cúmulo USS1558-003), ninguno de los proto-cúmulos de la muestra FL alcanza la densidad de HAEs observada en USS1558-003.

Reproducir ambientes de alta densidad a alto corrimiento al rojo es un desafío para las simulaciones, principalmente debido a la dificultad en capturar correctamente la física de bariones que determina la evolución del crecimiento de la masa estelar con el tiempo cósmico. Para representar este ambiente de alta densidad, utilizamos solo los 30 proto-cúmulos más masivos de nuestra muestra FL, con masas de halo mayores a $10^{13.7}M_{\odot} h^{-1}$, y una mediana de 45 HAEs y 10 HAEs+LAEs. El hecho de que la densidad numérica de HAEs en estos proto-cúmulos no alcance la densidad numérica de USS1558-003 podría inducir un sesgo en nuestro análisis: un mayor número de HAEs disminuiría definitivamente $\langle a \rangle_{5\text{th}}$, afectando la distribución espacial de ambas poblaciones. Sin embargo, consideramos que el ambiente en el cual estas galaxias residen está bien caracterizado, ya que las masas estimadas para los halos simulados incluyen el valor inferido de M_{200} de USS1558-003. Además, resaltamos que el análisis de las muestras FN y FL, definidas a partir de criterios dispares, apuntan ambas hacia la misma conclusión.

En la Fig. 3.1 mostramos la distribución espacial de HAEs y HAEs+LAEs en una submuestra de los 30 proto-cúmulos más masivos de la muestra FL. Los cuadrados de tonos azules representan la máxima sobre-densidad del IGM (a lo largo de la visual, dentro del volumen ocupado por cada proto-cúmulo) respecto de la densidad media del IGM en la simulación completa. Los proto-cúmulos de la fila superior son aquellos que presentan una disminución de HAEs+LAEs en regiones de alta densidad ($\langle a \rangle_{5\text{th}} < 0.3$), similar a las encontradas por S17, y que mostramos en la Fig. 3.2. Mientras que las HAEs en la mayoría de los proto-cúmulos simulados parecen distribuirse alrededor de la radio-galaxia central, en algunos casos la distribución tiene un claro desplazamiento de ~ 2 minutos de arco, similar a S17. El panel superior izquierdo, y los paneles medio y derecho de la última fila de la Fig. 3.1 son ejemplos de estos proto-cúmulos. Notamos que existe una correlación entre la sobre-densidad del IGM y la sobre-densidad de HAEs, a pesar de las fluctuaciones espaciales que muestra la densidad del IGM. Como se puede apreciar, el modelo de IGM consiste en cubos homogéneos de ~ 2 cMpc de lado, donde la densidad del IGM está asociada al contenido de materia oscura dentro de la caja. Esta aproximación puede resultar demasiado cruda; sin embargo, dadas las restricciones espaciales impuestas por las observaciones, cada proto-cúmulo simulado consiste en ~ 640 cubos de IGM y, para cada galaxia, la transmisión de la línea de Ly α se computa a través de todos los cubos ubicados en la línea de la visual. Un modelo de IGM más realista requiere de una grilla más refinada (de menor tamaño) en la cual se considere la distribución de las partículas de materia oscura de la simulación de N -cuerpos, pero esto produciría tiempos computacionales extremadamente largos debido al volumen cosmológico que representa la simulación completa.

Para la muestra FL, calculamos la distancia media proyectada $\langle a \rangle_{5\text{th}}$ para cada HAE y comparamos el número acumulado medio de HAEs y HAEs+LAEs en el panel superior de la Fig. 3.2. Las barras de error representan los percentiles 10 – 90 de la distribución. Encontramos una discrepancia clara con las observaciones: mientras que S17 encuentran que las HAEs+LAEs evitan las regiones densas, nuestro análisis indica que, en promedio, las HAEs+LAEs habitan las mismas regiones que las HAEs. De todos modos, notamos que algunos proto-cúmulos individuales presentan una disminución de LAEs en las regiones densas, aunque otros muestran también una disminución de HAEs en estas regiones, sin embargo, esto no parece depender de propiedades intrínsecas de estos objetos, como la cantidad de galaxias que contienen o su masa de halo. Esto resulta en un comportamiento similar entre

ambas poblaciones, pero con una relativamente alta dispersión cuando solo 30 proto-cúmulos son considerados.

En general, galaxias que habitan entornos densos tienden a ser más masivas que las galaxias de campo, tanto a corrimiento al rojo bajo como intermedio (Baldry et al., 2006; Darvish et al., 2015). A $z \gtrsim 2$, se ha encontrado que las HAEs localizadas en proto-cúmulos resultan más masivas que HAEs del campo. En nuestra simulación, la masa estelar de las HAEs aumenta hacia el centro del proto-cúmulo: las HAEs tienen entre 1.3 y 3 veces la masa estelar de HAEs localizadas en regiones de densidad promedio, en consistencia con las observaciones provistas por Hatch et al. (2011) y Koyama et al. (2013). En el panel inferior de la Fig. 3.2, mostramos la distribución de la masa estelar de ambas poblaciones para la muestra FL, donde se aprecia un notable acuerdo con las observaciones de S17. La transferencia radiativa en Ly α favorece el escape de fotones Ly α de HAEs con baja masa estelar, baja SFR y bajo contenido de polvo respecto de HAEs de similar luminosidad en dicha línea (Guaita et al., 2011; Orsi et al., 2016; Shimakawa et al., 2017b), hecho que será detallado en la Sec. 3.2. Consecuentemente, nuestras HAEs+LAEs tienen masas estelares más bajas que las HAEs, y empiezan a acumularse a $\log(M_*/M_\odot) \sim 9.6$, mientras que las HAEs lo hacen a $\log(M_*/M_\odot) \sim 10.8$. Esto significa que aunque la muestra FL tiene menor densidad numérica de HAEs que USS1558-003, la muestra resulta completa ya que la distribución de masa de ambas poblaciones está en acuerdo con las observaciones.

Con el objetivo de explorar ambientes con densidad numérica de ELGs comparable con la de USS1558-003, realizamos el mismo análisis para la muestra FN, que incluye la muestra completa de 1048 proto-cúmulos a $z = 2.2$. En este caso, para un dado valor de densidad local $\langle a \rangle_{5\text{th}}$, la densidad numérica de HAEs aumenta respecto a la obtenida para la muestra FL, logrando un mejor acuerdo con los valores de S17 (panel superior de la Fig. 3.3). No obstante, las HAEs+LAEs tampoco parecen evitar sistemáticamente las regiones trazadas por las HAEs en la muestra FN. De hecho, mientras algunos proto-cúmulos muestran la tendencia observacional, en otros se aprecia el comportamiento opuesto, como detallamos en la Fig. 3.4. Para cuantificar la disminución de HAEs o LAEs en proto-cúmulos individuales, utilizamos el test de Kolmogorov-Smirnoff (KS test) para dos distribuciones empíricas (que se corresponden con las distribuciones de las Figs. 3.2 y 3.3). El test determina la máxima distancia entre dos distribuciones empíricas dadas, y puede determinar la probabilidad de que ambas distribuciones sean estadísticamente la misma. En la Fig. 3.4 mostramos qué separaciones son más frecuentes entre las distribuciones de HAEs y HAEs+LAEs de la muestra FN. Asignamos valores positivos a proto-cúmulos que presentan una disminución de HAEs+LAEs respecto de las HAEs, y un valor negativo a aquellos que muestran lo opuesto (una disminución de HAEs respecto de la distribución de HAEs+LAEs). Resulta claro que una baja disminución de HAEs+LAEs es el escenario más frecuente (62% de los proto-cúmulos presentan disminución de HAEs+LAEs). Pero una disminución de HAEs resulta también posible, lo que lleva a una disminución de HAEs+LAEs estadísticamente despreciable cuando todos los proto-cúmulos son promediados.

Cabe destacar que tanto las HAEs como las HAEs+LAEs de la muestra FN poseen masas estelares más bajas que las observadas (panel inferior de la Fig. 3.3). Esto se debe al hecho de que en la muestra FN estamos considerando HAEs con una luminosidad menor que en la muestra FL, lo que lleva a que sus masas estelares también sean menores. Además, las HAEs comienzan a acumularse a masas estelares más altas que las HAEs+LAEs, pero esta tendencia no es tan empinada como la observada.

Como sugiere S17, la acreción de filamentos de gas frío, que proveen de gas mayormente compuesto por hidrógeno neutro, HI, al proto-cúmulo, puede prevenir que los fotones Ly α escapen de las regiones densas de USS1558-003. Encontramos que cuando se considera

	Muestra FL [$\times 10^{-3} \text{ cMpc}^{-3} h^{-3}$]			Muestra FN [$\times 10^{-3} \text{ cMpc}^{-3} h^{-3}$]		
	HAEs	HAEs+LAEs noIGM	HAEs+LAEs IGM	HAEs	HAEs+LAEs noIGM	HAEs+LAEs IGM
z=2.2	19.9	4.97	4.95	60.4	9.09	8.07
z=3.0	26.7	7.79	7.68	76.9	13.3	10.3
z=5.7	15.8	7.85	7.81	45.5	17.6	14.8

Tabla 3.1: Densidad numérica de ELGs alrededor de proto-cúmulos, utilizando diferentes restricciones en EW y luminosidad en $H\alpha$ y $Ly\alpha$. En la muestra FL, las HAEs tienen $L_{H\alpha} > 4.35 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$, mientras que las HAEs+LAEs cumplen también $L_{Ly\alpha} > 4.4 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$. En la muestra FN, las HAEs tienen $L_{H\alpha} > 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$, mientras que las HAEs+LAEs cumplen también $L_{Ly\alpha} > 1.5 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$. En ambas muestras las HAEs tienen $EW > 18 \text{ \AA}$ y las LAEs tienen $EW > 15 \text{ \AA}$. La densidad numérica se calcula como el número de galaxias dentro de $10 \text{ cMpc } h^{-1}$ de cada proto-cúmulo, dividido por el volumen de cada proto-cúmulo al corrimiento al rojo correspondiente.

una amplia muestra de proto-cúmulos, no se espera que esa tendencia sea tan violenta como en S17, aunque una disminución de las LAEs en las regiones centrales resulta el escenario más favorable. Probablemente, el resultado hallado por S17 se corresponde con una situación particular. Si la acreción de gas frío ocurre en filamentos dispuestos a lo largo de la línea de la visual, podría realzar la dispersión de fotones $Ly\alpha$ y disminuir el número de HAEs+LAEs detectadas en las regiones densas. En la Fig. 3.4, la línea vertical representa la separación máxima en USS1558-003. Entre los proto-cúmulos simulados que muestran una disminución de HAEs+LAEs (histogramas verdes), encontramos que $\sim 10\%$ siguen la tendencia observada por S17, lo que sugiere que su resultado podría deberse a una cuestión de varianza cósmica. Es necesario remarcar que solo en el $\sim 1\%$ de los proto-cúmulos la hipótesis nula del test de KS³ puede ser rechazada en un 95% de nivel de confianza, por lo que en un relevamiento observacional estadísticamente significativo no habría que esperar una segregación de HAEs+LAEs respecto de HAEs como algo sistemático.

Es importante notar que los resultados obtenidos con la muestra FN son independientes de la masa de halo de los proto-cúmulos simulados, ya que encontramos el mismo comportamiento general cuando seleccionamos halos con $\log(M_{200}[\text{M}_\odot h^{-1}]) > 13.5$ y $\log(M_{200}[\text{M}_\odot h^{-1}]) > 14.0$. Además, los proto-cúmulos que presentan una disminución de $Ly\alpha$ consistente con S17 no poseen un conjunto de propiedades intrínsecas (como sSFR, metalicidad o contenido de materia oscura) que las distinga de los que no presentan disminución en $Ly\alpha$, o incluso de aquellos que presentan disminución de $H\alpha$. Este análisis respalda la hipótesis de que un efecto específico del ambiente observado puede estar produciendo la disminución en $Ly\alpha$ reportada.

Desde el punto de vista observacional, puede esperarse un cierto grado de contaminación de AGN en muestras de ELGs, debido a la poderosa emisión de los núcleos activos en todo el rango del espectro. Por ejemplo, Sobral et al. (2016) estudiaron una muestra de 59 HAEs muy luminosas ($L_{H\alpha} > 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$) en el rango $0.8 < z < 2.23$, y encontraron que el $\sim 30\%$ de ellas aloja un AGN, pero la fracción de AGN aumenta con la luminosidad en $H\alpha$, y tiene una escasa dependencia con el corrimiento al rojo. En una muestra de 188 LAEs ubicadas a $z = 2.23$, Sobral et al. (2017) muestran que solo para $L > 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ la función de luminosidad está dominada por AGN que emiten rayos-X. En nuestro modelo, la luminosidad en $H\alpha$ y $Ly\alpha$ son generadas únicamente por las regiones de formación estelar en las galaxias, es decir, nuestras HAEs y HAEs+LAEs no están contaminadas con AGN, por definición.

³La hipótesis nula sostiene que ambas poblaciones son estadísticamente la misma. Si esta hipótesis es rechazada por el test, no es esperable que ambas distribuciones provengan de la misma población.

3.2. El impacto del IGM en el agrupamiento de ELG a pequeñas escalas

En el paradigma Λ CDM, la densidad del IGM es mayor alrededor de estructuras masivas, aumentando la probabilidad de que los fotones Ly α que escapan de las galaxias activas sean dispersados por los átomos de hidrógeno neutro. Gurung-López et al. (2020) utilizó las mismas herramientas detalladas en las Sec. 2.3.1 y 2.3.2 para explorar el acoplamiento entre el IGM y la condiciones para que la emisión en Ly α sea observable, y encontró que la presencia del IGM modifica la amplitud del agrupamiento⁴ de las LAEs en escalas $> 20 \text{ cMpc } h^{-1}$, mientras que a escalas de $< 5 \text{ cMpc } h^{-1}$ el agrupamiento de las LAEs parece no ser afectado por el IGM. Aunque Gurung-López et al. (2020) estudia el agrupamiento de LAEs en una variedad de escalas, no tuvieron en cuenta el ambiente local en el que se ubican las ELGs. El impacto del IGM en el agrupamiento de LAEs en escalas pequeñas ($< 10 \text{ cMpc } h^{-1}$) podría diferir en ambientes más extremos (de mayor densidad) que los analizados.

En esta sección, exploramos el acoplamiento entre la presencia del IGM y la distribución espacial de HAEs+LAEs en ambientes de alta densidad, mediante la comparación del agrupamiento entre las HAEs y las HAEs+LAEs a pequeñas escalas para los modelos con y sin la inclusión de IGM. Al igual que en la Sec. 3.1, seleccionamos galaxias centrales según su masa de halo a $z = 2.2$, $z = 3.0$, y $z = 5.7$, para trazar los centros de los proto-cúmulos. La selección resulta en 1048, 579 y 1564 candidatas con masas de halo $M_{200} > 10^{13.2} M_{\odot}$, $M_{200} > 10^{13} M_{\odot}$ y $M_{200} > 10^{12} M_{\odot}$ para $z = 2.2$, $z = 3.0$ y $z = 5.7$, respectivamente. Estos límites se corresponden con los máximos de la distribución de masa de halo de radio-galaxias (ver Fig.2 de Orsi et al., 2016). El límite de masa de halo para galaxias centrales a $z = 5.7$ es de alguna manera arbitrario, pero notamos que nuestros resultados son insensibles al valor particular elegido; llegamos a las mismas conclusiones cuando repetimos el análisis variando este límite 0.2 dex.

Es necesario remarcar que a $z = 2.2$, los candidatos a proto-cúmulos son equivalentes a los de la Sec. 3.1. Para definir las muestras de ELGs a diferentes corrimientos al rojo, mantenemos los mismos criterios de luminosidad y EW que definen las muestras FN y FL de la Sec. 3.1. Sin embargo, destacamos que en esta sección las restricciones espaciales con las cuales seleccionamos ELGs fueron modificadas respecto de la Sec. 3.1, ya que seleccionamos HAEs y HAEs+LAEs dentro de una cáscara esférica de radio $r = 10 \text{ cMpc } h^{-1}$ respecto de cada objeto central. De esta manera, las muestras a $z = 2.2$ no son exactamente las mismas que en la Sec. 3.1. Sin embargo, las propiedades de las ELGs de ambas muestras, que se discuten más adelante, resultan insensibles a las diferentes consideraciones espaciales mencionadas. Por lo tanto, en esta sección utilizaremos la misma nomenclatura definida en la Sec. 3.1, especificando el corrimiento al rojo considerado cuando sea necesario.

La densidad numérica de objetos en las muestras es calculada como la cantidad de HAEs y HAEs+LAEs con distancias $< 10 \text{ cMpc } h^{-1}$ de todos los proto-cúmulos, dividida por la suma de los volúmenes de todos los proto-cúmulos considerados. Los valores para ambas muestras a cada corrimiento al rojo se listan en la tabla 3.1.

Cuantificamos el agrupamiento como la función de correlación cruzada entre los objetos centrales y las ELGs, ξ_{cc} . Esto se estima como

$$\xi_{cc}(r) = \frac{DD(r)}{N_c n_{\text{gal}} \Delta V(r)} - 1, \quad (3.1)$$

donde $DD(r)$ es el número total de ELGs alrededor de objetos centrales a una distancia $r \pm \Delta r/2$, N_c es el número total de candidatos a proto-cúmulos al corrimiento al rojo co-

⁴Utilizamos ‘agrupamiento’ como traducción de *clustering*, el término habitual en inglés.

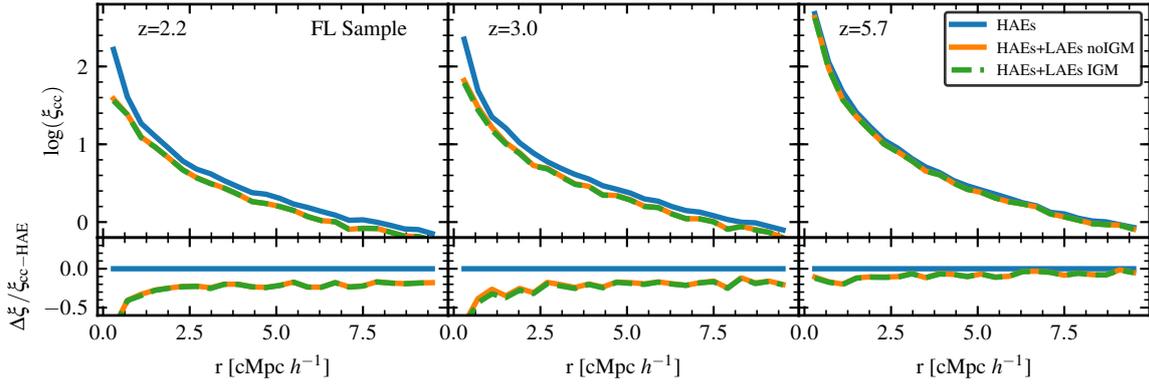


Figura 3.5: Función de correlación para HAEs y HAEs+LAEs para $z = 2.2$ (panel izquierdo), $z = 3.0$ (panel intermedio) y $z = 5.7$ (panel derecho). Las galaxias son clasificadas como HAEs o LAEs siguiendo Shimakawa et al. (2017a), donde las HAEs tienen $EW > 18 \text{ \AA}$ y $L_{H\alpha} > 4.35 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$, mientras que las HAEs+LAEs cumplen también $L_{Ly\alpha} > 4.4 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ y $EW > 15 \text{ \AA}$ (restricciones correspondientes a la muestra FL definida en la Sec. 3.1). Las líneas sólidas azules representan las HAEs, cuya selección no se ve afectada por la presencia de IGM a ningún corrimiento al rojo. Líneas discontinuas verdes y líneas sólidas naranjas representan HAEs+LAEs para los modelos con y sin presencia de IGM, respectivamente.

respondiente, n_{gal} es la densidad numérica media de ELGs en la simulación, y $\Delta V(r)$ es el volumen de una cáscara esférica de radio r y ancho Δr . Este ancho se corresponde con el tamaño del intervalo usado para calcular ξ_{cc} . Como nuestra simulación es periódica, el conteo de pares no se ve afectado por efectos asociados a los bordes de la caja, por lo que el habitual uso de estimadores que dependen de un conjunto de objetos distribuidos aleatoriamente y uniformemente no resulta necesario.

En la Fig. 3.5 mostramos el agrupamiento de HAEs y HAEs+LAEs de la muestra FL a tres corrimientos al rojo distintos, y calculamos la diferencia relativa respecto al agrupamiento de las HAEs como $\Delta \xi = (\xi_{cc} - \xi_{cc-HAE}) / \xi_{cc-HAE}$. Encontramos que para $z = 2.2$ y $z = 3.0$, las HAEs+LAEs están 50 % menos agrupadas que las HAEs en el núcleo de los proto-cúmulos, y ~ 20 % menos agrupadas entre $r \sim 2.5 \text{ cMpc } h^{-1}$ y las regiones exteriores (panel izquierdo e intermedio de la Fig. 3.5). A $z = 5.7$, el agrupamiento de HAEs+LAEs es ~ 15 -20 % más pequeño que en el núcleo, y $\lesssim 10$ % para $r \gtrsim 2 \text{ cMpc } h^{-1}$. En todos los casos, los resultados para el modelo con IGM es básicamente indistinguible de aquellos obtenidos para el modelo sin IGM: las restricciones en luminosidad tanto en $H\alpha$ como $Ly\alpha$ generan que la mayoría de las galaxias sean clasificadas como HAEs+LAEs en el modelo con y sin IGM, por lo que la medida de su agrupamiento resulta idéntica.

Como hemos mencionado, la distribución espacial de las ELGs alrededor de los proto-cúmulos suele estar asociada a las propiedades intrínsecas de las ELGs observadas. A fin de explorar este vínculo, resulta conveniente analizar el impacto del IGM en las propiedades globales de las galaxias. En la Fig. 3.6 analizamos el contenido de metales de la fase gaseosa, Z_{gas} , la tasa de formación estelar SFR y la masa de halo M_{200} de las ELGs ubicadas a $r < 10 \text{ cMpc } h^{-1}$ del centro de los proto-cúmulos a $z = 2.2$, $z = 3.0$ y $z = 5.7$ para la muestra FL. Las observaciones sugieren que la emisión en $Ly\alpha$ depende fuertemente de la masa estelar de las galaxias, ya que las galaxias masivas activas tienen mayor contenido de gas (Kereš et al.,

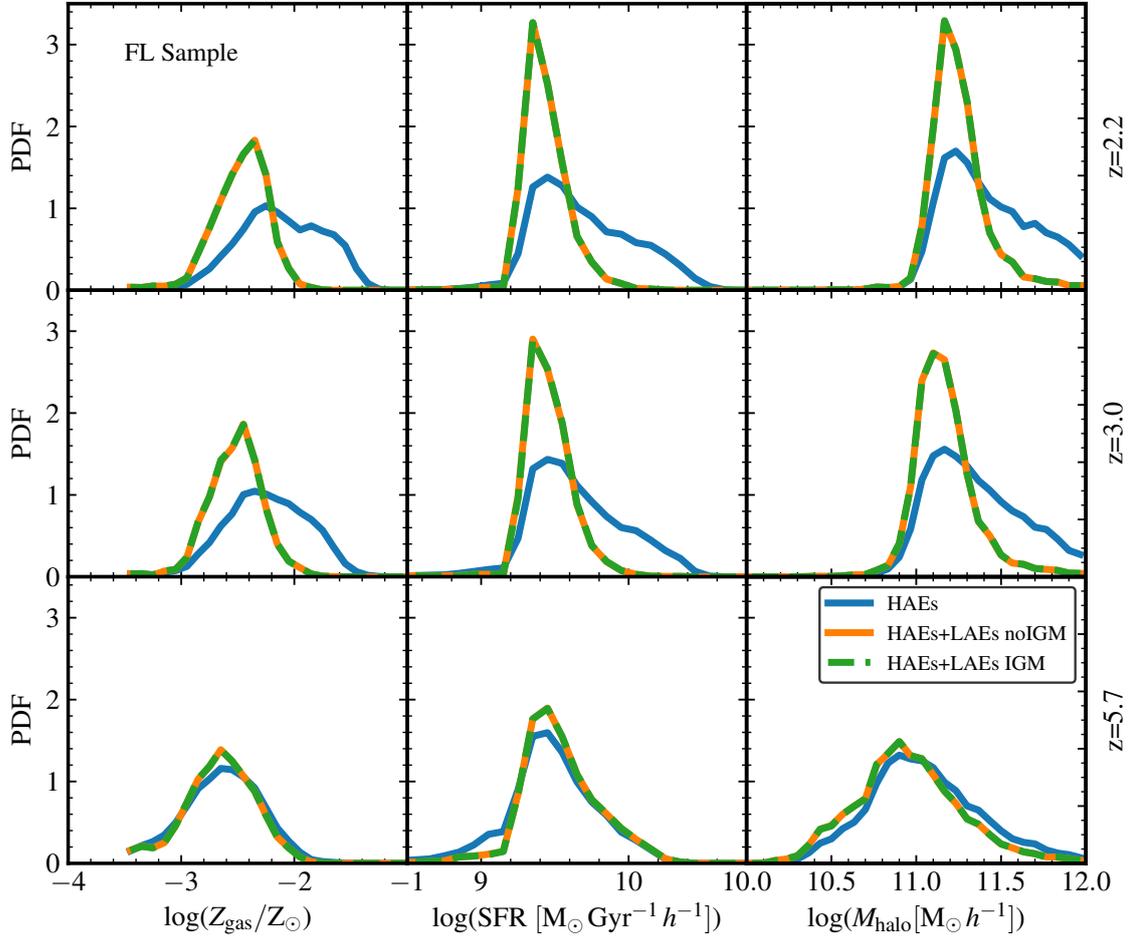


Figura 3.6: Metalicidad de gas frío (panel izquierdo), tasa de formación estelar (panel intermedio) y masa de halo (panel derecho) para ELGs dentro de $r < 10 h^{-1} \text{ cMpc}$ desde el centro de los protocúmulos. Los protocúmulos se seleccionan según su masa de halo, a tres corrimientos al rojo: $z = 2.2$ (fila superior), $z = 3.0$ (fila intermedia) and $z = 5.7$ (fila inferior). En cada caso, las HAEs tienen $\text{EW} > 18 \text{ \AA}$ y $L_{\text{H}\alpha} > 43.5 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ y las HAEs+LAEs cumplen también que $L_{\text{Ly}\alpha} > 4.4 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ y $\text{EW} > 15 \text{ \AA}$ (las restricciones corresponden a la muestra FL definida en la Sec. 3.1). No se aprecian diferencias en las propiedades de las HAEs+LAEs para las simulaciones con y sin presencia de IGM, por lo que este último tiene un impacto despreciable en la población de HAEs+LAEs para la muestra FL a todo corrimiento al rojo.

2005) (lo cual aumenta la dispersión de los fotones Ly α), y han formado estrellas por mas tiempo. A su vez, esto conduce a un mayor contenido de metales y polvo en el ISM. De hecho, la anti-correlación entre la f_{esc} de los fotones Ly α con M_{\star} y la SFR ha sido reportada a $z \sim 2$ (Matthee et al., 2016) e incluso a $3 < z < 4.6$ (Oyarzún et al., 2017).

En nuestro caso, tanto las HAEs como las HAEs+LAEs tienen baja Z_{gas} a $z = 5.7$, y sus funciones de densidad de probabilidad son muy parecidas. Esto permite el escape de fotones Ly α desde ambas poblaciones y favorece una selección de galaxias con SFR similares (ver los paneles izquierdo e intermedio de la Fig. 3.6). Las HAEs+LAEs tienden a habitar halos ligeramente menos masivos que las HAEs, por lo que su agrupamiento es menor en las regiones centrales y externas de los proto-cúmulos, como ya ha sido mencionado (ver panel derecho de la Fig. 3.5). El enriquecimiento químico del ISM aumenta la masa de metales de las galaxias debido a la evolución estelar en el tiempo, y por lo tanto, a bajo corrimiento al rojo es más probable que los fotones Ly α escapen de galaxias con metalicidades intermedias ($-3 < \log(Z_{\text{gas}}/Z_{\odot}) < -2$) y SFR intermedias ($9.0 < \log(\text{SFR} [M_{\odot} \text{Gyr}^{-1} h^{-1}]) < 9.8$), como mostramos en los paneles superior e intermedio de las columnas izquierda e intermedia de la Fig. 3.6, respectivamente. En nuestro modelo, las HAEs+LAEs con Z_{gas} y SFR intermedias habitan halos claramente menos masivos ($10.9 < \log(M_{200}[M_{\odot}]) < 11.5$) que las HAEs ($10.9 < \log(M_{200}[M_{\odot}]) < 12.0$), tanto a $z = 2.2$ como a $z = 3.0$. Por este motivo, la amplitud del agrupamiento respecto a las HAEs resulta menor.

Concluimos que en la muestra FL, los procesos de transferencia radiativa que ocurren dentro de las HAEs+LAEs genera un efecto de selección que favorece ciertas propiedades de las galaxias, lo que resulta en un fuerte decaimiento de la amplitud del agrupamiento respecto de la población de HAEs a $z = 2.2$ y $z = 3.0$. Enfatizamos que el IGM no realiza este efecto, ni siquiera a alto corrimiento al rojo, donde la proporción de hidrógeno neutro es considerablemente mayor que a bajo z .

En el caso de muestra FN, al disminuir el límite en luminosidad de H α para clasificar las HAEs, y elevar el límite en luminosidad de Ly α para clasificar las HAEs+LAEs, se vuelve notable el impacto del IGM en el agrupamiento de las ELGs. En este caso, aparece una diferencia en el agrupamiento de HAEs+LAEs entre ambos modelos (Fig. 3.7). A $z = 2.2$ y $z = 3.0$, las HAEs+LAEs están menos agrupadas que las HAEs, al igual que en la muestra FL. Para distancias $r \leq 4 \text{cMpc } h^{-1}$, el IGM disminuye el agrupamiento de HAEs+LAEs, y la pendiente es también menos pronunciada que en la muestra FL. Cabe notar, además, que la densidad numérica de HAEs+LAEs en el modelo con IGM resulta menor que en el modelo sin IGM, como puede apreciarse en la segunda columna de la tabla 3.1.

Dado que para la muestra FN los procesos de transferencia radiativa del ISM y el IGM producen un impacto en las densidades numéricas y en el agrupamiento a pequeñas escalas (respecto de la muestra FL), es esperable que las propiedades intrínsecas de las HAEs y de las HAEs+LAEs también se vean afectadas. A $z = 2.2$ y $z = 3.0$, las HAEs aún tienen mayor contenido de metales que las HAEs+LAEs (al igual que en la muestra FL), como se puede apreciar en la columna izquierda de la Fig. 3.8. Las HAEs tienen $-3 \lesssim \log(Z_{\text{gas}}) \lesssim -1.5$, mientras que las HAEs+LAEs tienen $-3 \lesssim \log(Z_{\text{gas}}) \lesssim -2$, y no parece existir una dependencia con la presencia de IGM. Pero el límite bajo en luminosidad H α aumenta la cantidad de HAEs con baja SFR, y el máximo de la función de densidad de probabilidad es aproximadamente $10^{8.7} h^{-1} M_{\odot} \text{Gyr}^{-1}$ (columna intermedia de la Fig. 3.8), mientras que el máximo de la PDF de HAEs+LAEs es aproximadamente $10^{9.3} h^{-1} M_{\odot} \text{Gyr}^{-1}$. Sin embargo, las HAEs pueden alcanzar $\text{SFR} \sim 10^{10.4} h^{-1} M_{\odot} \text{Gyr}^{-1}$, 0.5 dex más alto que las HAEs+LAEs, quienes poseen valores restringidos a $10^9 \lesssim \text{SFR} [h^{-1} M_{\odot} \text{Gyr}^{-1}] \lesssim 10^{9.9}$. La presencia del IGM solo genera una leve disminución de la SFR de las HAEs+LAEs.

Un comportamiento similar se encuentra al analizar el contenido de materia oscura de los

3. Segregación espacial de galaxias con líneas de emisión en regiones densas

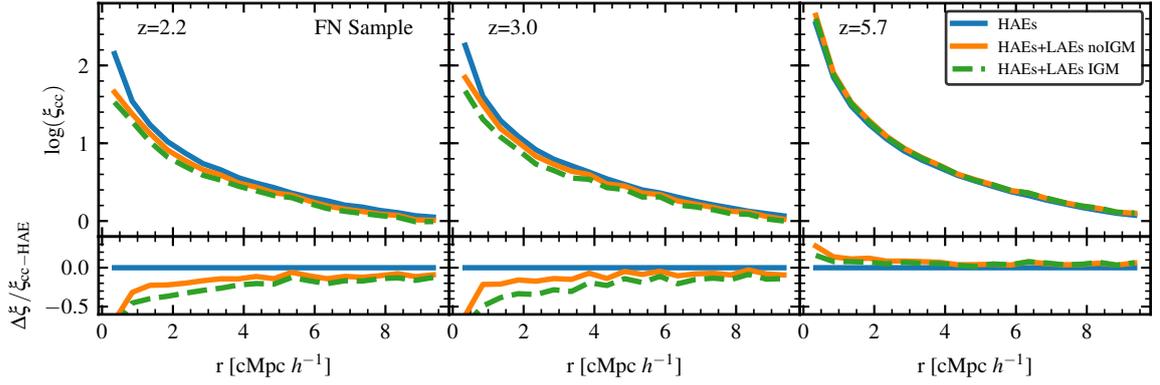


Figura 3.7: Idéntica a la Fig. 3.5. En este caso, las HAEs tienen $EW > 18 \text{ \AA}$ y $L_{H\alpha} > 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ y las HAEs+LAEs cumplen también $L_{Ly\alpha} > 1.5 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ y $EW > 15 \text{ \AA}$ (restricciones correspondientes a la muestra FN definida en la Sec. 3.1).

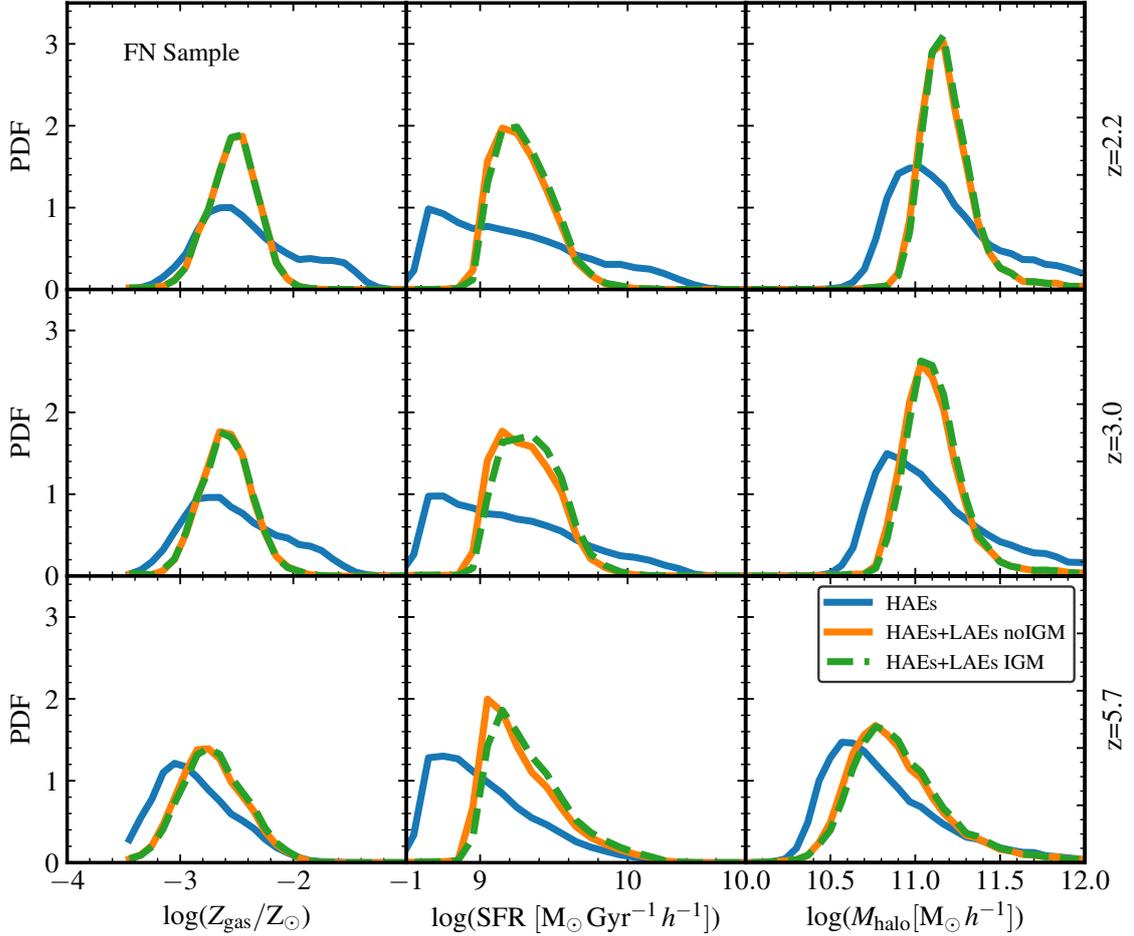


Figura 3.8: Idéntica a la Fig. 3.6. En este caso, las HAEs tienen $EW > 18 \text{ \AA}$ y $L_{H\alpha} > 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ y las HAEs+LAEs cumplen también $L_{Ly\alpha} > 1.5 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ y $EW > 15 \text{ \AA}$ (restricciones correspondientes a la muestra FN definida en la Sec. 3.1).

halos que alojan estas galaxias. El máximo de la PDF para las HAEs es aproximadamente $10^{10.9} h^{-1} M_{\odot}$, mientras que para las HAEs+LAEs es aproximadamente $10^{11.1} h^{-1} M_{\odot}$ (columna derecha de la Fig. 3.8). Sin embargo, las HAEs pueden habitar halos más masivos que las HAEs+LAEs, ya que alcanzan valores de $10^{12} h^{-1} M_{\odot}$, mientras que las HAEs+LAEs alcanzan valores de $10^{11.5} h^{-1} M_{\odot}$. Se espera que los halos más masivos se encuentren localizados hacia los centros de los proto-cúmulos (Orsi et al., 2016), por lo tanto aquellas galaxias de la muestra FN que habitan los halos más masivos y tienen SFR más altas determinan el comportamiento del agrupamiento a escalas pequeñas.

A $z = 5.7$, la muestra FN tiene HAEs+LAEs que poseen mayor contenido de metales, mayor SFR y habitan halos más masivos que las HAEs (ver los paneles inferiores de la Fig. 3.8), por lo tanto el agrupamiento de las HAEs+LAEs resulta entre un ~ 30 - 10 % más alto para $r < 2 h^{-1}$ cMpc respecto de las HAEs, para el modelo sin IGM. Cuando se considera la presencia del IGM, el agrupamiento de HAEs+LAEs resulta un 20 - 10 % más alto que las HAEs para $r < 2 h^{-1}$ cMpc. Para $r > 2.5 h^{-1}$ cMpc, el agrupamiento de las HAEs y las HAEs+LAEs resulta muy similar para ambos modelos.

Las Figs. 3.6 y 3.8 nos permiten concluir que los procesos radiativos que tienen lugar dentro de las galaxias determinan las propiedades que se observan en las ELGs, mientras que la presencia del IGM solo tiene un impacto menor. La densidad del IGM (calculada como se describe en la Fig. 3.1) entre 8 y $10 h^{-1}$ cMpc del centro del proto-cúmulo varía entre ~ 5 y ~ 12 veces la densidad media del IGM presente en el volumen completo, lo cual refleja que los proto-cúmulos simulados se encuentran dentro de una sobre-densidad de gas extendida en el espacio. Sin embargo, si restringimos la población de ELGs a aquellas localizadas dentro de $r < 5 h^{-1}$ cMpc, tampoco apreciamos una diferencia sustancial en sus propiedades para los modelos con y sin IGM.

Como es esperable, el efecto del IGM en la transmisión de fotones Ly α depende de la densidad del IGM en el que las ELGs residen. En particular, Gurung-López et al. (2020) ordenan su muestra de LAEs según la densidad del IGM en el que residen, y la separan en 3 sub-muestras: sub-densa, intermedia y sobre-densa. Muestran que a $z = 2.2$ ($z = 3.0$), la transmisión para longitudes de onda más azules que Ly α ($\lambda \sim 1214 \text{ \AA}$) es 0.9 (0.4), 0.85 (0.2) y 0.8 (0.1) para ambientes sub-densos, intermedios y sobre-densos, respectivamente. Para $z = 5.7$, la transmisión permanece por debajo del 1 % aún en regiones sub-densas. Esto significa que el IGM atenúa la emisión de las LAEs específicamente en regiones densas a $z = 2.2$ y $z = 3.0$, mientras que a $z = 5.7$ este efecto es equivalente en ambientes de diferente densidad. Cuando esto se combina con el permisivo límite en luminosidad en Ly α de la muestra FL, la vasta mayoría de las HAEs+LAEs permanecen en la muestra cuando el IGM es incluido en la simulación. En el caso de la muestra FN, el bajo valor del límite de luminosidad en H α genera densidades numéricas mayores (respecto a la muestra FL) de HAEs y HAEs+LAEs en ambos modelos, como se puede apreciar en la tabla 3.1, pero dado el límite restrictivo de luminosidad en Ly α de la muestra FN, una mayor proporción de HAEs+LAEs resulta removida de la muestra cuando el IGM es tenido en cuenta.

A partir de estos resultados, concluimos que el agrupamiento de las ELGs en ambientes densos está claramente dominada por los efectos de transferencia radiativa que tienen lugar dentro de las galaxias, mientras que la presencia de IGM (en forma de hidrógeno neutro) juega un rol secundario en la disminución del agrupamiento, incluso a alto corrimiento al rojo. Un relevamiento de ELGs que sea relativamente poco profundo pero que abarque una gran superficie, y se concentre en la detección de LAEs, es más probable que resulte sesgado hacia galaxias afectadas por el IGM que un relevamiento profundo y acotado.

3.3. Resumen de resultados y discusión

En este capítulo estudiamos la posible segregación espacial de LAEs respecto de HAEs alrededor de una muestra de proto-cúmulos, siguiendo el trabajo de [Shimakawa et al. \(2017a\)](#) (S17) sobre el proto-cúmulo USS1558-003, ubicado a $z = 2.53$. Con este objetivo, generamos catálogos de ELGs que incluyen los procesos de transferencia radiativa sobre los fotones $\text{Ly}\alpha$ tanto en el ISM como en el IGM. Estos catálogos fueron creados mediante la combinación de una simulación cosmológica de materia oscura (P-MILLENNIUM) con el modelo semi-analítico de formación y evolución de galaxias (GALFORM). Definimos dos muestras de HAEs y HAEs+LAEs a $z = 2.2$. Por un lado, construimos una muestra diseñada para reproducir las mismas restricciones que surgen naturalmente del trabajo observacional (muestra FL). En esta muestra, las HAEs tienen anchos equivalentes de la línea $\text{EW}_{\text{H}\alpha} > 18.6 \text{ \AA}$ y luminosidades $L_{\text{H}\alpha} > 4.35 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$, mientras que las HAEs+LAEs cumplen también $\text{EW}_{\text{Ly}\alpha} > 15 \text{ \AA}$ y $L_{\text{Ly}\alpha} > 4.4 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$. Por otro lado, consideramos una muestra diseñada para reproducir la densidad superficial de HAEs y HAEs+LAEs (muestra FN). En esta muestra, las HAEs tienen $L_{\text{H}\alpha} > 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$, mientras que las HAEs+LAEs cumplen además que $L_{\text{Ly}\alpha} > 1.5 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$; en ambos casos, mantenemos los mismos límites en EW que para la muestra FL. Destacamos que el rango de masas de los proto-cúmulos simulados incluyen el valor estimado de la masa del protocúmulo USS1558-003. Exploramos, además, de qué manera los procesos de transferencia radiativa en el IGM afectan el agrupamiento de ELGs de las muestras FN y FL a $z = 2.2$, $z = 3.0$ y $z = 5.7$, mediante la comparación de modelos que pueden incluir, o no, la presencia de IGM. Nuestros principales resultados se detallan a continuación:

- Promediamos el comportamiento de 30 y 1048 proto-cúmulos simulados a $z = 2.2$ para las muestras FL y FN, respectivamente, y encontramos que las regiones más densas de estos protocúmulos no parecen estar tan fuertemente desprovistos de HAEs+LAEs como lo hallado en el protocúmulo USS1558-003.
- Solo el $\sim 10\%$ de los proto-cúmulos simulados son consistentes con la disminución de HAEs+LAEs presente en USS1558-003, lo que sugiere que el resultado observacional podría estar sujeto a un sesgo de varianza cósmica.
- Analizamos el agrupamiento de ELGs en las muestras FN y FL localizadas dentro de una esfera de $10 h^{-1} \text{ cMpc}$ de radio, centrada en el centro de cada proto-cúmulo. Encontramos que los procesos de transferencia radiativa dentro de las galaxias generan un efecto de selección sobre las propiedades de las galaxias de ambas muestras. Para la muestra FL, las HAEs+LAEs tienen SFR más bajas, menos contenido de metales y habitan halos menos masivos que las HAEs a $z = 2.2$ y $z = 3.0$.
- En la muestra FL, el agrupamiento de las HAEs+LAEs resulta ser $\sim 50\%$ menor que el de las HAEs en la región central de los proto-cúmulos ($r < 1 h^{-1} \text{ cMpc}$), y $\sim 20\%$ más bajo en las afueras ($r > 2.5 h^{-1} \text{ cMpc}$). Para $z = 5.7$, el agrupamiento de las HAEs+LAEs se encuentra entre 10-20% más pequeño que para las HAEs en el centro de los proto-cúmulos, y menos del 10% para distancias $r > 2 h^{-1} \text{ cMpc}$.
- Las propiedades de las HAEs+LAEs en la muestra FL no resultan afectadas por la presencia del IGM, por lo que el agrupamiento de estas galaxias en ambos modelos (con y sin IGM incluido) resulta prácticamente idéntico. Esto señala que en un relevamiento con capacidad para detectar HAEs y LAEs con $\text{EW} \gtrsim 15 \text{ \AA}$ y $L \gtrsim 4.4 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ a $z \leq 5.7$ para la emisión en $\text{H}\alpha$ y $\text{Ly}\alpha$, el agrupamiento de las HAEs+LAEs no debería estar afectado por la presencia del IGM.

- En el caso de la muestra FN, el bajo umbral de luminosidad en $H\alpha$ utilizado para definir la muestra, permite la inclusión de HAEs con baja SFR y halos menos masivos que la muestra FL. No obstante, cerca del centro del proto-cúmulo el agrupamiento está dominado por halos masivos, que además suelen ser aquellos que alojan HAEs. El agrupamiento de HAEs+LAEs es $\sim 40\%$ más bajo que las HAEs en el centro de los protocúmulos, y $\sim 15\%$ más bajo para $r > 4 h^{-1} \text{ cMpc}$ a $z = 2.2$ y $z = 3.0$.

La presencia del IGM resulta en una amplitud de agrupamiento más baja y una pendiente menos pronunciada a $r < 4 h^{-1} \text{ cMpc}$ con respecto al modelo que no incluye al IGM.

- Debido al restrictivo umbral de luminosidad en $Ly\alpha$ utilizado para definir la muestra FN, a $z = 5.7$ las HAEs+LAEs tienen mayores SFR y contenido de metales, y habitan halos más masivos que las HAEs, aunque la diferencia es pequeña. Esto genera que la amplitud del agrupamiento sea entre un ~ 5 y un 30% más alta para las HAEs+LAEs para $r < 2 h^{-1} \text{ cMpc}$. Cuando se incluye la presencia de IGM, el agrupamiento varía solo entre un ~ 5 y un 15% en la región central. Para $r > 2 h^{-1} \text{ cMpc}$, el agrupamiento de las HAEs y de las HAEs+LAEs es muy similar.

S17 sugiere que la acreción de filamentos de gas frío directamente hacia el núcleo del proto-cúmulo puede prevenir que escapen los fotones $Ly\alpha$, lo que resulta en una falta/disminución de LAEs en regiones de alta densidad. Aunque la acreción de gas a lo largo de la línea de la visual puede favorecer esta disminución, nosotros sostenemos que, en promedio, las HAEs y HAEs+LAEs trazan densidades locales similares a $z = 2.2$. Además, S17 sugiere que, como la densidad media proyectada es pequeña para densidades altas, los fotones de $Ly\alpha$ que escapan de las HAEs pueden penetrar en el medio circundante alrededor de galaxias (CGM, por circum-galactic medium, en inglés) de otra galaxia, incrementando la dispersión de fotones. Aunque nuestro modelo no incluye los efectos de transferencia radiativa generados por una componente extendida de CGM alrededor de cada galaxia, esperamos que este efecto sea pequeño. Las observaciones sugieren que los reservorios de gas que rodean a las galaxias masivas a $z \geq 2$ conforman un medio ionizado, denso ($n > 1 \text{ cm}^{-3}$), y relativamente frío ($T \sim 10^4 \text{ K}$) (Cantalupo, 2017). En algunos casos, como en galaxias con fuerte emisión en radio, o en cúasares con baja emisión en radio, la emisión en $Ly\alpha$ proveniente de estos halos gaseosos puede ser trazada hasta unos 100 kpc de distancia de la galaxia. Sin embargo, en LAEs de baja luminosidad (con brillo superficial de $SB \gtrsim 4 \times 10^{21} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$), los halos de $Ly\alpha$ pueden alcanzar unos $\sim 60 \text{ kpc}$ de radio (ver Wisotzki et al., 2018; Witstok et al., 2019, y las referencias allí incluidas). Las propiedades del CGM a alto corrimiento al rojo es todavía materia de debate, y los resultados de nuestro modelo no son sensibles al efecto que el CGM podría producir en LAEs que se encuentran detrás, sobre la línea de la visual⁵. Más aún, la resolución de nuestro modelo de IGM impone un límite a nuestro análisis. Una reducción de la grilla en un factor 4 daría el escenario ideal para alcanzar densidades locales $\langle a \rangle_{5\text{th}}$ en las cuales S17 encuentra la marcada disminución de HAEs+LAEs, lo que permitiría confirmar nuestros resultados. Relevamientos que utilizan múltiples bandas estrechas, como J-PAS (Benitez et al., 2014), podrán proveer una amplia muestra de ELGs a $z \sim 2$, donde nuestro modelo sugiere que las LAEs pueden habitar densidades altas trazadas por las HAEs.

Las propiedades y el agrupamiento de las HAEs+LAEs que residen en regiones densas dependen principalmente de los efectos de transferencia radiativa que tienen lugar dentro de ellas. La presencia del IGM solo genera un efecto de segundo orden, el cual depende del EW y el criterio de luminosidad utilizado para definir la muestra de ELGs. La siguiente

⁵Nos referimos a *background galaxies*.

3. Segregación espacial de galaxias con líneas de emisión en regiones densas

generación de relevamientos en múltiples longitudes de onda permitirán la caracterización de ambientes densos con un detalle sin precedentes. En particular, se prestará particular atención a la observación de ELGs para trazar un mapa de la distribución de materia en el Universo. Relevamientos espectroscópicos como HETDEX ([Hill et al., 2008](#)) y DESI ([Levi et al., 2013](#)) tienen suficiente resolución espectral para explorar las escalas en las cuales nuestro modelo predice que la transferencia radiativa del ISM induce un efecto de selección sobre las propiedades de las ELGs, dando lugar a una diferencia en la amplitud del agrupamiento de estas galaxias.

Capítulo 4

Supresión de formación estelar en satélites: ¿Cómo, dónde y por qué sucede?

En este capítulo exploramos la relevancia de la supresión de la formación estelar por masa y ambiente en la población de galaxias satélites pasivas del universo local, y buscamos determinar las escalas de tiempo involucradas en tal proceso. Para ello, utilizamos el modelo semi-analítico SAG en combinación con la simulación de N -cuerpos MDPL2 descritos en el Cap. 2.

Un aspecto crucial en la determinación de la eficiencia del enfriamiento del gas y, por lo tanto, de las escalas de tiempo de la supresión de formación estelar en galaxias, es el contenido de gas caliente de las mismas. En consecuencia, el modelado de la remoción del halo de gas caliente en las galaxias cuando las mismas se convierten en satélites toma gran relevancia a la hora de interpretar los resultados. La versión actualizada del modelo SAG presentado en [Cora et al. \(2018\)](#), a partir de ahora Paper I) incorpora una remoción gradual del halo de gas caliente de las satélites por acción de RP y fuerzas de marea. Además, la RP puede afectar también el gas frío del disco. Esta mejora en el tratamiento de los efectos de ambiente, combinada con una modificación en el modelado de la retroalimentación por supernovas, resulta exitosa para reproducir numerosas propiedades de galaxias tanto a bajo como a alto corrimiento al rojo.

Cabe destacar que la mayor parte del análisis y los resultados comprendidos en este capítulo fueron presentados en los artículos publicados [Cora et al. \(2018\)](#) y [Cora, Hough et al. \(2019\)](#). Mencionamos que el autor de esta tesis no estuvo involucrado directamente en la modificación del modelo semi-analítico SAG, pero sí en el análisis de las salidas provistas por dicho modelo, que consiste en la producción técnica y discusión científica de las figuras comprendidas en este capítulo, a excepción de la Fig. 4.1¹.

4.1. Validez del modelo

Antes de abordar las causas que provocan un cese de la formación estelar en galaxias satélites, consideramos necesario mostrar una comparación entre las predicciones del modelo y un conjunto de observaciones que describen a la actividad de formación estelar en galaxias en un contexto cosmológico, y su dependencia con la masa estelar, la densidad del ambiente (caracterizada por la masa del halo de materia oscura en el cual residen las galaxias) y la

¹Los códigos desarrollados y utilizados para realizar el trabajo comprendido en este capítulo pueden consultarse en <http://fcaglp.fcaglp.unlp.edu.ar/~tomas/Tesis/Cap4/>

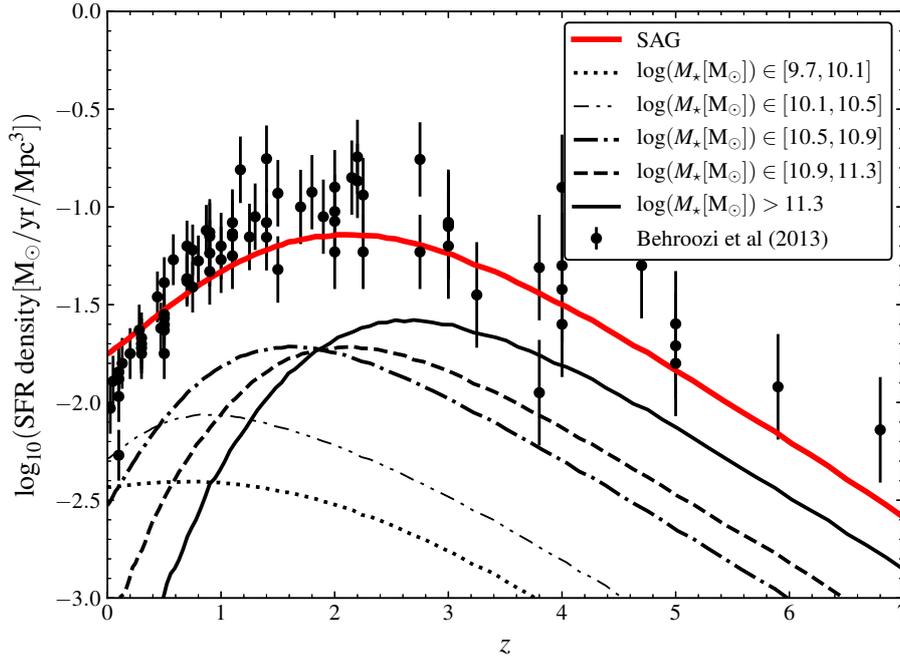


Figura 4.1: Evolución de la densidad cósmica de formación estelar para todas las galaxias, comparando con datos compilados por Behroozi et al. (2013c). La contribución de galaxias de SAG con diferentes masas a $z = 0$ están representadas por líneas finas y negras, como se indica en la leyenda. Se puede apreciar como el pico de formación estelar se desplaza a épocas más tardías para galaxias de menor masa (efecto conocido como *downsizing*).

distancia de la galaxia al centro del halo. Aclaremos que cuando nos referimos tanto a masa estelar como a masa de halo, nos referimos al contenido a $z = 0$ de masa estelar de las galaxias, M_* , y de materia oscura del halo principal² en el cual residen, M_{halo} ; la estimación de esta última está dada por M_{200} .

La evolución de la eficiencia de transformación de gas en estrellas por unidad de volumen comóvil permite caracterizar la formación estelar en términos cosmológicos. La densidad de formación estelar (SFRD, por *star-formation rate density*, en inglés) predicha por SAG se presenta en la Fig. 4.1 (línea continua gruesa), y se compara con datos observacionales compilados por Behroozi et al. (2013c). Nuestro modelo muestra consistencia con las observaciones para $z < 5$. La disminución de la SFRD a corrimiento al rojo bajo es menos pronunciada en el modelo que en las observaciones, resultando en un exceso de SFRD a $z = 0$. Cabe mencionar que el pico (a $z \sim 2$) y la normalización de la SFRD varía significativamente entre los diferentes modelos de formación de galaxias (e.g. Guo et al., 2016). Restringir la SFRD a galaxias de una determinada masa estelar (a $z = 0$) permite representar la tasa de crecimiento de estas galaxias y determinar la época en que adquirieron la mayor parte de la masa estelar que poseen. Como se aprecia en la Fig. 4.1, las galaxias más masivas formaron la mayoría de sus estrellas en épocas más tempranas que las de baja masa (*downsizing* Cowie et al., 1996; Brinchmann & Ellis, 2000). Las galaxias que presentan brotes de formación estelar (*starburst*, según terminología en inglés) solo representan una pequeña proporción de la SFRD a $z \lesssim 2$ (Sargent et al., 2012), cuya evolución está principalmente determinada por las propiedades

²Halo principal (traducido del inglés *main host halo*) entendido como el halo anfitrión que hospeda a la galaxia satélite.

de las galaxias de disco de la secuencia principal (Madau & Dickinson, 2014). En nuestro modelo, las galaxias con masas estelares $M_\star \lesssim 3 \times 10^{10} M_\odot$ son las responsables del exceso en la densidad de formación estelar local con respecto a las observaciones, especialmente en el rango de masa $\log(M_\star[M_\odot]) \in [10.1, 10.5]$ que domina la contribución a la SFRD a $z \lesssim 0.3$. Hirschmann et al. (2016) dan cuenta de este problema para las galaxias más masivas ($M_\star \sim 10^{12} M_\odot$) y atribuyen el desacuerdo entre la SFRD modelada y observada para $z \lesssim 0.5$ a que la retroalimentación por AGN en modo radio no resulta lo suficientemente eficiente en suprimir la formación estelar de estas galaxias. Este resultado fue también corroborado para nuestro modelo SAG (Florez et al., 2021). Aunque esta podría ser una explicación posible para galaxias en el rango de masa $\log(M_\star[M_\odot]) \in [10.1, 10.5]$ en nuestro modelo, las restricciones impuestas para calibrar SAG también podrían favorecer este exceso.

En términos más específicos, una cualidad que debe tener nuestro modelo para llevar a cabo la investigación propuesta es la de generar diferentes poblaciones de galaxias cuya actividad de formación estelar sea consistente con las observaciones. Como se ha mencionado en el Capítulo 1, la formación estelar depende tanto de la masa estelar de las galaxias como del ambiente en que residen. Por lo tanto, galaxias satélites y centrales, que sufren diferentes procesos físicos y habitan ambientes de distinta densidad, deben presentar tasas de formación estelar acordes a lo observado.

A partir de seleccionar galaxias en ciertos rangos de masa estelar y que habitan en un halo de materia oscura de determinada masa, estimamos la fracción de galaxias pasivas en un determinado tiempo, considerando pasivas a aquellas que cumplen $s\text{SFR} < 10^{-10.7} \text{ yr}^{-1}$, criterio que emerge de la distribución de $s\text{SFR}$ generada por el modelo (ver figs. 7 y 9 de Cora et al., 2018). Comparamos los resultados del modelo con los obtenidos por Wetzel et al. (2012, W12 a partir de aquí). Aunque estos autores consideran que una galaxia es pasiva cuando su $s\text{SFR} < 10^{-11} \text{ yr}^{-1}$, nosotros preferimos utilizar el corte que emerge del modelo, a expensas de la diferencia con el criterio propuesto por W12. La dependencia con la masa estelar y la masa de halo de la fracción de pasivas a $z = 0$ (f_{qz0}) se muestra en los paneles superior e inferior de la Fig. 4.2, respectivamente. En ambos casos, fueron utilizados los mismos rangos de masa estelar que en W12, y los resultados del modelo se identifican con líneas. Las barras de error muestran el intervalo de confianza bayesiano de 68% estimado siguiendo a Cameron (2011); este método es aplicado para estimar las barras de error en las fracciones en los gráficos siguientes. La abrumadora cantidad de galaxias que se obtienen a partir de la simulación MDPL2 ($\sim 2 \times 10^8$ galaxias, y $\sim 5 \times 10^7$ galaxias con $M_\star > 10^9 M_\odot$) deriva en que estos resultados tienen una estadística muy sólida, por lo que la mayoría de las barras de error apenas pueden apreciarse. Para la dependencia con la masa estelar, presentamos la fracción de galaxias pasivas tanto para centrales (línea fina discontinua negra) como para satélites (diferentes estilos de líneas en colores); estas últimas se agrupan según la masa del halo a la que pertenecen. Para la dependencia con la masa de halo, solo las satélites en diferentes rangos de masa estelar son consideradas. A pesar de este buen acuerdo general, aún persisten algunas diferencias en ciertos rangos de masa estelar para galaxias satélites. La fracción de satélites pasivas con masas estelares $\log(M_\star[M_\odot]) \in [10.1, 10.5]$ es claramente subestimada para cualquier masa de halo considerada. Este rango de masa estelar es el responsable del exceso en la densidad cósmica de formación estelar SFRD a $z = 0$ (ver Fig. 4.1). Sin embargo, las satélites no contribuyen fuertemente a este exceso.

Como notan W12, tanto las centrales como satélites tienden a ser pasivas conforme aumenta su masa estelar, siendo más fuerte la tendencia para las centrales, y producida por procesos internos como retroalimentación por núcleo galáctico activo y explosiones de supernova, i.e., procesos de supresión por masa (e.g. Peng et al., 2010a; Henriques et al., 2017). Por el contrario, las satélites tienen una dependencia más suave de la fracción de pasivas con

la masa estelar, y el incremento es más gradual para satélites alojadas en halos más masivos, debido a que los procesos de ambiente impactan más fuertemente sobre satélites de menor masa. Para una dada masa estelar, la fracción de satélites pasivas aumenta con la masa de halo, siendo esta dependencia más suave para las galaxias más masivas. Esto se ve claramente en el panel inferior de la Fig. 4.2, donde se puede apreciar también que, para una dada masa de halo, galaxias satélites más masivas tienen más probabilidad de ser pasivas.

La Fig. 4.3 muestra cómo la fracción de satélites pasivas a $z = 0$ varía con la distancia proyectada al centro del halo en el que residen las galaxias normalizada con el radio virial del halo, r_{vir} , cuya estimación está dada por R_{200} . Las satélites se agrupan según su masa de halo (panel superior) o masa estelar (panel inferior), y las fracciones se representan con distintos tipos de líneas. En el primer caso, solo se consideran las galaxias con masas $\log(M_{\star}[\text{M}_{\odot}]) \in [9.7, 10.5]$, mientras que en el segundo caso se incluyen todas las galaxias que habitan halos de masa $M_{\text{halo}} > 3.16 \times 10^{12} \text{M}_{\odot}$. Estas selecciones permiten una comparación directa con las fracciones de pasivas obtenidas a partir de la muestra observacional de W12, representadas con diferentes símbolos según su masa estelar o masa de halo. En términos generales, la dependencia de la fracción de pasivas con la distancia en el modelo recupera las tendencias observadas tanto para los conjuntos seleccionados por masa estelar como por masa de halo.

Al variar la masa de halo (panel superior), los perfiles radiales son levemente más empinados que los observados. El modelo tiene un buen acuerdo para $f_{q_{z0}}$ para $R_{\text{proj}}/r_{\text{vir}} \lesssim 0.2$ y $R_{\text{proj}}/r_{\text{vir}} \gtrsim 0.5$ para galaxias con masas de halo $\log(M_{\text{halo}}[\text{M}_{\odot}]) \in [12.3, 13.2]$ y $\log(M_{\text{halo}}[\text{M}_{\odot}]) \in [13.2, 14.1]$, respectivamente. La fracción de pasivas para los rangos de masa de halo más grandes ($\log(M_{\text{halo}}[\text{M}_{\odot}]) \in [14.1, 15.0]$) están por debajo de los resultados de W12 para toda distancia al centro, y son similares a las correspondientes al siguiente rango de masa de halo. Este resultado es consistente con el comportamiento aplanado predicho para la fracción de pasivas como función de masa de halo para $M_{\text{halo}} \gtrsim 4 \times 10^{13} \text{M}_{\odot}$, mostrado en el panel inferior de la Fig. 4.2.

Las diferencias encontradas cuando varía la masa de halo son el reflejo del desacuerdo entre las predicciones del modelo y los valores inferidos de las observaciones para los dos rangos más bajos de masa estelar considerados en el panel inferior de la Fig. 4.3. Como podemos ver, los valores predichos de $f_{q_{z0}}$ se acotan a los valores observados de fracción de pasivas, con las galaxias de masa $\log(M_{\star}[\text{M}_{\odot}]) \in [10.1, 10.5]$ alcanzando un buen acuerdo únicamente en las zonas centrales de los cúmulos; esto remarca una vez más la incapacidad del modelo de realizar predicciones adecuadas para este rango particular de masa estelar.

4.2. Fracción de pasivas: dependencia con el tiempo de primera caída

Cuando una galaxia se convierte en satélite, la actividad de formación estelar puede disminuir tanto por efectos internos como por efectos de ambiente: qué efecto es predominante depende de la masa estelar y la masa del halo principal, y no puede determinarse únicamente a partir de la fracción de galaxias pasivas a $z = 0$. Para explorar este aspecto, estudiamos la dependencia de la fracción de pasivas y el crecimiento de masa estelar con el tiempo de primera caída (*time since first infall*, en inglés), definido como el momento en el cual la galaxia se convierte en satélite por primera vez. Cabe destacar que la galaxia puede caer a un halo de menor tamaño que luego es acretaado por el halo principal identificado a $z = 0$. [Wetzel et al. \(2013, W13](#) a partir de aquí) muestran que existe un fuerte vínculo entre la disminución de la formación estelar y el momento de primera caída. Denotamos el corrimiento al rojo correspondiente a este momento como z_{infall} .

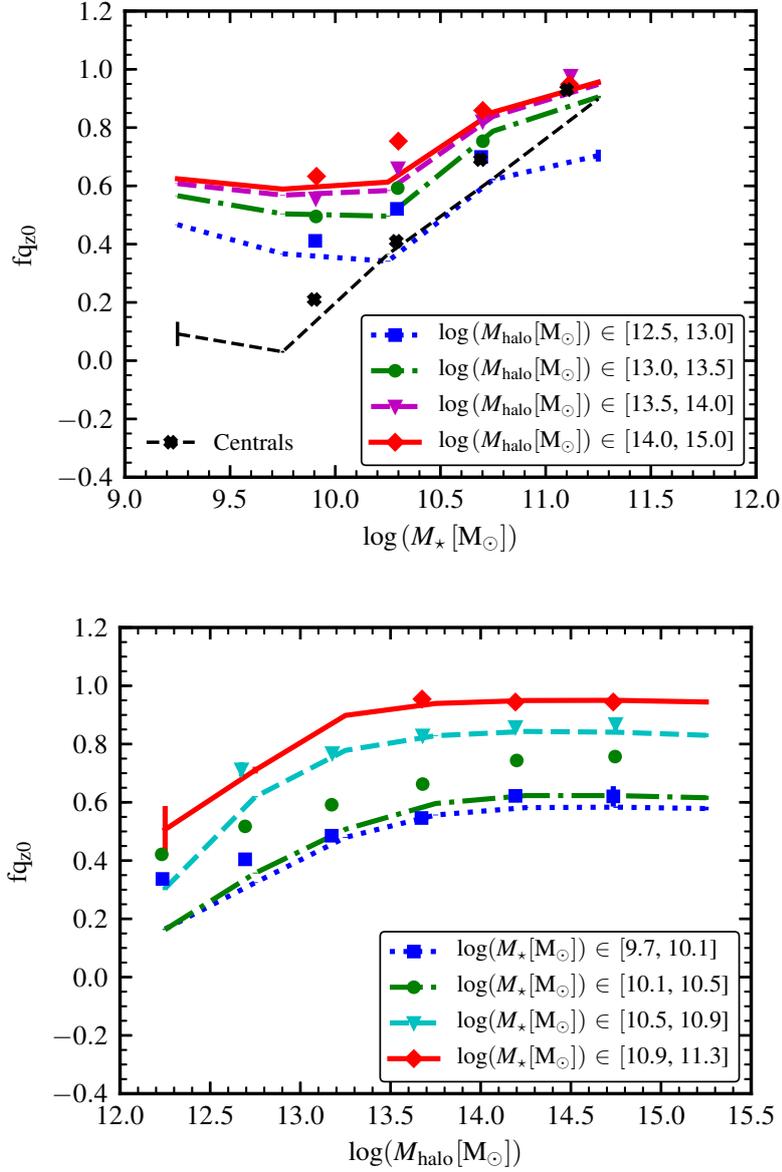


Figura 4.2: Fracción de galaxias pasivas ($\text{sSFR} < 10^{-10.7} \text{ yr}^{-1}$) a $z = 0$ como función de la masa estelar (panel superior) y masa de halo principal en el cual residen (panel inferior). Las galaxias satélites se discriminan según la masa de su halo principal o su masa estelar, y se representan por líneas de colores y estilos como se indica en la leyenda. Las centrales, representadas por una línea negra discontinua, solo se incluyen en el panel superior sin distinción de la masa de halo en la que residen. En esta figura, y en aquellas donde se muestra la fracción de galaxias pasivas, las barras de error muestran el intervalo de confianza bayesiano del 68% (Cameron, 2011) (por comodidad, no se explicitará en las siguientes descripciones de las figuras). En este caso, las barras resultan apenas visibles. Estas fracciones se comparan con aquellas obtenidas por W12 (diferentes símbolos asociados a diferentes líneas). El acuerdo general con las observaciones resulta bueno, excepto por la ligera subestimación de la fracción de pasivas en el rango de masa $\log(M_* [M_\odot]) \in [10.1, 10.5]$.

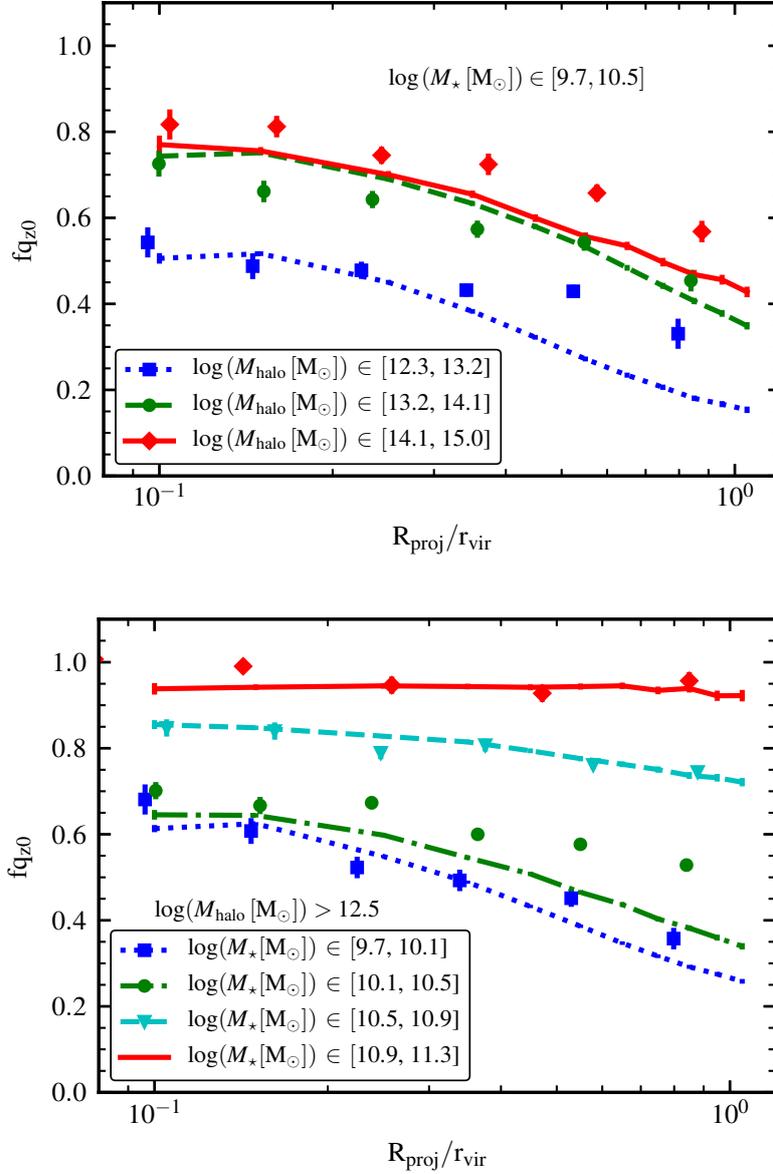


Figura 4.3: Fracción de galaxias satélites pasivas ($s\text{SFR} < 10^{-10.7} \text{ yr}^{-1}$) a $z = 0$ como función de la distancia proyectada al centro del halo principal en el cual residen, normalizada con el radio virial del mismo. Las satélites se discriminan por rango de masa de halo (panel superior) y masa estelar (panel inferior). Los resultados del modelo se representan con diferentes líneas. Solo las satélites en el rango de masa $\log(M_* [M_\odot]) \in [9.7, 10.5]$ son consideradas en el panel superior, y con masas de halo $\log(M_{\text{halo}} [M_\odot]) > 12.5$ en el panel inferior. Esta selección fue hecha siguiendo a W12, y sus datos están representados por diferentes símbolos según se discrimine por masa de halo o masa estelar.

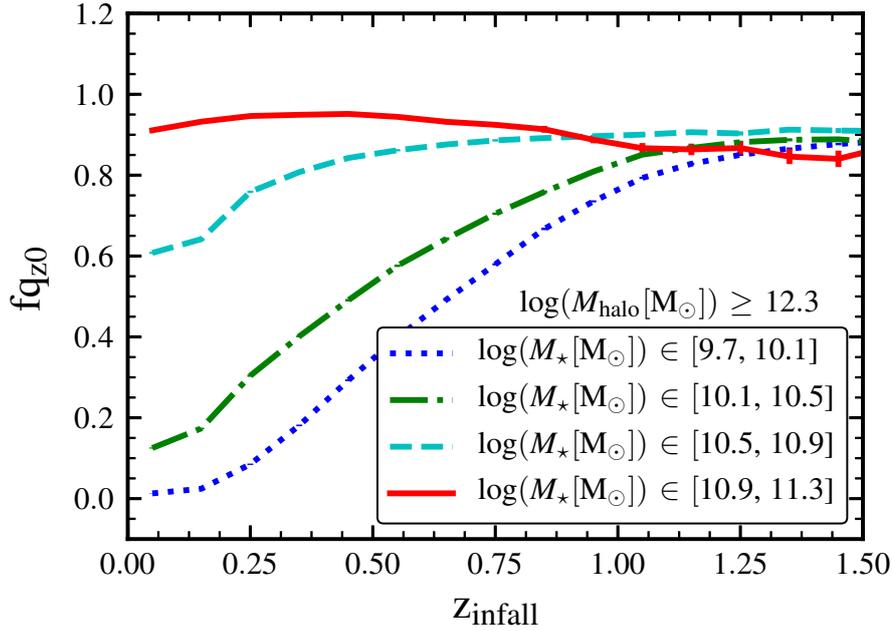


Figura 4.4: Fracción de galaxias satélite pasivas a $z = 0$, $f_{q_{z0}}$, como función del corrimiento al rojo en que se produce la primera caída a un halo, z_{infall} . Se consideran todas las galaxias satélite que habitan halos de $\log(M_{\text{halo}}[M_{\odot}]) \geq 12.3$ a $z = 0$. Distintas líneas representan los valores de $f_{q_{z0}}$ de satélites con distinta masa estelar, como se indica en la leyenda. En este caso, las barras de error solo resultan apreciables para el rango de masa estelar más alto.

4.2.1. Fracción de pasivas a $z=0$

La Fig. 4.4 muestra la fracción de satélites pasivas a $z = 0$, $f_{q_{z0}}$, en función de z_{infall} . Las satélites fueron agrupadas según su masa estelar a $z = 0$, y se consideraron aquellas que se encuentran en halos de masa $M_{\text{halo}} \geq 10^{12.3} M_{\odot}$, siguiendo el criterio de W12. Para un dado rango de masa estelar, $f_{q_{z0}}$ aumenta para satélites con mayor z_{infall} , como es esperado, ya que las galaxias que son satélites por más tiempo sufren más efectos de ambiente. $f_{q_{z0}}$ es más alta para masas estelares más grandes, independientemente del valor de z_{infall} . Sin embargo, la dependencia de $f_{q_{z0}}$ con z_{infall} es más pronunciada para satélites menos masivas. Además, resulta apreciable una brecha entre los dos rangos más bajos de masa estelar y los dos más altos, producto de la subestimación de la fracción de pasivas en satélites de $\log(M_{\star}[M_{\odot}]) \in [10.1, 10.5]$.

Las satélites de baja masa que fueron recientemente acretadas ($z_{\text{infall}} \sim 0$) son mayormente activas ($f_{q_{z0}} \sim 0.0 - 0.1$). Esto se debe a que no ha transcurrido el tiempo suficiente para que los efectos de ambiente puedan reducir la formación estelar, y su masa estelar resulta insuficiente para que los procesos seculares sean eficientes mientras fueron centrales. Sin embargo, más del 50% de las satélites de alta masa que fueron acretadas recientemente son pasivas. Las galaxias masivas han sufrido supresión por masa mientras fueron centrales, en acuerdo con lo encontrado por van den Bosch et al. (2008). Por lo tanto, los efectos de ambiente son considerados como el mecanismo dominante en la supresión de la formación estelar en galaxias de baja masa, en consistencia con las conclusiones de W12.

La fracción de galaxias pasivas en el presente alcanza valores altos ($\sim 0.8 - 0.95$) para las galaxias que han sido satélites por más de ~ 8 Gyr ($z_{\text{infall}} \gtrsim 1$), sin importar la masa

4. Supresión de formación estelar en satélites: ¿Cómo, dónde y por qué sucede?

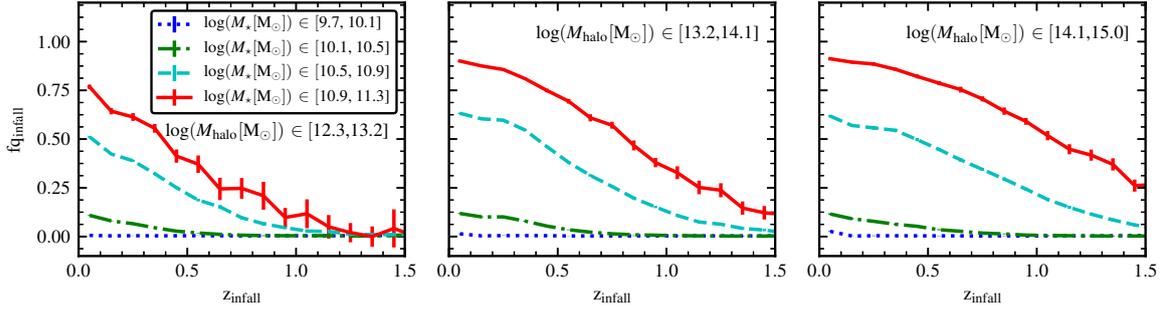


Figura 4.5: Fracción de galaxias satélites pasivas al momento de primera caída, $f_{q_{infall}}$, como función del corrimiento al rojo de primera caída, z_{infall} . Distintas líneas representan los valores de $f_{q_{z0}}$ de satélites con distinta masa estelar, como se indica en la leyenda. En los diferentes paneles se consideran galaxias según la masa del halo principal en que habitan.

estelar que alcanzan a $z = 0$. Esto significa que el tiempo resulta suficiente para que los procesos de ambiente alcancen su máxima efectividad en disminuir la formación estelar. Tanto la naturaleza de los procesos como su importancia relativa varía para galaxias de distinta masa. [Lin et al. \(2014\)](#) investigan la relación entre las eficiencias de supresión por ambiente y supresión por masa en una amplia muestra de galaxias de campo y grupos obtenida de PAN-STARRS1 (por *Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System*, en inglés; *Medium-Deep Survey DR1*), que abarca un rango de corrimiento al rojo $0.2 < z < 0.8$. Para corrimiento al rojo entre $0.2 < z < 0.5$, encuentran que la formación estelar en galaxias masivas ($M_* \gtrsim 1 - 2 \times 10^{10} M_\odot$) es detenida debido a procesos de supresión por masa, mientras que la supresión por ambiente resulta relevante para galaxias de menor masa. La supresión por masa continúa siendo el proceso dominante a más alto corrimiento al rojo ($0.5 < z < 0.8$). Este intervalo se superpone con el considerado por [Kawinwanichakij et al. \(2017\)](#), que encuentran resultados similares utilizando el relevamiento ZFOURGE (por *FourStar Galaxy Evolution*, en inglés).

4.2.2. Fracción de pasivas al momento de primera caída

Estudiamos la fracción de satélites seleccionadas a $z = 0$ que son pasivas al momento de la primera caída a un halo, $f_{q_{infall}}$. Esta fracción se estima a partir de la SFR y la masa estelar a z_{infall} . La relación entre $f_{q_{infall}}$ y z_{infall} se presenta en la Fig. 4.5, donde agrupamos las satélites según su masa estelar a $z = 0$ (diferentes líneas) y la masa del halo principal que habitan (distintos paneles). Las galaxias de baja masa no sufrieron supresión por masa antes de convertirse en satélites, ya que $f_{q_{infall}} \sim 0$ para cualquier valor de z_{infall} . Esto resulta consistente con el análisis previo de $f_{q_{z0}}$ (Fig. 4.4). Satélites de masa intermedia ($M_* [M_\odot] \in [10^{10.5}, 10^{10.9}]$) acretadas a $z_{infall} \gtrsim 1.5$ también tienen $f_{q_{infall}} \sim 0$, siendo en su mayoría activas en ese tiempo. Las satélites más masivas consideradas en este análisis ($M_* [M_\odot] \in [10^{10.9}, 10^{11.3}]$) tienen $f_{q_{infall}} \sim 0 - 0.3$ para tiempos tempranos de acreción, con fracciones más altas según residan en halos principales más masivos ($M_{vir} [M_\odot] \in [10^{14.1}, 10^{15.}]$). A medida que z_{infall} decrece, $f_{q_{infall}}$ aumenta monótonamente para galaxias en los dos rangos más masivos. Estas galaxias experimentan supresión por masa mientras son centrales, proceso que aumenta su eficiencia con el crecimiento de masa estelar.

Combinando los resultados de las fracciones $f_{q_{z0}}$ y $f_{q_{infall}}$ para un rango de masa estelar, vemos que para $M_* \gtrsim 10^{10.9} M_\odot$ la mayoría de las satélites que son activas al momento de

primera caída, son pasivas a $z = 0$, sin importar su z_{infall} . La fracción de satélites de baja masa ($M_{\star} \lesssim 10^{10.1} M_{\odot}$) que eran activas al momento de primera caída y que luego son pasivas está dado directamente por $f_{q_{z0}}$, porque las galaxias en este rango de masa son todas activas al momento de caída ($f_{q_{z_{\text{infall}}}} \sim 0$) sin importar su z_{infall} . Si no discriminamos satélites por su z_{infall} encontramos que $f_{q_{z0}} \sim 0.46$ para galaxias de baja masa que residen en halos con $M_{\text{halo}} \geq 10^{12.3} M_{\odot}$. Por lo tanto, arribamos a conclusiones similares a las obtenidas por W13 (ver su fig.7): la mitad de las satélites de baja masa que eran activas al momento de caída han sido transformadas en pasivas para $z = 0$, mientras que esencialmente todas las satélites masivas que inicialmente eran activas han sido transformadas en pasivas.

La dependencia de $f_{q_{\text{infall}}}$ con z_{infall} para distintos rangos de masa estelar cambia ligeramente para galaxias en halos con $M_{\text{halo}} \gtrsim 10^{13.2} M_{\odot}$, como puede verse al comparar el panel del medio y de la derecha de la Fig. 4.5. La suave dependencia de la fracción de pasivas con la masa de halo para halos masivos resulta consistente con la dependencia radial de la fracción de pasivas presentada en la Fig. 4.3. La diferencia más grande aparece en galaxias de los dos rangos más altos de masa estelar, que fueron acretadas por los halos menos masivos, donde $f_{q_{\text{infall}}}$ decrece en ~ 0.15 (independientemente de z_{infall}), respecto de las fracciones típicas de los halos más masivos. Esto es resultado de seleccionar galaxias a partir de su masa estelar a $z = 0$ que experimentan diferentes tasas de crecimiento de masa, dependiendo del ambiente en que se encuentran (Guglielmo et al., 2015); las galaxias localizadas en cúmulos forman sus estrellas más temprano que las galaxias de campo, originando en los cúmulos una caída más pronunciada de SFRD cósmica con z . Así, satélites seleccionadas por masa estelar a $z = 0$ que residen en halos menos masivos tienen menor masa estelar al momento de caída (ver la fig. 12 de Behroozi et al., 2013c), que implica una menor eficiencia de supresión por masa previo al momento de caída, y, en consecuencia, menores valores de $f_{q_{\text{infall}}}$.

4.2.3. El rol de la supresión por masa y ambiente

Para distinguir la importancia relativa de la supresión por ambiente y la supresión por masa luego de que galaxias de distinta masa hayan sido acretadas, comparamos su evolución con una muestra de control de galaxias centrales que nunca se convierten en satélites. Consideramos satélites que residen en halos principales con masas $M_{\text{halo}} \geq 10^{12.3} M_{\odot}$. Se seleccionan galaxias activas acretadas a $z_{\text{infall}} = 1$. La muestra de control se compone de galaxias activas a $z = 1$ que son centrales hasta $z = 0$, y comparten el mismo rango de masa estelar y masa de subhalo de las satélites al momento de la acreción. Los rangos de masa estelar y de subhalo fueron definidos mediante el seguimiento de la evolución temporal de estas propiedades hasta $z = 1$, y calculando los percentiles 10 y 90 de las distribuciones. Esta información se detalla en las leyendas de las Figs. 4.6 y 4.7, que muestran la evolución de la sSFR y la luminosidad producida por el SMBH (dada por la eq. 2.14), respectivamente, para ambas poblaciones de galaxias. Las líneas representan la mediana de la distribución, y las áreas sombreadas representan los valores entre los percentiles 10 y 90. El panel superior corresponde a satélites con masas dentro de los dos intervalos más pequeños empleados en las Figs 4.4 y 4.5, i.e. $M_{\star}[M_{\odot}] \in [10^{9.7}, 10^{10.5}]$, mientras que el panel inferior corresponde a los dos intervalos más altos, i.e. $M_{\star}[M_{\odot}] \in [10^{10.5}, 10^{11.3}]$.

La evolución de la sSFR de las satélites de baja masa resulta claramente diferente de las centrales de baja masa (panel superior de la Fig. 4.6); la disminución de la sSFR a bajo corrimiento al rojo resulta más pronunciada para las satélites que para centrales. Esto significa que las satélites de baja masa se vuelven pasivas debido a la acción de procesos de ambiente, reforzando la conclusión inferida a partir de las Figs 4.4 y 4.5. El efecto de fuerzas de marea en los subhalos de materia oscura y los fuertes efectos de remoción por RP que sufren las satélites de baja masa contribuyen a la reducción de su halo de gas caliente con la consecuente

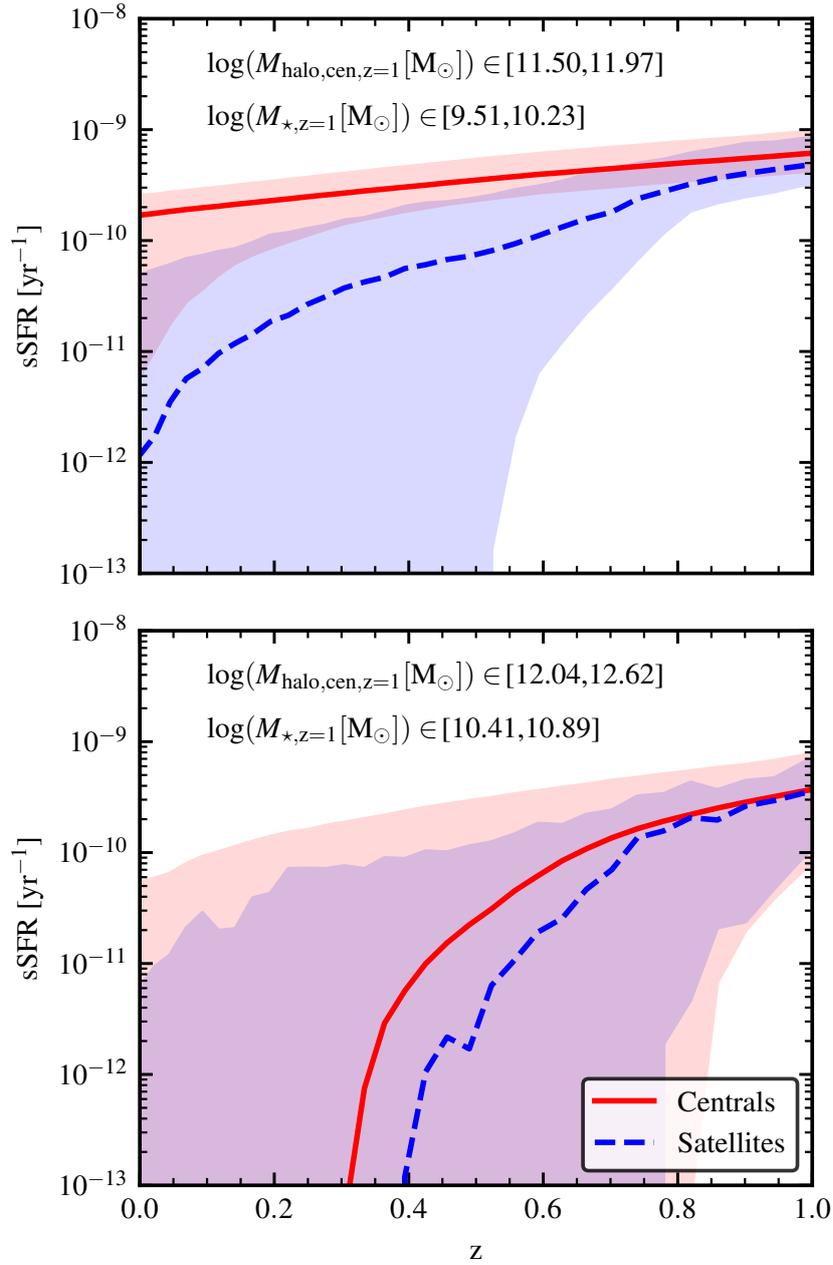


Figura 4.6: Comparación de la evolución de la sSFR de galaxias satélites desde $z = 1$ que son activas al momento de acreción ($z_{\text{infall}} = 1$, línea discontinua azul), con una muestra de control de galaxias centrales también activas a $z = 1$ (línea sólida roja). Las líneas corresponden a la mediana de la distribución, y las áreas sombreadas representan valores entre los percentiles 10 y 90. Se consideran satélites que residen en halos con masas $M_{\text{halo}} \geq 12.3 M_{\odot}$ a $z = 0$. Se seleccionan por masa estelar a $z = 0$ y se sigue su evolución hasta $z = 1$ para definir el intervalo de masa estelar y masa de subhalo que las caracteriza al momento de ser acretadas. Calculando los percentiles 10 y 90 de estas distribuciones de masa, definimos las características de la muestra de galaxias centrales, como se indica en la leyenda. Esta selección garantiza que satélites y centrales tengan características similares a $z = 1$. *Panel superior:* Población de galaxias satélites con masas estelares entre $M_{\star}([M_{\odot}]) \in [10^{9.7}, 10^{10.5}]$. *Panel inferior:* Población de galaxias satélites con masas estelares entre $M_{\star}([M_{\odot}]) \in [10^{10.5}, 10^{11.3}]$.

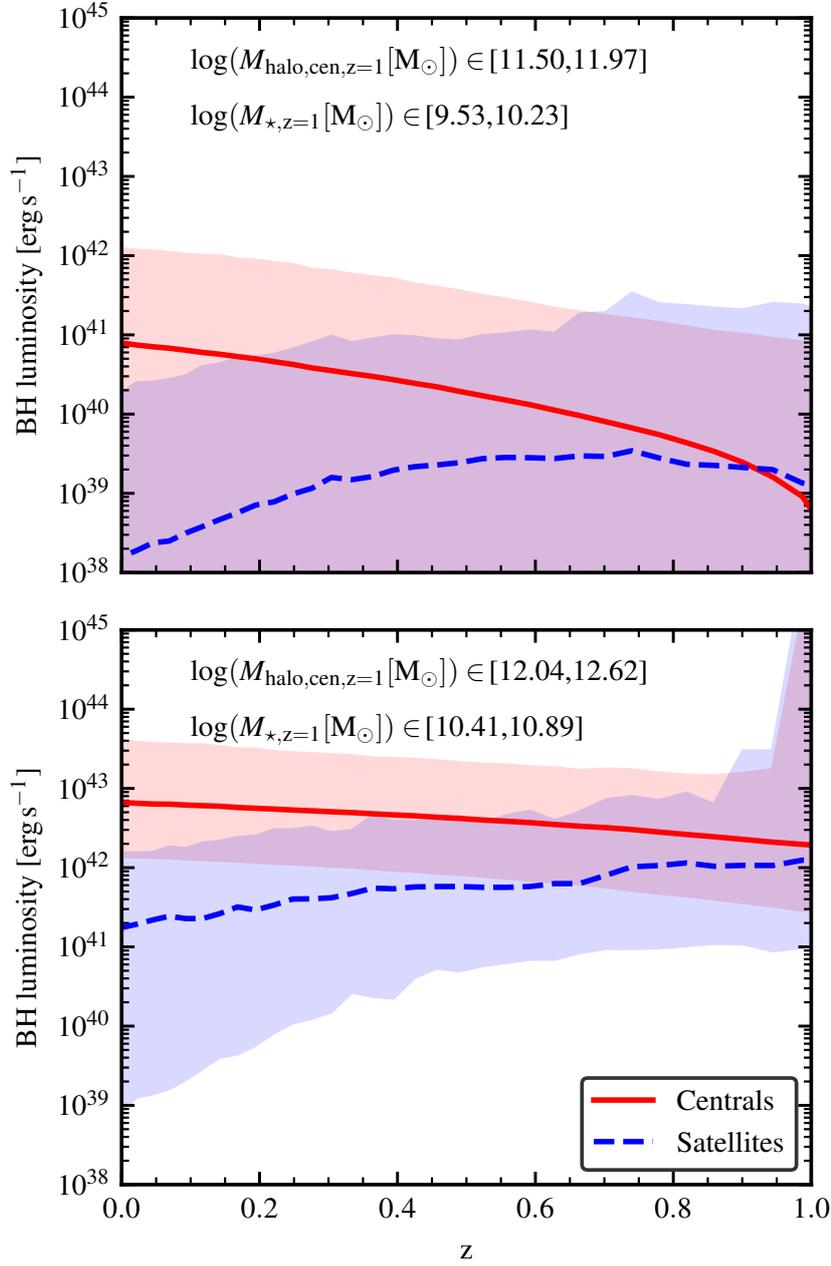


Figura 4.7: Igual que la Fig. 4.6 pero siguiendo la evolución de la luminosidad de SMBH, a modo de representación de la acreción que sufre el SMBH y el consecuente impacto del AGN sobre las galaxias de baja masa (panel superior) y alta masa (panel inferior).

disminución de la luminosidad generada por el SMBH (panel superior de la Fig. 4.7), que está directamente relacionada con la eficiencia de la retroalimentación por AGN. El halo de gas caliente de las centrales continúa creciendo hacia bajo corrimiento al rojo como resultado de la acreción cósmica de bariones en paralelo al crecimiento del halo. Por lo tanto, acorde a la ecuación 2.13, la tasa de crecimiento del SMBH también aumenta, dando lugar a una mayor luminosidad a bajo corrimiento al rojo. Sin embargo, para centrales de baja masa, estas luminosidades no resultan lo suficientemente altas para reducir significativamente el enfriamiento del gas ($L_{\text{BH}} \sim 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ a $z = 0$). Consecuentemente, esta población resulta mayormente activa en el presente, como lo indica la línea sólida (y la región sombreada asociada) en el panel superior de la Fig. 4.6.

Las centrales masivas se caracterizan por luminosidades de SMBH que son entre ~ 2 (a $z = 0$) y ~ 3 (a $z = 1$) órdenes de magnitud mayores que para las de baja masa (Fig. 4.7). Por esto, la retroalimentación por AGN resulta un proceso eficiente para suprimir la formación estelar en estas galaxias, como lo muestra la abrupta caída de la sSFR en el panel inferior de la Fig. 4.7. La masa estelar crítica a partir de la cual la retroalimentación por AGN apaga la formación estelar ($M_{\star} \gtrsim 10^{10.5} M_{\odot}$) y la masa del halo principal donde residen esas galaxias ($M_{\text{halo}} \gtrsim 10^{12} M_{\odot}$) resultan en acuerdo con las escalas discutidas en Henriques et al. (2018). La evolución de la sSFR y la luminosidad de SMBH de las centrales masivas es similar a la mostrada por el conjunto de satélites masivas, aunque estas últimas presentan una normalización más baja, a raíz de los efectos de ambiente que contribuyen a la disminución de la formación estelar. Estos resultados muestran que la supresión por masa juega un rol central en la disminución de la formación estelar en galaxias masivas que se convierten en satélites.

Cabe destacar que las galaxias centrales no necesariamente se encuentran aisladas. De hecho, los ambientes densos como grupos y cúmulos contienen una galaxia masiva (por lo general, de $M_{\star} \gtrsim 10^{12} M_{\odot}$) caracterizada como central, que se encuentra rodeada de numerosas galaxias satélites. Esta galaxia central tiene su proceso de formación de estrellas en épocas tempranas, y la evolución de las galaxias satélites también afecta sus propiedades. Por ejemplo, poseer muchas galaxias satélites incrementa el número de fusiones que experimenta la galaxia central, y también aumenta la cantidad de gas caliente y la cantidad de estrellas presentes en el halo debido a que las galaxias satélites pierden parte de su gas y estrellas por presión de barrido y fuerzas de marea a lo largo de su órbita. De esta manera, la evolución de las galaxias centrales ubicadas en los pozos de potencial de halos masivos ($M_{\text{halo}} > 10^{13} M_{\odot}$) resulta diferente de la evolución de aquellas galaxias centrales menos masivas, que poseen menos galaxias satélites. Dado que en este trabajo realizamos un control tanto de la masa estelar como de la masa de halo de las galaxias centrales y satélites, las conclusiones alcanzadas son válidas para galaxias centrales de $M_{\star} \leq 10^{12} M_{\odot}$.

4.3. ¿En qué escalas de tiempo se apaga la formación estelar?

Estudiamos el tiempo en el que se apaga la formación estelar (simplemente ‘tiempo de supresión’, a partir de ahora) de galaxias satélites pasivas a $z = 0$ que eran activas al momento de acreción, es decir, aquellas que pierden su capacidad de formar estrellas una vez que se convierten en satélites, debido tanto a la acción del ambiente como a los procesos seculares. Estimamos el tiempo de supresión, t_{q} , como el período de tiempo transcurrido desde z_{infall} hasta el momento en que la galaxia se vuelve pasiva, identificando el intervalo entre salidas de la simulación en el cual la sSFR de la galaxia cae por debajo de $10^{-10.7} \text{ yr}^{-1}$. Este tiempo de supresión se define de manera similar en W13, con quien comparamos los resultados de nuestro análisis. Presentamos la relación entre t_{q} y la masa estelar para satélites que residen en halos

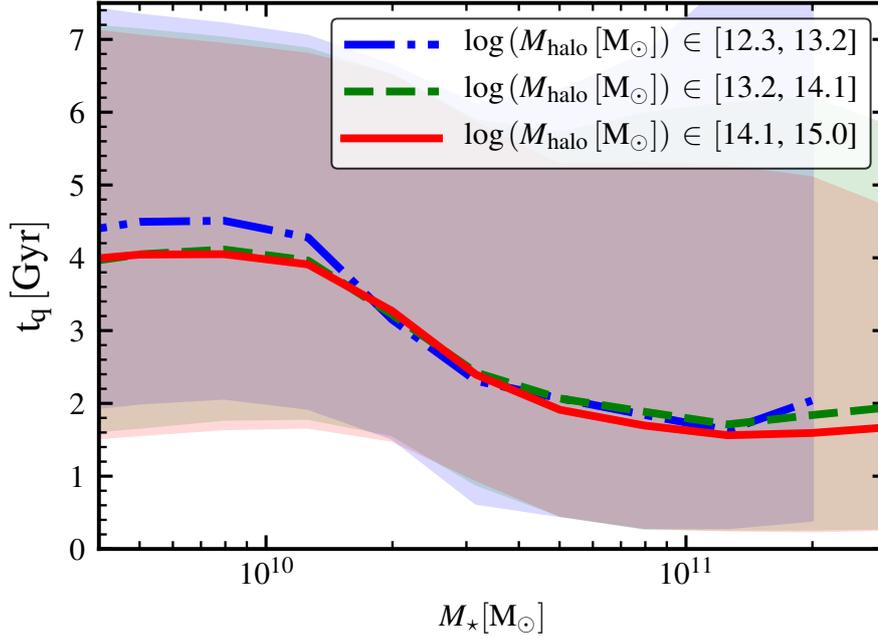


Figura 4.8: Tiempo de supresión de formación estelar, t_q , para satélites pasivas a $z = 0$ que eran activas al momento de ser acretadas, como función de su masa estelar a $z = 0$. Las diferentes líneas representan la mediana de la distribución de galaxias que residen en halos de diferente masa, como se aprecia en la leyenda. Las áreas sombreadas representan los percentiles 10 – 90 de la distribución.

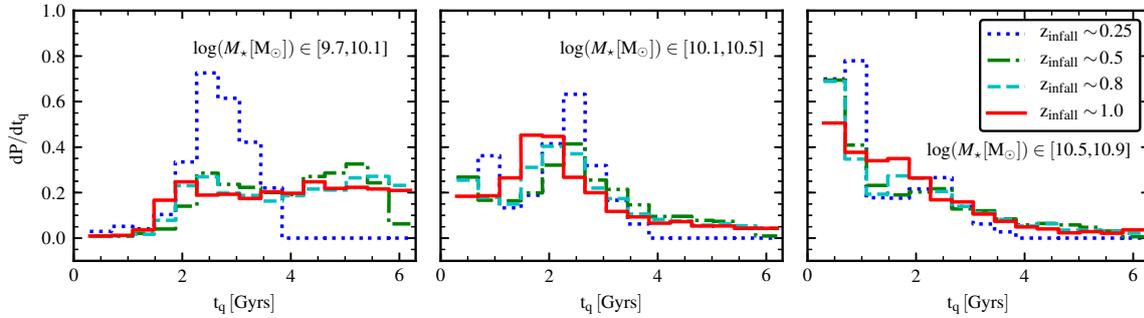


Figura 4.9: Función de densidad de probabilidad del tiempo de supresión, t_q , para la población de galaxias satélites agrupadas en tres rangos de masa estelar (diferentes paneles). Las diferentes líneas corresponden a galaxias con diferentes tiempos de acreción, seleccionadas en un intervalo de ≈ 1 Gyr alrededor del valor seleccionado de z_{infall} ($z = 0.25, 0.5, 0.8$ y 1), que corresponde a los corrimientos al rojo $z \in [0.2, 0.3], [0.45, 0.6], [0.7, 0.9], [0.95, 1.2]$. Todas las galaxias se encuentran en halos principales con $M_{\text{halo}} \geq 10^{12.3} M_{\odot}$. Las satélites más masivas se caracterizan por tener menores tiempos de supresión ($t_q \sim 0.05 - 2$ Gyr). La distribución de t_q tiene un pico en ~ 2 Gyr tanto para satélites de masa intermedia como baja que fueron acretadas recientemente ($z_{\text{infall}} \in [0.2 - 0.3]$). Las galaxias de baja masa que fueron acretadas más tempranamente poseen tiempos de supresión que abarcan un amplio rango ($t_q \sim 1.5 - 6$ Gyr).

de diferente masa en la Fig. 4.8. La tendencia encontrada resulta similar a la mostrada por W13, con las satélites menos masivas caracterizadas por tiempos de supresión más largos que para las más masivas, y mostrando una casi nula dependencia con la masa del halo principal. Los valores medios de t_q que predice nuestro modelo son $\sim 4 - 5$ Gyr para $M_\star \sim 10^{10} M_\odot$ y ~ 2 Gyr para $M_\star \sim 10^{11} M_\odot$. La dispersión alrededor de estos valores medios es amplia, y visibiliza que las galaxias de baja masa pueden tener tiempos de supresión tan largos como 7 Gyr, en consistencia con W13.

La dependencia del tiempo de supresión con la masa estelar puede estar sujeta a un sesgo, si consideramos la anti-correlación entre la sSFR y la masa estelar de las galaxias de la secuencia principal. Al definir el tiempo de supresión como el tiempo en que tarda una galaxia en disminuir su sSFR por debajo de un valor absoluto, las satélites masivas necesitarían menos tiempo en volverse pasivas debido a la corta distancia que recorren en el espacio de sSFR. Sin embargo, la secuencia principal de las satélites activas a diferentes corrimientos al rojo en nuestro modelo resultan un tanto planas (ver la fig.7 de [Cora et al., 2018](#)). Por lo tanto, la dependencia del tiempo de supresión con la masa estelar es un resultado robusto. Para confirmar esto, rehicimos el análisis disminuyendo la condición que define a una galaxia pasiva a $sSFR < 10^{-12} \text{ yr}^{-1}$, y encontramos que los tiempos de supresión aumentan ≈ 0.8 Gyr para las galaxias de baja masa, pero, contrario a lo esperado, los tiempos de supresión de las galaxias masivas no sufren modificaciones. Esto es explicado también por la evolución de la sSFR de las satélites de baja y alta masa en la Fig. 4.6. En las satélites de baja masa la formación estelar disminuye más gradualmente que en las de alta masa. En estas últimas disminuye abruptamente, alcanzando valores muy bajos de sSFR, de modo que pueden satisfacer los criterios más restrictivos impuestos para clasificar a una galaxia como pasiva en el mismo tiempo de supresión requerido por el corte en sSFR originalmente propuesto.

Al respecto de la dependencia con la masa de halo, W13 sostiene que es el reflejo de que t_q se mide desde la primera caída, lo cual involucra un pre-procesamiento en halos más pequeños (la primera caída puede ser a un grupo, que luego cae a un cúmulo); la fracción de satélites pasivas al momento de caída varía de ~ 0.15 a ~ 0.5 , según la masa estelar y masa de halo correspondientes (ver también [De Lucia et al. 2012](#)). Sin embargo, esta falta de sensibilidad de t_q con la masa de halo también es reportada por [Oman & Hudson \(2016\)](#), aún cuando aíslan los efectos de ambiente generados por el halo principal más reciente (dentro del rango $10^{13} - 10^{15} M_\odot$), midiendo estas escalas de tiempo desde que la galaxia atraviesa $2.5 R_{\text{vir}}$ ³ del halo (según su propia definición de tiempo de supresión), quitando así la etapa de pre-procesado en otro subhalo. [Oman & Hudson \(2016\)](#) encuentran que la supresión ocurre luego de un tiempo de demora de $\sim 3.5 - 5$ Gyr desde el momento de caída, con tiempos de supresión ligeramente menores para las galaxias más masivas. Aunque la dependencia con la masa estelar es más débil que la encontrada por W13, las escalas de tiempo obtenidas en estos trabajos son del mismo orden de magnitud una vez que se aplican correcciones debido a las diferentes definiciones de tiempo de caída ([Oman & Hudson, 2016](#)). El acuerdo general alcanzado por SAG tanto en los valores de t_q y las tendencias encontradas por W13 y [Oman & Hudson \(2016\)](#) resulta alentador, y respalda otras predicciones producidas por nuestro modelo.

La Fig. 4.9 muestra la función de densidad de probabilidad⁴ de t_q , para satélites en los tres rangos de masa estelar analizados previamente (diferentes paneles), cuyos corrimientos

³En [Oman & Hudson \(2016\)](#) utilizan la definición de R_{vir} de [Bryan & Norman \(1998\)](#), que representa la distancia que encierra una sobre-densidad 360 veces mayor a la densidad de promedio de la simulación. Esta cantidad se relaciona con R_{200} , nuestra aproximación al radio virial, como $R_{200}/R_{\text{vir}} \sim 0.73$ a $z = 0$.

⁴Función de densidad de probabilidad en el intervalo, normalizada de manera tal que la integral sobre todo el rango es 1.

al rojo se corresponden con caídas de 1 Gyr alrededor de $z_{\text{infall}} = 0.25, 0.5, 0.8$ y 1 (diferentes líneas). Ya que t_q no presenta una fuerte dependencia con la masa de halo, se seleccionan galaxias dentro de halos con $M_{\text{halo}} \geq 10^{12.3} M_{\odot}$. Las satélites más masivas se caracterizan por menores tiempos de supresión, con valores de $t_q \sim 0.05 - 2$ Gyr. Satélites de masa intermedia muestran una distribución de t_q que presenta un máximo en ~ 2 Gyr. Este es también el caso para satélites de menor masa que han sido acretadas recientemente ($z_{\text{infall}} \in [0.2 - 0.3]$). Podría pensarse que este último resultado sufre un sesgo por construcción, dado que estamos considerando galaxias que son activas al momento de caída y pasivas a $z = 0$, por lo que su escala de tiempo de supresión está fuertemente restringida. Pero el hecho de encontrar satélites que satisfacen estas restricciones demuestra que hay un mecanismo eficiente que suprime la formación estelar en las satélites a bajo corrimiento al rojo. Los tiempos de supresión de satélites de baja masa que fueron acretadas más tempranamente cubren un amplio rango de ~ 1.5 Gyr a ~ 6 Gyr, con una leve preferencia por tiempos largos.

La combinación del análisis previo con la información de la proporción relativa de galaxias acretadas a diferentes épocas nos permite explicar la anti-correlación de los valores promedios de t_q con la masa estelar (Fig. 4.8). Para un dado rango de masa estelar, la mediana de t_q se estima considerando satélites con todos los posibles valores de z_{infall} . La mayoría de las satélites pasivas a $z = 0$ en los dos rangos más altos de masa estelar ($M_{\star} > 10^{10.1} M_{\odot}$) han sido acretadas a corrimientos al rojo bajos e intermedios ($z_{\text{infall}} \lesssim 0.5$), mientras que la mayoría de las galaxias de baja masa en el presente se convirtieron en satélites mucho antes. Por esto, las satélites de baja masa que están caracterizadas por largos tiempos de supresión superan en número a las recientemente acretadas (con bajos t_q). En consecuencia, los valores de las medianas de t_q son más altos para las satélites menos masivas.

4.3.1. Interpretación en relación a aspectos dinámicos de las galaxias satélites

Los efectos de ambiente como el RPS y TS dependen fuertemente de la órbita de la galaxia satélite (see e.g. Vollmer et al., 2001). Una galaxia con una órbita más radial, luego de pasar por la región central del halo donde el ICM tiene mayor densidad, experimentará una fuerte RP ($10^{-10} h^2 \text{ dyn cm}^{-2}$), en contraste con una galaxia que se aproxima lentamente al centro del halo en una órbita circular; además, experimentará períodos alternados de RP fuerte y débil ($10^{-12} h^2 \text{ dyn cm}^{-2}$), a medida que orbita hacia la región externa del halo y nuevamente hacia el interior. Una galaxia cuya distancia al centro del halo disminuye lentamente debido a una órbita circular experimentará una creciente RP a medida que cae hacia regiones más densas (Brüggen & De Lucia, 2008; Tecce et al., 2010). En el caso de TS, la pérdida de masa también depende fuertemente de la circularidad de la órbita (e.g. Taylor & Babul, 2001, 2004; Zentner & Bullock, 2003; Gan et al., 2010), de modo que el mecanismo se vuelve más eficiente durante el paso por el pericentro. Los largos tiempos de supresión t_q de satélites de baja masa pueden ser atribuidos a largos tiempos de fricción dinámica que mantiene a estas galaxias en la región externa de los halos principal, donde la RPS es menos eficiente. Efectivamente, a partir de simulaciones cosmológicas, Quilis et al. (2017) muestran que galaxias satélites masivas ($M_{\star} > 10^{10} M_{\odot}$) se encuentran a distancias pequeñas respecto al centro del halo a bajo corrimiento al rojo ($z \lesssim 0.5$), mientras que sistemas más pequeños se localizan principalmente en las regiones externas. Vale la pena notar que las satélites de baja masa acretadas a $z_{\text{infall}} \gtrsim 0.5$ pueden tener cualquier tiempo de supresión dentro de $\sim 1 - 6$ Gyr (Fig. 4.9). Un análisis más detallado de la conexión entre la supresión de formación estelar y la evolución orbital de las galaxias satélites, incluida la relevancia del pasaje por el pericentro de la órbita, se presenta en el Cap. 5.

Un aspecto importante a tener en cuenta respecto a la dinámica de galaxias es que el crecimiento natural del halo viene acompañado de un aumento de la eficiencia de RP, dan-

do lugar a una supresión por ambiente más rápida a bajo corrimiento al rojo. Esto puede explicar los tiempos de supresión cortos ($t_q \sim 2 - 3$ Gyrs) de las satélites de baja masa recientemente acretadas, del mismo modo que explica los tiempos largos para satélites de baja masa acretadas en épocas tempranas.

4.3.2. Comparación con otros trabajos

Del análisis realizado con datos de SDSS y el programa 3D-HST/CANDELS (*Hubble Space Telescope and Cosmic Assembly Near-infrared Deep Extragalactic Legacy Survey*), Fossati et al. (2017) estima los tiempos de supresión de una muestra de galaxias pasivas seleccionadas a partir de su posición en el diagrama color-color UVJ. Su definición de tiempo de supresión es similar a la adoptada en nuestro trabajo, i.e. el tiempo desde la primera caída hasta que la galaxia se convierte en pasiva. Estos tiempos fueron obtenidos utilizando catálogos construidos con un modelo semi-analítico (Henriques et al., 2015a) que reproduce la densidad y la incerteza en el corrimiento al rojo de las galaxias observadas. Para galaxias pasivas a $z = 0$ que residen en halos de baja masa ($M_{\text{halo}} < 10^{13} M_{\odot}$), encuentran tiempos de supresión del orden de ~ 7 Gyr. Los tiempos de supresión son menores (~ 5 Gyr) para satélites en halos más masivos. Además, para un rango de masa de halo, los tiempos no tienen una dependencia con la masa estelar (ver su fig. 21). Nuestros resultados no son consistentes con sus hallazgos a $z = 0$, dado que los tiempos de supresión en nuestro modelo señalan una mayor dependencia con la masa estelar, y una menor dependencia con la masa de halo, aún considerando que nuestra muestra incluye halos muy masivos. De todos modos, las diferentes herramientas utilizadas hacen dificultosa la tarea de desentrañar las causas de estas discrepancias.

Por otro lado, los valores de t_q obtenidos en nuestro modelo son consistentes con resultados a alto corrimiento al rojo en la muestra de 3D-HST/CANDELS. Para $z \sim 0.7 - 1.5$, Fossati et al. (2017) encuentran valores del orden de $\sim 4 - 5$ Gyr para galaxias de baja masa y $\lesssim 2$ Gyr para las más masivas, con escasa dependencia en la masa de halo en el rango considerado ($M_{\text{halo}} \lesssim 10^{14} M_{\odot}$). Estos valores son más altos que los encontrados para cúmulos de galaxias con $M_{\star} \gtrsim 10^{10.5} M_{\odot}$ por Foltz et al. (2018), que son ~ 1.5 Gyr y ~ 1.24 Gyr a $z \sim 1$ y $z \sim 1.5$, respectivamente. En su trabajo, clasifican galaxias como activas o pasivas según sus colores (corregidos por polvo y en el marco de referencia) derivados a partir de la distribución espectral de energía, acotando los tiempos de supresión de la formación estelar mediante la suposición del escenario conocido como ‘demorado-luego-rápido’ (W13), que se describe a continuación.

4.4. Validez del escenario demorado-luego-rápido

Con el requerimiento de reproducir correctamente la distribución de sSFR, W13 propone un escenario de supresión de la formación estelar en galaxias satélites, que denomina como ‘demorado-luego-rápido’ (traducción de la denominación en inglés: *delayed-then-rapid quenching scenario*). En este escenario, la SFR de una galaxia activa que es acretada disminuye lentamente durante un determinado tiempo de demora $t_{q,\text{delay}} \sim 2 - 4$ Gyr (escala de tiempo que depende de la masa estelar de la satélite), y luego ocurre rápidamente la supresión (con una caída exponencial de la SFR), en un tiempo característico de $\tau_{Q,\text{fade}} \sim 0.8$ Gyr para $M_{\star} \sim 10^{9.7} M_{\odot}$ y $\tau_{Q,\text{fade}} \sim 0.2$ Gyr para $M_{\star} \sim 10^{11.3} M_{\odot}$ ⁵. Durante la etapa de demora, la SFR de las satélites activas decae gradualmente como si fueran centrales. Este esquema está representado en la Fig. 4.10.

⁵Los subíndices que caracterizan los tiempos en distintas fases hacen referencia a la nomenclatura utilizada en inglés.

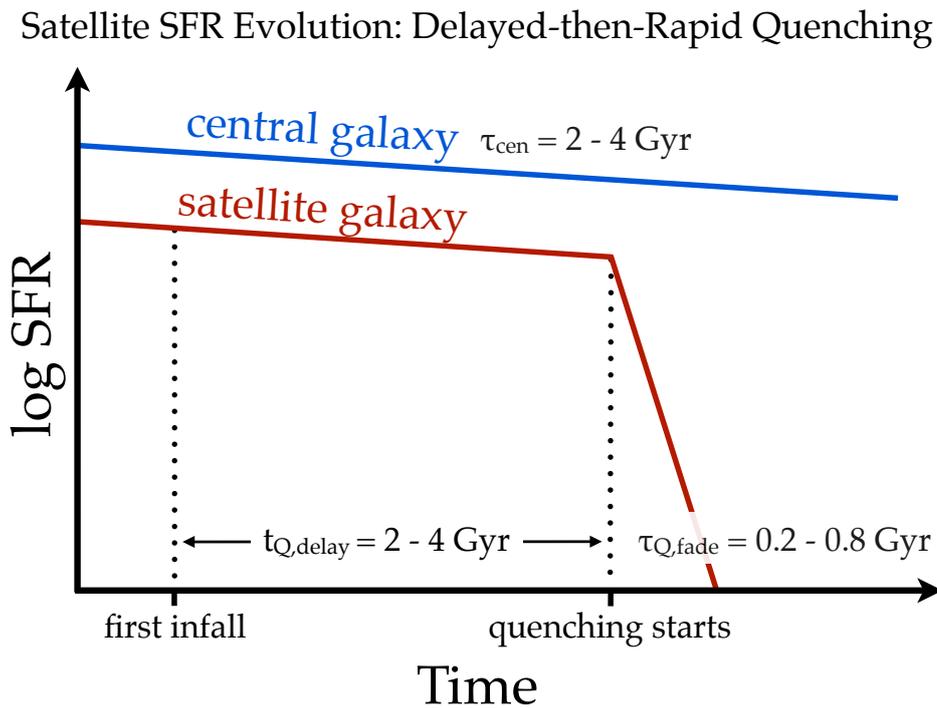


Figura 4.10: Descripción cualitativa del escenario de supresión de formación estelar ‘demorado-luego-rápido’, donde se aprecia el decaimiento gradual de la SFR para galaxias centrales (línea azul), y las dos etapas que sufrirían las galaxias satélites: un etapa de decaimiento gradual (tiempo de demora) seguida de una etapa de decaimiento exponencial (tiempo de apagado). Figura extraída de W13.

4. Supresión de formación estelar en satélites: ¿Cómo, dónde y por qué sucede?

Esta descripción de la evolución de la SFR en satélites ha sido utilizada tanto en la interpretación de estudios observacionales (Mok et al., 2014; Muzzin et al., 2014; Balogh et al., 2016; Fossati et al., 2017; Foltz et al., 2018; Sampaio et al., 2022) como en la formulación de modelos teóricos (Bahé & McCarthy, 2015; Oman et al., 2021a). En particular, destacamos que los tiempos de supresión inferidos por Oman & Hudson (2016) involucran un tiempo de demora desde la caída hasta el comienzo de la supresión ($\sim 3.5 - 5$ Gyr) y una escala corta de disminución de la formación estelar hasta su supresión (apagado; $\lesssim 2$ Gyr), donde ésta última es estimada considerando el tiempo requerido por las galaxias para alcanzar la fracción de satélites pasivas en cúmulos de galaxias. Por su parte, Fillingham et al. (2016) estudian los tiempos de supresión de satélites del Grupo Local, con $M_\star \lesssim 10^8 M_\odot$, y encuentran tiempos de supresión $\lesssim 2$ Gyr, lejos de una posible extrapolación del escenario de W13 a masas estelares y masas de halo más bajas.

La comparación de la evolución de la sSFR en satélites y centrales en nuestro modelo (Fig. 4.6), nos permite concluir que el gradiente de la sSFR con el corrimiento al rojo se vuelve más pronunciado para las satélites luego de la primera caída; esta caída es más leve en las centrales de alta masa, y no se aprecia en las de baja masa. Este comportamiento parece estar en consistencia con un modelo de dos etapas para la evolución de la sSFR en satélites. Sin embargo, no está claro qué mecanismos físicos están actuando en cada etapa. La primera etapa en la cual la SFR de las satélites evoluciona en paralelo a las centrales (etapa de demora), parece estar asociada con el período de tiempo requerido para que el enfriamiento del gas caliente se vuelva ineficiente luego de la primera caída (e.g. Schawinski et al., 2014). La transición que experimenta la eficiencia del enfriamiento del gas podría definir el comienzo de la segunda etapa en la cual la SFR de las satélites decae abruptamente respecto de las centrales (etapa de apagado) porque el disco de gas frío ya no es alimentado por el gas caliente que se enfría. Esta etapa puede involucrar el consumo de gas mediante la formación de estrellas, o su remoción por retroalimentación por explosiones de supernovas o RPS, que termina cuando la galaxia se convierte en pasiva.

Para identificar los mecanismos físicos que intervienen en cada una de las fases del decaimiento de la SFR, analizamos el contenido de masa de gas frío y caliente en diferentes momentos de la vida de las satélites que son pasivas a $z = 0$ y activas al momento de caída. La Fig. 4.11 muestra la mediana de la fracción de gas caliente respecto de la masa bariónica total, f_{hot} , al momento de caída (línea azul), en el momento en que se convierte en pasiva, es decir, cuando su sSFR cae por debajo de $10^{-10.7} \text{ yr}^{-1}$ (línea verde), y a $z = 0$ (línea roja), como función de la masa estelar a $z = 0$. Al momento de caída, $f_{\text{hot}} \sim 0.8 - 0.9$ para toda masa estelar; esta fracción refleja la condición en la que se encuentran las galaxias centrales al momento de ingresar al halo principal. Cuando las satélites masivas se vuelven pasivas, esta fracción se mantiene igualmente alta. Para satélites de baja masa, la mediana de la fracción resulta más baja ($f_{\text{hot}} \sim 0.5$), aunque aún es consistente con la presencia de un halo de gas caliente. Encontramos que solo un $\sim 15\%$ y un $\sim 5\%$ de las satélites con masas $M_\star \sim 10^{10} M_\odot$ y $M_\star \sim 10^{11} M_\odot$, respectivamente, detienen su formación estelar luego de que su gas caliente se reduce a menos del 10% de la masa bariónica total. Sin la protección del halo de gas caliente, las satélites resultan susceptibles de sufrir remoción del gas frío por RPS; confirmamos que la mayoría de ellas ha sufrido al menos un evento de remoción de gas frío antes de volverse pasivas. Estas satélites son galaxias que fueron acretadas mucho antes que el resto. El valor medio del corrimiento al rojo de caída varía entre $z_{\text{infall}} \sim 0.86$ y ~ 0.94 (hace más de 7.4 Gyr), dependiendo del rango de masa estelar considerado; mientras que las galaxias que se vuelven pasivas antes de reducir su halo de gas caliente son acretadas entre $z_{\text{infall}} \sim 0.52 - 0.78$ (hace $\sim 5 - 7$ Gyr). La mediana de los tiempos de supresión de este conjunto particular de satélites son más largas ($t_q \sim 5 - 6$ Gyr) que las típicas de la mayoría

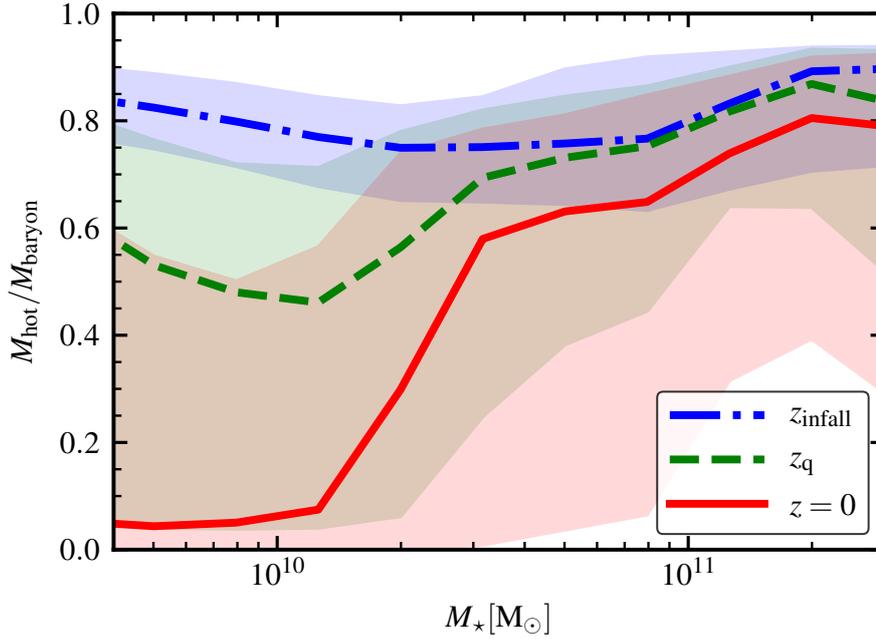


Figura 4.11: Mediana de la distribución de la fracción de gas caliente respecto de la masa bariónica total, f_{hot} , en diferentes momentos de la evolución de satélites pasivas a $z = 0$ y activas al momento de caída, como función de la masa estelar a $z = 0$. Estos momentos son: momento de primera caída (z_{infall} ; línea azul punteada discontinua), momento en que se vuelve pasiva (z_q ; línea verde discontinua), y la época actual ($z = 0$; línea roja sólida). Las áreas sombreadas corresponden a los valores comprendidos entre los percentiles 10 y 90 de la distribución.

de las satélites (ver las Figs. 4.8 y 4.9).

Una consecuencia importante que se desprende de los resultados mencionados es que la remoción total del halo de gas caliente no es un requerimiento para el inicio de la supresión de la formación estelar, ni para la supresión definitiva. El enfriamiento del gas, asociado directamente a las propiedades del halo de gas caliente, por ejemplo masa, metalicidad y perfil de densidad (e.g. [Springel et al., 2001](#)), puede volverse ineficiente aún con una gran cantidad de gas caliente disponible en galaxias con $M_* > 10^{10.5} M_\odot$. El gas caliente que retienen las galaxias luego de la caída es moderadamente reducido por la RP en satélites masivas (ver Fig.14 de [Cora et al., 2018](#)), pero el enfriamiento del gas es suprimido por la acción de la retroalimentación por AGN. Esta reducción de la eficiencia en el enfriamiento del gas en satélites masivas resulta evidente en simulaciones hidrodinámicas cuya resolución espacial es del orden del parsec ([Armillotta et al., 2016](#); [Zinger et al., 2020](#)). Esto es consistente con el dominio de la supresión por masa sobre la supresión por ambiente en estas galaxias (ver las Figs. 4.6 y 4.7). En satélites de baja masa, el enfriamiento puede volverse ineficiente una vez que el reservorio de gas se reduce lo suficiente, aunque no sea completamente removido, por la acción de la RP y el enfriamiento en sí mismo. Estos procesos continúan actuando luego de apagar la formación estelar y definen las fracciones de gas caliente alcanzadas a $z = 0$ (los valores medios de la fracción de gas caliente son de $f_{\text{hot}} \sim 0.1$ para $M_* \sim 10^{10} M_\odot$ y $f_{\text{hot}} \sim 0.7$ para $M_* \sim 10^{11} M_\odot$, Fig. 4.11). Considerando que el gas recalentado por las explosiones de supernova que suceden en las satélites se incorpora a su propio reservorio de gas caliente, y suponiendo que el gas eyectado será reincorporado al subhalo del cual salió, la reducción

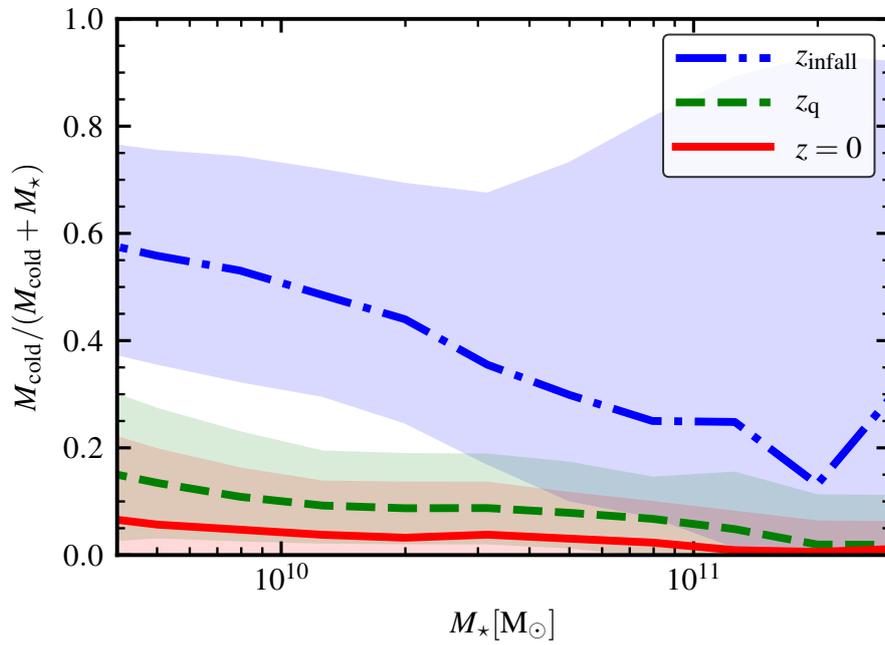


Figura 4.12: Mediana de la distribución de la fracción de gas frío respecto de la suma de gas frío y masa estelar, f_{cold} , en diferentes momentos de la evolución de satélites pasivas a $z = 0$ y activas al momento de caída. Estos momentos son: momento de primera caída (z_{infall} ; línea azul punteada discontinua), momento en que se vuelve pasiva (z_q ; línea verde discontinua), y a la época actual ($z = 0$; línea roja sólida). Las áreas sombreadas corresponden a los percentiles 10 – 90 de la distribución.

de gas caliente domina sobre cualquier otro mecanismo de reposición del gas recalentado por explosiones por supernovas. Notar que en nuestro modelo, las satélites no acretan gas cosmológicamente, lo cual es una prescripción habitual en los modelos semi-analíticos, como se menciona en [Stevens & Brown \(2017\)](#).

La Fig. 4.11 muestra que la mayoría de las satélites pasivas a $z = 0$ experimenta una supresión de su formación estelar que no está asociada a la remoción del gas frío del disco por RP, que en nuestro modelo tiene lugar solo cuando esta componente no es protegida por el halo de gas caliente. Este resultado se apoya en conclusiones cualitativamente similares obtenidas por otras simulaciones cosmológicas ([Kawata & Mulchaey, 2008](#)) y por el model semi-analítico DARK SAGE ([Stevens & Brown, 2017](#)). Este modelo incluye también el efecto de RP tanto del gas frío como caliente, implementado de una manera similar a SAG en el sentido de que el gas caliente actúa como escudo del gas frío.

La Fig. 4.12 muestra la mediana de la fracción de gas frío respecto de la suma de gas frío y masa estelar, $f_{\text{cold}} = M_{\text{cold}}/(M_{\text{cold}} + M_{\star})$, para la misma población de satélites que el análisis previo. Los valores medios al momento de caída varían de $f_{\text{cold}} \sim 0.5$ para $M_{\star} \sim 10^{10} M_{\odot}$ hasta $f_{\text{cold}} \sim 0.25$ para $M_{\star} \sim 10^{11} M_{\odot}$. Las bajas fracciones de gas frío en galaxias masivas son consistentes con la Fig. 4.5 en el sentido de que es más probable que sean pasivas al momento de caída. Estas fracciones explican también los bajos valores de tiempo de supresión de las satélites masivas (ver Figs. 4.8 y 4.9). Todas las satélites, sin importar su masa a $z = 0$, tienen fracciones de gas frío bajas en el momento en que se vuelven pasivas ($f_{\text{cold}} \lesssim 0.15$); su gas frío ha sido gradualmente convertido en estrellas y/o removido mediante eyecciones por explosiones de supernovas. La fracción f_{cold} continúa decreciendo más allá del momento de supresión t_{q} hasta la época actual, debido a la modesta actividad de formación estelar y/o la acción de la RP sobre el gas frío.

Dado que la eficiencia del enfriamiento del gas juega un rol central en la supresión de la formación estelar, estimamos las tasas de enfriamiento en momentos específicos, siguiendo el análisis aplicado a las fracciones de gas caliente y frío (ver Figs. 4.11 y 4.12). En promedio, las tasas de enfriamiento de las satélites son $\lesssim 5 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ cuando se convierten en pasivas, sin importar su masa estelar. Este resultado significa que no hay un corte abrupto en el suministro de gas frío. En cambio, las tasas de enfriamiento disminuyen progresivamente partiendo de valores aproximados de $\sim 30 - 40 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ cuando las galaxias activas son acretadas. En la evolución de la tasa de enfriamiento de la misma población considerada en la Fig. 4.6, se puede apreciar una transición hacia una reducción más rápida de la tasa de enfriamiento a $\sim 20 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, que se conecta con el inicio de la etapa final donde la SFR decae más rápidamente. Estos resultados indican que la etapa final empieza cuando el enfriamiento del gas se reduce $\sim 50\%$ respecto de su valor al momento de caída.

Nuestro modelo reproduce un escenario de dos etapas de supresión de la formación estelar en satélites, donde el tiempo de demora y el tiempo de apagado están incluidos dentro del t_{q} , que caracteriza a todo el proceso de supresión. Una estimación apropiada del tiempo de cada fase no resulta tan directo como el cálculo de t_{q} . Sería necesario involucrar una propiedad asociada a la SFR y a la historia de formación estelar que permita identificar el momento de cambio en la eficiencia del proceso de supresión. A partir del análisis de las componentes de gas caliente y gas frío, optamos por considerar un abordaje más simple, utilizando la evolución de la tasa de enfriamiento. Definimos el tiempo de la etapa de decaimiento $t_{\text{q,fade}}$, como el tiempo transcurrido desde que la tasa de enfriamiento se reduce a la mitad del valor que tenía al momento de caída, y hasta que la satélite se convierte en pasiva. Encontramos que $t_{\text{q,fade}} \sim 1 \text{ Gyr}$, sin importar la masa estelar de las satélites, con una leve tendencia a ser menor para las galaxias más masivas. Este resultado es representativo para un amplio número de satélites de nuestra muestra. La transición entre la etapa de demora y la etapa

de apagado, caracterizada por la condición sobre la tasa de enfriamiento, es cumplida por $\sim 90\%$ de las satélites con $M_\star \sim 10^{10.5} M_\odot$. Este porcentaje decrece para satélites con masas menores y mayores que la mencionada, y alcanza valores de 60% y 40% para baja y alta masa, respectivamente. En general, las galaxias que no cumplen el requerimiento suelen tener tasas de enfriamiento muy bajas al momento de ser acretadas ($\sim 5 M_\odot \text{ yr}^{-1}$).

Para aquellas satélites que atraviesan ambas fases, estimamos el tiempo de demora $t_{q,\text{delay}}$, a partir de la diferencia entre los valores medios de t_q (Fig. 4.8) y $t_{q,\text{fade}}$ para cada intervalo de masa estelar. El tiempo de demora varía entre $t_{q,\text{delay}} \sim 3 \text{ Gyr}$ para satélites de baja masa, y $t_{q,\text{delay}} \sim 1 \text{ Gyr}$ para las de alta masa. Teniendo en cuenta la dispersión en la estimación de este tiempo, podemos decir que la dependencia del tiempo de demora con la masa estelar está en acuerdo con los resultados obtenidos por W13. La mediana del tiempo de decaimiento $t_{q,\text{fade}}$ también resulta consistente con las escalas de tiempo de disminución exponencial, $\tau_{Q,\text{fade}}$, estimadas por W13, aunque nuestro modelo no predice valores significativamente bajos para satélites masivas. El tiempo de apagado $t_{q,\text{fade}}$ resulta independiente de la masa estelar. Es más corto que el tiempo de demora $t_{q,\text{delay}}$ para satélites de baja masa, y del mismo orden de magnitud que $t_{q,\text{delay}}$ para las de alta masa. Por lo tanto, considerando el criterio para separar ambas fases asociado a la tasa de enfriamiento, encontramos que la denominación ‘demorado-luego-rápido’ propuesto por W13 para enmarcar el escenario de supresión de la formación estelar, no resulta representativo de la historia de formación estelar de galaxias satélites masivas. Por lo tanto, preferimos utilizar un término más inclusivo: *demorado-luego-atenuado*, que describe todas las posibles situaciones.

4.4.1. Discusión

Los resultados de nuestro modelo sugieren que una supresión completa del enfriamiento del gas no es una condición necesaria para desencadenar la supresión de la formación estelar; una reducción pronunciada de la tasa de enfriamiento es suficiente para dar inicio a la fase de atenuación. Esto contrasta con el escenario propuesto por Peng et al. (2015) a partir del análisis de la diferencia de metalicidad entre pasivas y activas en SDSS. Peng et al. (2015) encuentran que esa diferencia puede ser reproducida por un modelo que supone que las galaxias se vuelven pasivas luego de que se detiene el suministro de gas frío. La interrupción abrupta del suministro de gas frío, independientemente de qué mecanismo físico podría generarlo, se denomina ‘estrangulación’ (e.g. Peng et al., 2015). Es importante notar la variedad de significados que acuña este término en la literatura. Los trabajos que han introducido este concepto (Larson et al., 1980; Balogh et al., 2000; Baugh, 2006) consideran que la estrangulación involucra además la remoción del halo de gas caliente de las satélites, convención adoptada en trabajos subsiguientes (e.g. Kawata & Mulchaey, 2008). En versiones previas de nuestro modelo, al igual que en otros modelos semi-analíticos (Kauffmann et al., 1993; Weinmann et al., 2006b; Croton et al., 2006), el modelado de la remoción del gas caliente resultaba una sobre-simplificación, al suponer que el gas caliente era removido instantáneamente cuando una galaxia se convertía en satélite. Así, en el contexto de estos modelos, el término ‘estrangulación’ se refiere a esta cruda formulación del proceso. La evidencia de que la remoción del gas caliente tiene lugar después de algunos giga-años luego de la acreción (Rasmussen et al., 2006; Vijayaraghavan & Ricker, 2015) justifican el escenario de remoción gradual implementado en SAG (ver Sec. 2.2.3), la cual además es favorecida por la falta de acreción cosmológica en satélites.

Aún bajo la hipótesis de la estrangulación en su sentido más general, es decir, haciendo referencia a la interrupción abrupta del suministro de gas frío, Peng et al. (2015) obtienen una escala de tiempo de supresión de $\sim 4 \text{ Gyr}$ (independientemente de la masa estelar), que resulta 3 Gyr más larga que nuestras predicciones para $t_{q,\text{fade}}$. Este desacuerdo muestra que el

modelo simple de estrangulación no es adecuado para capturar todos los complejos procesos físicos, tanto internos como de ambiente, que afectan la formación estelar en una galaxia. Aunque este objetivo resulta mejor abarcado por SAG, es necesario destacar que nuestro modelo no logra recuperar la diferencia observada en las metalicidades de galaxias pasivas y activas. Encontramos una tendencia de aumento de la metalicidad con la masa estelar en ambas poblaciones, pero no una significativa diferencia entre sus metalicidades a masa estelar fija. Esto podría deberse al hecho de que discriminamos entre pasivas y activas según su sSFR, en lugar de utilizar los colores, como en Peng et al. (2015). De esta manera, muchas galaxias clasificadas como activas pueden estar cerca de ser pasivas y sus metalicidades ser similares a la población de galaxias pasivas.

Los resultados de nuestro modelo se alinean parcialmente con el escenario de ‘sobre-consumo’ propuesto por McGee et al. (2014), basado en el análisis de los tiempos de supresión de satélites en un determinado rango de corrimientos al rojo. En este escenario, la supresión de la formación estelar en satélites se produce por eyecciones de gas una vez que se detiene la acreción cosmológica, y las satélites se vuelven pasivas antes de que los procesos asociados con su órbita, como el RPS del gas caliente o del gas frío, pueda tener un impacto en el proceso de supresión. Las predicciones de SAG acuerdan parcialmente con este aspecto. Nuestro modelo evidencia que la RP sobre el gas frío juega un rol secundario (o incluso nulo) sobre la supresión de la formación estelar, pero el RPS sobre el gas caliente tiene un rol importante ya que contribuye a reducir la reserva de gas en satélites de baja masa, lo cual conduce a una caída de la tasa de enfriamiento.

En el contexto del modelo de ‘sobre-consumo’, McGee et al. (2014) encuentran que una carga de masa del viento constante puede reproducir la evolución de las escalas de tiempo de supresión de la fase de apagado. Oman & Hudson (2016) muestran que este simple modelo está en conflicto con la dependencia del tiempo de supresión con la masa estelar. Esta conclusión está apoyada también por nuestro modelo, que logra reproducir esta dependencia gracias a un nuevo modelo de retroalimentación que involucra un factor de carga de masa del viento que depende del corrimiento al rojo (ver eq. 2.8), un ingrediente que resulta crucial para reproducir numerosas propiedades observadas en galaxias (Cora et al. 2018, Collacchioni et al. 2018).

4.5. Resumen de resultados

En este capítulo hemos analizado un catálogo de galaxias aplicando una versión actualizada de nuestro modelo semi-analítico de formación y evolución de galaxias SAG, sobre la simulación cosmológica MULTIDARK MDPL2 (caja cosmológica de $1 h^{-1}$ Gpc de lado) con el objetivo de contribuir al entendimiento de los procesos que actúan sobre las galaxias y suprimen su formación estelar; en particular, determinar la importancia relativa de la supresión por masa y la supresión por ambiente en satélites de diferente masa estelar, discriminando también por la masa de los halos de materia oscura en la cual residen.

Nuestras principales conclusiones son:

- A partir del análisis de la importancia relativa entre la supresión de la formación estelar por masa y la supresión por ambiente, encontramos que $M_{\star} \sim 10^{10.5} M_{\odot}$ es la masa característica a partir de la cual la supresión por masa es predominante tanto en galaxias satélites como centrales. Este umbral es también característico en la supresión de la formación estelar en galaxias centrales (Henriques et al., 2018). Los procesos de ambiente, por otro lado, dominan la supresión de la formación estelar en satélites de baja masa ($M_{\star} \lesssim 10^{10.1} M_{\odot}$). Este escenario es consistente con resultados previos (van den Bosch et al. 2008, Peng et al. 2010a, W13, Lin et al. 2014, Kawinwanichakij et al.

2017, Cochrane & Best 2018). Estas conclusiones se infieren a partir de los siguientes resultados:

- Las galaxias de cualquier masa estelar que han sido satélites por más de ~ 8 Gyr ($z_{\text{infall}} \gtrsim 1$) se caracterizan por valores de fracción de pasivas a $z = 0$ similares ($f_{q_{z0}} \sim 0.8 - 0.95$). Los altos valores de fracción de pasivas sugieren que el tiempo transcurrido desde el momento de caída es suficiente para que la combinación de procesos seculares y ambientales supriman la formación estelar en satélites.
 - Las satélites de baja masa ($M_{\star} \lesssim 10^{10.1} M_{\odot}$) no han sufrido supresión por masa mientras han sido centrales, como lo evidencian los valores nulos de la correspondiente fracción de pasivas al momento de caída ($f_{q_{\text{infall}}}$; Fig. 4.5). Su baja masa previene que procesos auto-regulados como la retroalimentación por AGN o inestabilidades de disco supriman la formación de estrellas. Lo mismo sucede una vez que se convierten en satélites, ya que la fracción de pasivas a $z = 0$ depende únicamente de los efectos del ambiente. Los valores de $f_{q_{z0}}$ son más grandes para galaxias que fueron acretadas antes (mayor z_{infall}) porque han sido satélites (y por lo tanto, afectadas por el ambiente) por más tiempo (Fig. 4.4).
 - Las satélites masivas ($M_{\star} \gtrsim 10^{10.5} M_{\odot}$) tienden a ser pasivas antes de su primera caída a un grupo o cúmulo. A un determinado corrimiento al rojo, la fracción de pasivas $f_{q_{\text{infall}}}$ es mayor para las satélites masivas (Fig. 4.5). Para $z_{\text{infall}} \sim 1.5$, el $\sim 30\%$ de las galaxias con $M_{\star} \gtrsim 10^{10.9} M_{\odot}$ acretadas por halos masivos ($M_{\text{vir}}[M_{\odot}] \in [10^{14.1}, 10^{15.}]$ a $z = 0$) son pasivas. La fracción $f_{q_{\text{infall}}}$ aumenta para valores bajos de z_{infall} , que puede resultar de la combinación del crecimiento de la masa en estrellas en la galaxia antes de la caída, y la acción de los procesos de supresión por masa mientras la galaxia es central.
 - La supresión por masa juega un rol central en la disminución de la formación de estrellas en galaxias masivas luego de su caída. En un determinado momento de caída, y para un mismo rango de masa estelar y masa de halo, las satélites y centrales presentan una evolución similar de su sSFR y de la luminosidad del SMBH que contienen, relacionada directamente con la eficiencia de la retroalimentación por AGN (Figs 4.6 and 4.7). Estas cantidades son ligeramente menores en las satélites, debido al efecto adicional del RPS, que domina los efectos de ambiente incluidos en nuestro modelo.
- Los tiempos de supresión de satélites pasivas a $z = 0$, que eran activas al momento de caída, siguen una anti-correlación con la masa estelar a $z = 0$ (Fig. 4.8): los valores medios de t_q son $\sim 4 - 5$ Gyr para $M_{\star} \sim 10^{10} M_{\odot}$, en consistencia con W13. Estos valores se estiman incluyendo satélites con todos los valores posibles de z_{infall} . La anti-correlación con la masa estelar a $z = 0$ surge porque las galaxias de baja masa acretadas tempranamente alcanzan tiempos de supresión largos (~ 6 Gyr, Fig. 4.9), y estas galaxias superan en número a las galaxias que fueron recientemente acretadas y tienen tiempos de supresión más bajos.
 - En términos generales, podemos caracterizar dos etapas en el proceso de supresión de la formación de estrellas en satélites. Durante la primera etapa, considerada desde el momento que una galaxia activa se convierte en satélite, el decaimiento gradual de la SFR se asemeja al de las galaxias centrales de la misma masa estelar. Altos niveles de SF se sostienen por altas tasas de enfriamiento de gas, que experimentan una reducción durante esta etapa; los valores al momento de caída son $\sim 30 - 40 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

Cuando las tasas de enfriamiento alcanzan la mitad de su valor que al momento de caída ($\sim 20 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, en promedio), hay una transición de un decaimiento lento hacia uno rápido de la tasa de enfriamiento, como sugiere la evolución de la sSFR en la Fig. 4.6, lo cual denota el final de la etapa de demora. Este proceso tiene lugar luego de un tiempo de demora $t_{q,\text{delay}} \sim 3 \text{ Gyr}$ para satélites de baja masa ($M_{\star} \lesssim 10^{10} M_{\odot}$) y $\sim 1 \text{ Gyr}$ para las de alta masa ($M_{\star} \approx 10^{11} M_{\odot}$). En la segunda etapa, la SFR decae más rápido hasta que la satélite se convierte en pasiva (ver el comportamiento de la sSFR en la Fig. 4.6). La formación estelar se termina porque el suministro de gas frío se reduce a a un ritmo más rápido, (con la tasa de enfriamiento alcanzando valores tan bajos como $\approx 5 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ en el momento en que la galaxia se vuelve pasiva), en lugar de reducirse abruptamente como plantea el escenario de estrangulación (Peng et al., 2015). El gas frío del disco es gradualmente removido principalmente por formación estelar y retroalimentación por supernovas. Esto ocurre en un tiempo de decaimiento $t_{q,\text{fade}} \sim 1 \text{ Gyr}$, sin importar la masa estelar. Nuestro modelo es consistente con el escenario demorado-luego-rápido propuesto por W13, solo para satélites de baja masa. Como el tiempo de demora es del mismo orden de magnitud que el tiempo de apagado para las satélites más masivas, consideramos que la historia de formación estelar de las satélites pasivas a $z = 0$ es mejor descrita por un escenario de supresión *demorado-luego-apagado*.

- Los procesos de ambiente tienen un rol importante durante el tiempo de demora para iniciar la supresión de la formación estelar. La remoción gradual del gas caliente por RPS depende directamente de la evolución orbital de las galaxias y del crecimiento del halo principal. La relevancia de este proceso disminuye en satélites de alta masa, las cuales mantienen una alta proporción de gas caliente para el momento en que se vuelven pasivas ($f_{\text{hot}} \gtrsim 0.7$). Estas fracciones son menores en las satélites de baja masa ($f_{\text{hot}} \sim 0.5$), aunque aún es consistente con la presencia de un halo de gas caliente (Fig. 4.11). La RP sobre el gas frío no tiene relevancia en la etapa final del apagado de la formación estelar solo actúa en aquellas satélites que pierden su halo de gas caliente, y contribuye a reducir aún más las fracciones de gas frío luego de transformarse en pasivas (Fig. 4.12).

Capítulo 5

Conexión entre formación estelar y propiedades dinámicas de las galaxias

En este capítulo realizamos un análisis de las causas de supresión de la formación estelar en ambientes densos, mediante un estudio detallado de distintas poblaciones de galaxias localizada dentro y en los alrededores de cúmulos de galaxias. Más precisamente, exploramos la conexión entre las propiedades de las galaxias y su evolución orbital en los cúmulos de galaxias y su entorno. Para ello, empleamos el modelo semi-analítico SAG en combinación con los 324 halos de materia oscura más masivos extraídos de la simulación cosmológica de N -cuerpos MDPL2, que forman parte del proyecto THREEHUNDRED, descrito a continuación.

Cabe destacar que las cuestiones técnicas relacionadas a la generación de catálogos de galaxias a partir de la aplicación de SAG a las simulaciones de materia oscura, la elaboración de figuras y el análisis presentado en este capítulo fueron realizados por el autor de esta tesis, y forman parte de un trabajo en preparación (Hough, Cora et al. 2022, in prep.)¹.

5.1. Simulaciones de cúmulos de galaxias y su entorno

A partir de la simulación de materia oscura MDPL2 descrita en la Sec. 2.2.5, se desprende el proyecto THREEHUNDRED, que ofrece un catálogo de cúmulos de galaxias con masas correspondientes a los cúmulos más masivos del Universo. Estos catálogos son generados a partir de la extracción de 324 regiones esféricas de la simulación cosmológica de materia oscura MDPL2. Cada una de estas regiones está centrada en uno de los halos de materia oscura más masivos identificados a $z = 0$ por el buscador de halos ROCKSTAR (Behroozi et al., 2013a). Cada región tiene un radio de $15 h^{-1}$ Mpc, que representa unos $\sim 10R_{200}$. Los halos más masivos de cada región tienen masas $M_{200} > 10^{14.95} M_{\odot}$.

Estas regiones son resimuladas con códigos hidrodinámicos para generar una gran muestra de cúmulos de galaxias (Cui et al., 2018). Por otro lado, las simulaciones de materia oscura de estas regiones constituyen la base sobre la que aplicamos nuestro modelo semi-analítico SAG para generar la muestra de cúmulos de galaxias para el presente estudio.

Los halos masivos de esta muestra están rodeados de objetos adicionales, como halos menos masivos, grupos y filamentos, lo que permite estudiar no solo las galaxias de los cúmulos en sí, sino también las que se encuentran en el ambiente que rodea a los cúmulos. Originalmente, los catálogos de halos de materia oscura fueron construidos utilizando AHF (Knollmann & Knebe, 2009), sin embargo, debido a particularidades del modelo SAG, para

¹Los códigos desarrollados y utilizados para realizar el trabajo comprendido en este capítulo pueden consultarse en <http://fcaglp.fcaglp.unlp.edu.ar/~tomas/Tesis/Cap5/>

este trabajo los catálogos y los árboles de fusiones fueron re-construidos utilizando CONSISTENTTREES (Behroozi et al., 2013b) (ver Sec. 2.1). Además, se adaptó el modelo SAG para que pueda ser ejecutado sobre estos catálogos de halos de manera automática y eficiente.

5.1.1. Muestra de cúmulos relajados

Las 324 regiones esféricas del proyecto THREEHUNDRED constituyen una muestra dinámicamente heterogénea. Cui et al. (2018) caracteriza el estado de relajación de los cúmulos de su muestra basado en tres criterios:

- La proporción $\eta = (2T - E_s)/|W|$, que mide qué tan bien un cúmulo obedece el teorema del virial, donde T es la energía cinética total, E_s es la energía que corresponde a la presión superficial, y W es la energía potencial total.
- El corrimiento del centro de masa, $\Delta_r = |R_{\text{cm}} - R_c|/R_{200}$, donde R_{cm} es la posición del centro de masa de un cúmulo de radio R_{200} , y R_c representa la ubicación del máximo de densidad del halo.
- La fracción de masa total contenida en subhalos, f_s .

Cui et al. (2018) considera que un cúmulo está relajado si se satisface que $\Delta_r < 0.04$, $f_s < 0.1$ y $0.85 < \eta < 1.15$. Sin embargo, para determinar el estado de relajación de nuestra muestra de cúmulos elegimos el criterio adoptado por Hagggar et al. (2020), que definen un parámetro continuo χ_{DS} que combina los 3 parámetros definidos previamente

$$\chi_{\text{DS}} = \sqrt{\frac{3}{\left(\frac{\Delta_r}{0.04}\right)^2 + \left(\frac{f_s}{0.01}\right)^2 + \left(\frac{|1-\eta|}{0.15}\right)^2}}, \quad (5.1)$$

que separa los más relajados ($\chi_{\text{DS}} > 1.03$) de los menos relajados ($\chi_{\text{DS}} < 0.619$) a $z = 0$. Hagggar et al. (2020) encuentran que, de las galaxias localizadas entre R_{200} y $2R_{200}$, la fracción de galaxias backsplash es mayor para los cúmulos relajados ($\sim 70\%$) que para los no-relajados ($\sim 40\%$) a $z = 0$; la evolución de la fracción de backsplash para estas dos muestras de cúmulos diverge a partir de $z \sim 0.4$, aproximadamente hace ~ 4 Gyr (ver fig. 5 de Hagggar et al., 2020).

Dado que nuestro objetivo es explorar el vínculo entre la evolución de la actividad de formación estelar y la historia orbital de las galaxias, es necesario tener las órbitas trazadas de manera precisa. Por esto, restringimos la muestra completa de 324 cúmulos a aquellos que cumplen que $\chi_{\text{DS}} > 1$, que constituyen los 102 cúmulos -más- relajados. Esta elección nos permite tener una muestra estadísticamente robusta de galaxias backsplash. Además, la implementación de RPS (principal efecto de ambiente en el marco de nuestro modelo SAG, según se discute en el Cap. 4) supone simetría esférica del halo principal, y es esperable que el impacto sobre la población de satélites sea más realista en cúmulos relajados, debido a que es poco probable que estos cúmulos hayan sufrido una fusión masiva recientemente, y tienden a ser más esféricos que aquellos que aún están en proceso de acreción de grandes estructuras.

Para incrementar la estadística del análisis realizado en este trabajo, las poblaciones de galaxias presentes dentro de cada uno de estos 102 cúmulos relajados y en sus alrededores son combinadas para generar una única muestra de galaxias.

5.1.2. Fracción de galaxias pasivas como función de la distancia al centro del cúmulo

El estudio del gradiente radial de la fracción de galaxias pasivas relaciona el estado evolutivo de una población de galaxias, el ambiente en el que las galaxias residen, y su actividad de

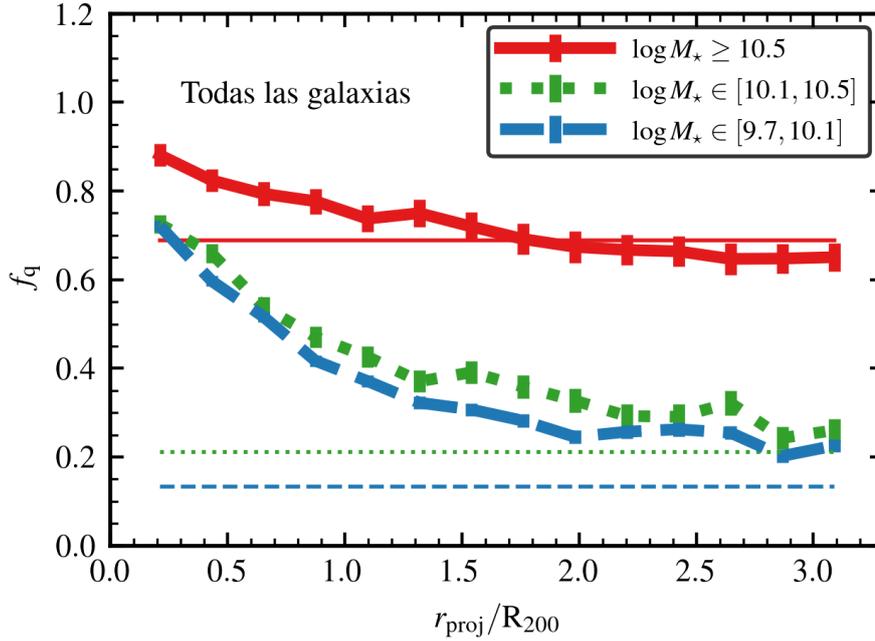


Figura 5.1: Fracción de galaxias pasivas (f_q) en función de la distancia proyectada al centro del cúmulo, normalizada con su radio R_{200} , para diferentes rangos de masa estelar a $z = 0$ (líneas gruesas de colores). Construimos una única muestra de galaxias mediante la agrupación de las galaxias de los 102 cúmulos más relajados del proyecto THREEHUNDRED, y las separamos por rango de masa como se indica en la leyenda. Las líneas finas de colores representan el promedio que se obtiene para la simulación completa MDPL2. Las barras de error representan el intervalo de confianza del 68 % (Cameron, 2011). La fracción de pasivas para los dos rangos menos masivos se comparan con datos de SDSS (cuadrados coloreados, Wetzel et al., 2014). El tamaño de los cuadrados coincide con el error estimado en cada observación.

Poblaciones	$r \leq R_{200}$	$R_{200} < r \leq 3 R_{200}$
Satélites tipo 1	0.24	0.04 (~ 0)
Satélites tipo 2	0.76	0.41 (0.19)
Centrales	-	0.55
RIN	0.27	-
AIN	0.73	-
BS	-	0.48
Vecinas	-	0.52

Tabla 5.1: Fracción de diferentes conjuntos de galaxias que pueblan la región interna ($r \leq R_{200}$) y los alrededores ($R_{200} < r \leq 3 R_{200}$) de los 102 cúmulos relajados. Las galaxias son seleccionadas según su masa estelar a $z = 0$; tienen $M_* \geq 10^9 M_\odot$. En la parte superior de la tabla, la muestra completa se discrimina en centrales, satélites de tipo 1 (galaxias que aún conservan su halo de materia oscura) y satélites tipo 2 (galaxias huérfanas). En el caso de las tipo 1 y 2 que se ubican fuera de R_{200} , el primer número incluye satélites del cúmulo y de los halos vecinos, mientras que el segundo número (entre paréntesis) solo tiene en cuenta satélites del cúmulo que se encuentran en esa región. En la parte inferior de la tabla, la población de galaxias se discrimina según su evolución orbital y actual localización espacial: AIN, RIN, BS y galaxias vecinas.

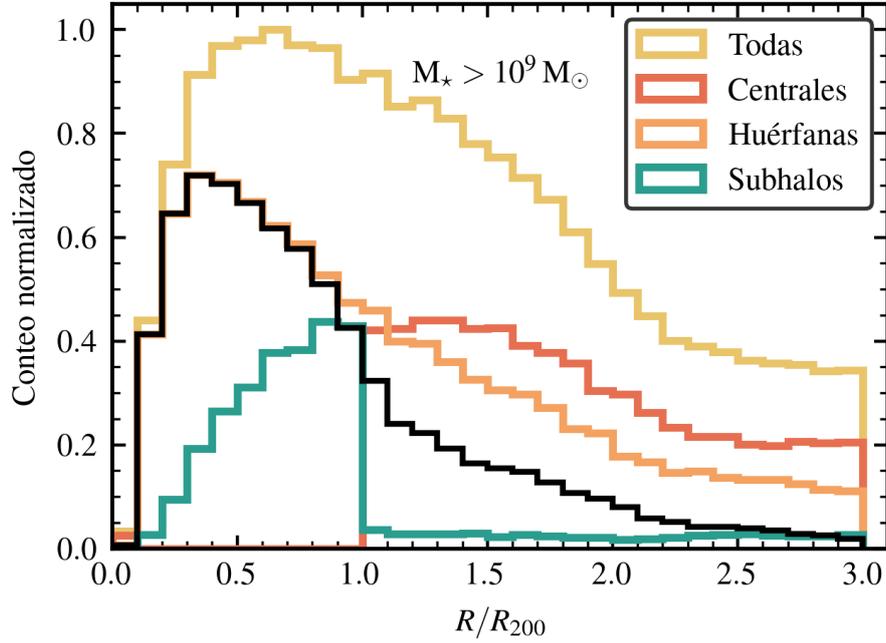


Figura 5.2: Distribución radial de galaxias dentro y fuera de los cúmulos (se considera la distancia en 3D al centro del cúmulo, normalizada con su radio R_{200}), separadas por tipo: centrales, satélites que aún mantienen su halo de materia oscura (tipo 1) y galaxias huérfanas (tipo 2). Estas últimas son separadas en huérfanas satélites ligadas gravitacionalmente al halo más masivo (aún son catalogadas como satélites del cúmulo, y en la figura están representadas por la línea continua negra), y en huérfanas que habitan los halos de las galaxias centrales vecinas localizadas en los alrededores de los cúmulos. Las satélites tipo 1 fuera de R_{200} son muy pocas como para discriminarlas de esta manera, y básicamente no hay satélites tipo 1 asociadas al cúmulo que se encuentren fuera de R_{200} (ver la tabla 5.2). El número de galaxias está normalizado según el máximo valor alcanzado en los bins utilizados (aquí, $N_{\max} = 4015$).

Tipo	$N_{\text{tipo}}/N_{\text{BS}}$	$N_{\text{tipo}}/N_{\text{vecinas}}$
Centrales	0.47	0.62
Tipo 1	0.02	0.07
Tipo 2	0.51	0.31

Tabla 5.2: Composición de la población de BS y galaxias vecinas ubicadas en los alrededores de los cúmulos ($R_{200} < r \leq 3 R_{200}$) en términos de galaxias centrales y satélites. Las galaxias se seleccionan según su masa estelar a $z = 0$, y poseen $M_{\star} \geq 10^9 M_{\odot}$.

formación estelar. Mientras que hay una correlación entre la distancia al centro del cúmulo y el momento de caída al mismo (De Lucia et al., 2012; Oman et al., 2013; Smith et al., 2019; Mostoghiu et al., 2021), las galaxias que se ubican fuera de R_{200} conforman una muestra más heterogénea (ver la Sec. 5.3). Sin embargo, los gradientes radiales han permitido evidenciar de qué manera los efectos del ambiente persisten más allá del radio virial del cúmulo (Wetzel et al., 2012; Cohen et al., 2014; Haines et al., 2015; Adhikari et al., 2021; Lacerna et al., 2022).

Al igual que en el Cap. 4, consideraremos a una galaxia como ‘pasiva’ si su sSFR $< 10^{-10.7} \text{yr}^{-1}$. En la Fig. 5.1 mostramos la fracción de galaxias pasivas, f_q , como función de la distancia proyectada al centro del cúmulo (definido como la ubicación de la galaxia central del mismo), normalizada al R_{200} de cada cúmulo. Las galaxias simuladas (diferentes líneas con barras de error) se separan en distintos rangos de masa, según la muestra observacional analizada por Wetzel et al. (2014). Las líneas finas horizontales representan el promedio de f_q si se considera la simulación completa MDPL2. Es decir, se toma la muestra completa de galaxias en la MDPL2 en distintos rangos de masa, y se calcula la fracción de pasivas independientemente de su condición de central o satélite, o la densidad del ambiente en el que residen. Las observaciones de Wetzel et al. (2014) (cuadrados coloreados) muestran un abrupto aumento de f_q para $r \lesssim 1.5 - 2 R_{200}$, aunque afirman encontrar valores de f_q por encima del ‘promedio cósmico’ hasta $6 R_{200}$ para cada rango de masa considerado (ver su fig. 1). Nuestro modelo reproduce el incremento de f_q para $r \lesssim 2 R_{200}$ para los 2 rangos de masa menos masivos, en consistencia con lo descrito en el Cap. 4, indicando que a medida que las galaxias se aproximan a un ambiente de alta densidad, su actividad de formación estelar se ve fuertemente afectada. Aunque nuestra f_q subestima los valores observados, especialmente para $r > R_{200}$, el impacto relativo de los efectos de ambiente sobre las galaxias simuladas se manifiestan de manera similar que lo que muestran las observaciones. Es esperable que surja esta discrepancia debido a que, como fue descrito en el Cap. 4, en la versión actual del modelo SAG, las galaxias con $\log(M_\star[M_\odot]) \in [10.1, 10.5]$ tienden a formar más estrellas de lo esperado, independientemente del ambiente en el que se encuentran. Con respecto a las galaxias menos masivas, es probable que los bajos valores encontrados de f_q fuera de R_{200} se deban a que los efectos de ambiente asociados al cúmulo no sean suficientes para suprimir la formación estelar de las galaxias backplash que transitan por el interior del cúmulo pero que actualmente se encuentran en su periferia. Además, podría suceder que el efecto de RPS sobre las galaxias satélites que orbitan en un halo previo a ser acretado por el progenitor principal del halo del cúmulo no resulta lo suficientemente fuerte en nuestro modelo; nos referimos a este último proceso como ‘pre-procesado’.

Es importante notar que existen galaxias satélites de un cúmulo que se ubican a una distancia de su centro mayor que el radio R_{200} del cúmulo. Estas galaxias son identificadas como satélites por el identificador de halos/subhalos o son las galaxias huérfanas que habitan los subhalos no resueltos cuyas órbitas son trazadas por nuestro modelo de evolución orbital (Sec. 2.2.4). Nuestro modelo de RPS puede afectar a estas galaxias satélites cuando se ubican fuera de R_{200} , aunque los valores de RP son varios órdenes de magnitud menores que dentro de R_{200} . Sin embargo, solo el $\sim 10\%$ de las galaxias ubicadas en los alrededores son consideradas satélites del cúmulo (la gran mayoría de ellas son galaxias huérfanas). Para los dos rangos de masa más bajos, f_q en 3D (en el espacio real de 3 dimensiones espaciales) resulta ligeramente más alta que para el espacio proyectado (no se muestra en la Fig. 5.1), debido a que en éste último caso las galaxias de las regiones externas (y que por lo tanto tienden a tener SFR mayores) parecen ubicarse artificialmente más cerca al centro del cúmulo.

Por completitud, decidimos incluir el comportamiento de las galaxias más masivas, que son mayormente sensibles a la supresión por masa. Como se puede apreciar, el ambiente genera un aumento moderado de la fracción de pasivas de $f_q \sim 0.7$ a $1.5 - 3 R_{200}$ a $f_q \sim 0.95$

a $0.2 R_{200}$. En la Fig. 5.1 no se incluyen las galaxias con $\log(M_\star[M_\odot]) \in [9, 9.7]$ -caracterizadas por una alta proporción de galaxias huérfanas-, aunque mencionamos que tanto su tendencia como normalización resulta similar a aquellas galaxias de $\log(M_\star[M_\odot]) \in [9.7, 10.1]$, lo cual sugiere que la evolución de la formación estelar y el impacto de los efectos de ambiente sobre esta población están bien trazados.

5.2. Poblaciones de galaxias dentro y fuera del cúmulo

Teniendo como base los resultados presentados en el Cap. 4, ahora buscamos entender las razones físicas que regulan la formación estelar en galaxias que se ubican dentro y en los alrededores de los cúmulos de galaxias. Consideramos a R_{200} como el radio del límite esférico que separa estas dos regiones; cuando mencionamos ‘los alrededores’ de los cúmulos, nos referimos a la región comprendida entre R_{200} y $3 R_{200}$.

En esta sección analizamos primero la distribución de todas las galaxias dentro de $3 R_{200}$, según su clasificación en centrales y satélites, y luego definimos diferentes muestras de galaxias según su localización actual y su historia orbital. Para evitar efectos no deseados asociados a los límites de resolución de la simulación de materia oscura, seleccionamos galaxias con $\log(M_\star[M_\odot]) \geq 9$, que resultan estar alojadas en halos de $\log(M_{200}[M_\odot]) \geq 10.64$, en consistencia con los umbrales impuestos por Haggar et al. (2020).

5.2.1. Distribución radial de distintos tipos de galaxias

Separamos la población total de galaxias dentro de $3 R_{200}$ en centrales ubicadas en los alrededores del cúmulo y en satélites asociadas al cúmulo o asociadas a las centrales que lo rodean. A su vez, las satélites se clasifican en satélites de tipo 1 y 2 según si conservan su halo de materia oscura o no; estas últimas constituyen la población de galaxias huérfanas. La contribución relativa de cada tipo de galaxia a la población total en función de la distancia al centro proyectada (normalizada con el radio R_{200} del cúmulo) se puede apreciar en la Fig. 5.2. Primero nos enfocamos en las galaxias que orbitan dentro de R_{200} . En promedio, el 24% de ellas son de tipo 1, mientras que el restante 76% son de tipo 2. Como puede apreciarse, la población de huérfanas resulta dominante dentro del cúmulo, y tienden a orbitar más cerca del centro que las tipo 1. La interpretación de este resultado involucra el concepto de tiempo de acreción (o caída, por su traducción de *infall*, en inglés), definido como el tiempo que transcurrió desde que una galaxia cruzó por primera vez el radio R_{200} del progenitor principal del halo que contiene al cúmulo de galaxias identificado a $z = 0$. Las galaxias satélites identificadas como huérfanas en el presente fueron acretadas más tempranamente que las tipo 1 ($\sim 70\%$ de las huérfanas tiene tiempos de acreción mayores a 5 Gyr, mientras que $\sim 60\%$ de las tipo 1 tiene tiempos de caída menor a 3 Gyr), por lo que han tenido tiempo suficiente para ser afectadas por fricción dinámica, lo que las acerca al centro del cúmulo.

La Fig. 5.2 muestra también que la población de galaxias contenida entre R_{200} y $3 R_{200}$ está dominada por galaxias centrales, denominadas centrales ‘vecinas’, y está formada también por una alta proporción de galaxias huérfanas. Encontramos que las centrales vecinas representan $\sim 55\%$ de la población de galaxias fuera de R_{200} , mientras que las huérfanas representan $\sim 41\%$. El porcentaje restante ($\sim 4\%$) corresponde a satélites tipo 1. A su vez, ambos tipos de satélites pueden estar asociadas al cúmulo o a las centrales vecinas. En el caso de las huérfanas, alrededor de la mitad de ellas está ligada gravitacionalmente al cúmulo. Prácticamente no hay satélites tipo 1 ligadas al cúmulo que se ubiquen fuera de R_{200} . Todos estos porcentajes están presentados en la parte superior de la tabla 5.1, de manera de resumir el escenario general de las distintas poblaciones de galaxias.

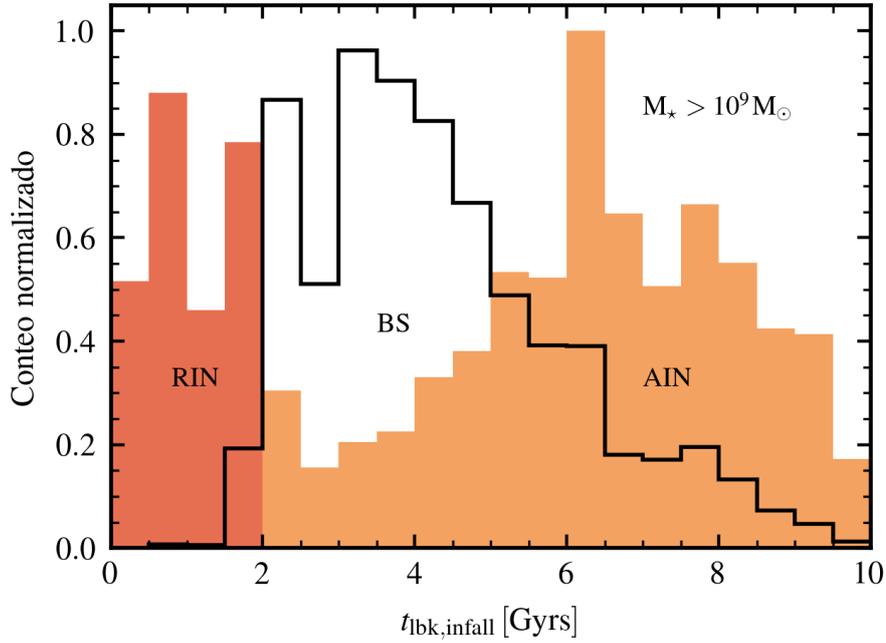


Figura 5.3: Histograma del tiempo de caída o acreción ($t_{\text{lbk,infall}}$) para las AIN (histograma naranja), las RIN (histograma rojo) y BS (histograma en línea negra). El tiempo $t_{\text{lbk,infall}}$ representa el tiempo que transcurrió desde que una galaxia cruzó por primera vez el radio R_{200} del progenitor principal del halo que contiene al cúmulo de galaxias identificado a $z = 0$. Los histogramas están normalizados como N/N_{max} , donde N_{max} es el máximo número de galaxias alcanzado en uno de los bins temporales. Para esta figura, $N_{\text{max}} = 4587$.

5.2.2. Clasificación de galaxias según su historia orbital

La necesidad de interpretar las causas de la supresión de la formación estelar de las galaxias dentro y alrededor de los cúmulos en términos de los procesos físicos que las afectan requiere de una clasificación de acuerdo a su historia de evolución orbital y su actual distancia al centro del cúmulo. Existen numerosos caminos evolutivos que una galaxia puede seguir hasta constituir la población de satélites o la población que rodea a un cúmulo. Al tiempo presente, definimos a una galaxia como ‘miembro del cúmulo’ si se ubica dentro de su radio R_{200} . Como se aclaró en la Sec. 5.1.2, una galaxia gravitacionalmente ligada al halo principal puede ubicarse fuera de R_{200} ; sin embargo, a estas galaxias las consideramos como parte de la población que rodea al cúmulo, debido a la necesidad de construir muestras mutuamente exclusivas.

Aunque la incorporación de galaxias al cúmulo es un proceso continuo, identificamos dos etapas en la constitución de la actual población de galaxias satélites. Por un lado, muchas satélites son acretadas en la etapa temprana de evolución del cúmulo (entre 6 y 10 Gyr atrás) y aún se encuentran dentro del cúmulo a $z = 0$. Por otro lado, algunas de las actuales satélites pueden haber sido acretadas recientemente (menos de 2 Gyr atrás). Las galaxias de los alrededores del cúmulo pueden ser galaxias backsplash que en un tiempo pasado estuvieron dentro de R_{200} y ahora están afuera, o pueden ser centrales vecinas y sus satélites, que nunca estuvieron dentro del cúmulo.

Cabe mencionar que la definición de tiempo de acreción o caída introducida en la sección anterior difiere de la empleada en el Cap. 4, en el que empleamos el momento de ingreso a

cualquier halo por primera vez. Esta última definición incluye todos los procesos físicos asociados con la condición de satélite, mientras que la actual definición nos permite discriminar entre el impacto del ambiente, la evolución secular y el pre-procesado que puede tener lugar previo al ingreso al cúmulo.

Con el objetivo de vincular la evolución de la SFR y otras propiedades de las galaxias con su historia orbital, clasificamos a las galaxias en cuatro subpoblaciones:

- Galaxias que cayeron tempranamente (*ancient infallers* en inglés, AIN): galaxias que se ubican dentro de R_{200} a $z = 0$ (galaxias miembro del cúmulo), y cruzaron por primera vez el radio R_{200} de su progenitor principal hace más de 2 Gyr.
- Galaxias que cayeron tardíamente (*recent infallers* en inglés, RIN): galaxias miembro del cúmulo a $z = 0$ que cruzaron el radio R_{200} de su progenitor principal hace menos de 2 Gyr.
- Galaxias *backsplash* (BS): galaxias localizadas fuera de R_{200} a $z = 0$, pero que en algún momento de su órbita estuvieron dentro del cúmulo.
- Galaxias vecinas: galaxias que se ubican fuera de R_{200} a $z = 0$, pero nunca han estado dentro del cúmulo.

Mencionamos que la muestra de galaxias vecinas está compuesta por galaxias centrales y sus satélites, y es considerada por una cuestión de completitud en el estudio de la distribución espacial de galaxias pasivas (ver Fig. 5.5); sin embargo, en el resto del análisis nos enfocaremos en las AIN, RIN y BS².

En la Fig. 5.3, mostramos la distribución normalizada del tiempo de caída para las RIN (histograma rojo), las AIN (histograma naranja) y las BS (histograma en línea negra). La mayoría de las AIN fue acretada hace más de 5 Gyr, y la actual población de BS cruzó el radio R_{200} del progenitor principal del cúmulo entre ~ 2 y ~ 6 Gyr atrás. El tiempo de cruce típico para nuestra muestra de cúmulos es de $\sim 2 - 4$ Gyr, consistente con el hecho de que la mayoría de las galaxias que cayeron al progenitor del cúmulo hace menos de 2 Gyr son consideradas RIN. Esto justifica nuestra elección de 2 Gyr para separar entre RIN y AIN, utilizada en de los Rios et al. (2021) y Smith et al. (2019) para las galaxias RIN únicamente. Esta clasificación resulta robusta, ya que considerar tiempos de caída entre 3–4 Gyr atrás para separar ambas muestras no cambia significativamente nuestros resultados sobre la fracción de galaxias pasivas y fracción de gas que discutimos en las Sec. 5.3.1 y 5.3.2, respectivamente. Destacamos que, en general, las BS pasan alrededor de 2 Gyr dentro del cúmulo (con un máximo en la distribución de ~ 1.5 Gyr), por lo que el impacto de los efectos de ambiente sobre esta población resulta temporalmente restringido.

Las AIN representan $\sim 73\%$ de la población actual de satélites y están constituidas mayormente por galaxias huérfanas, mientras que el restante $\sim 27\%$ corresponde a galaxias RIN (ver la parte inferior de la tabla 5.1). Las BS constituyen $\sim 48\%$ de las galaxias entre $1 - 3 R_{200}$, en acuerdo con Gill et al. (2005) y Wetzel et al. (2014). Haggard et al. (2020) muestra que a $z = 0$, $\sim 70\%$ de las galaxias entre $1 - 2 R_{200}$ son BS en los THREEHUNDRED, aunque el rango de masa estelar y masa de halo estudiada es ligeramente diferente, y en su estudio no incluyen a las galaxias huérfanas. Las BS incluyen galaxias que cruzaron varias veces R_{200} , aunque representan una porción pequeña de la muestra: $\sim 83\%$ de nuestras BS solo cruzaron R_{200} dos veces (una de entrada y otra de salida), en consistencia con Wetzel et al. (2014) y Haggard et al. (2020, $\sim 90\%$ entre $1 - 2 R_{200}$).

²De aquí en más, nos referiremos a las distintas subpoblaciones de galaxias mediante sus siglas en inglés.

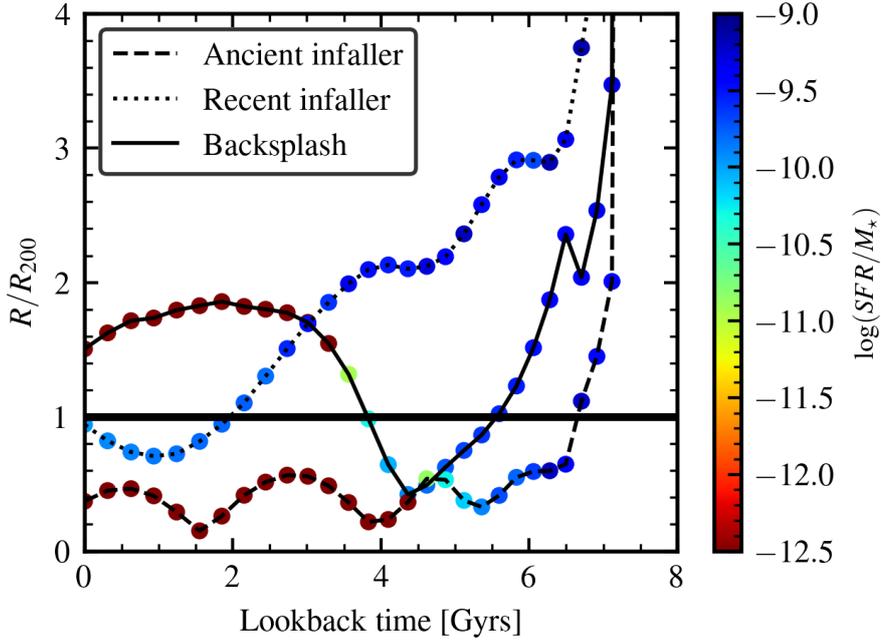


Figura 5.4: Evolución temporal de la distancia al centro del cúmulo, normalizada a R_{200} , para tres galaxias seleccionadas al azar de cada muestra. Seleccionamos una AIN (línea discontinua), una RIN (línea punteada) y una BS (línea continua). Cada punto está coloreado según la tasa de formación estelar específica (sSFR) de cada galaxia.

Nuestra muestra de BS se asemejan parcialmente a las galaxias ‘eyectadas’ de [Wetzel et al. \(2014\)](#), ya que en su muestra de BS incluyen también galaxias eyectadas de halos vecinos. De hecho, a partir de su fig. 2 inferimos que la distribución de nuestras BS (aunque incluimos galaxias huérfanas) se asemeja a su distribución de satélites eyectadas únicamente de los halos principales masivos.

A modo de ejemplo, la Fig. 5.4 muestra la evolución temporal de la distancia al centro del cúmulo para una galaxia seleccionada al azar de cada una de las muestras (AIN, RIN, BS), en la que caracterizamos la evolución de su sSFR a lo largo de su órbita. La AIN cruza R_{200} del progenitor principal del cúmulo ~ 7 Gyr atrás, y se vuelve pasiva ~ 2.5 Gyr luego de su caída, entre el primer y segundo pasaje por el pericentro de su órbita. La BS solo pasa ~ 1 Gyr dentro del cúmulo, y se mantiene activa en este período; se vuelve pasiva fuera de R_{200} . La distancia más cercana que alcanza la RIN es de $\sim 0.8 R_{200}$ y se mantiene activa hasta el presente.

5.3. AIN, RIN, BS

Para entender qué procesos físicos son los responsables de suprimir la formación estelar, estudiamos la evolución de la fracción de galaxias pasivas, la correlación entre el contenido de gas y la posición en el diagrama de fases, y la evolución del contenido de gas caliente y gas frío de las galaxias AIN, RIN y BS. Además, cuantificamos el impacto del pasaje por el pericentro de la órbita de las galaxias de estas poblaciones sobre la historia de formación estelar.

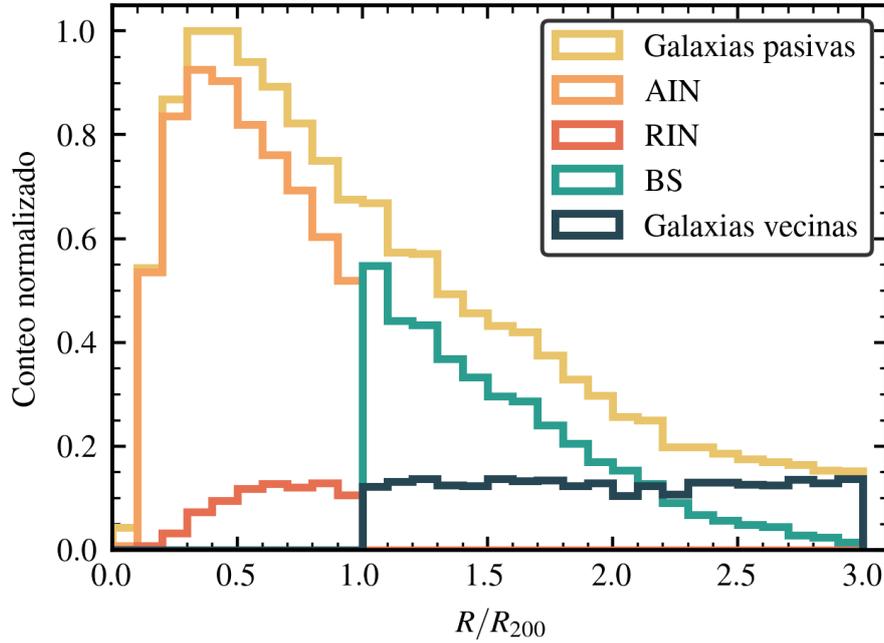


Figura 5.5: Distribución radial de todas las galaxias pasivas ($s\text{SFR} < 10^{-10.7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) dentro y en los alrededores de nuestra muestra de cúmulos (se considera la distancia en 3D al centro del cúmulo normalizada con su radio R_{200}), separadas en diferentes poblaciones según su historia orbital y actual distancia al centro del cúmulo. El histograma N/N_{max} está normalizado por el número máximo de galaxias alcanzado ($N_{\text{max}} = 2927$).

5.3.1. Fracción de galaxias pasivas

Dado que nos interesa estudiar la población de galaxias pasivas, primero analizamos cómo las diferentes muestras definidas en la Sec. 5.2.2 (AIN, RIN y BS) constituyen la mencionada población. La Fig. 5.5 presenta la distribución radial de galaxias pasivas, que en términos globales muestra un decrecimiento de la cantidad de galaxias pasivas conforme aumenta la distancia al centro. Esto es consistente con la dependencia radial de la fracción de pasivas de la Fig. 5.1. Para $R < R_{200}$, las AIN claramente superan en número a las RIN, mientras que en los alrededores de los cúmulos las BS dominan la población de pasivas hasta $r \sim 2.2 R_{200}$.

A continuación, exploramos la dependencia de la fracción de galaxias pasivas (f_q) de nuestras poblaciones con la masa estelar a $z = 0$, en diferentes momentos de su evolución: al momento de caída, en el momento de primer y segundo pasaje por el pericentro, y a $z = 0$. Para cada galaxia, construimos la evolución temporal de la distancia, $r(t)$, a partir del cálculo de la distancia relativa al centro del cúmulo en cada salida de la simulación. Con esto, definimos los pasajes por el pericentro como los mínimos de $r(t)$ dentro de R_{200} . En el panel izquierdo de la Fig. 5.6, apreciamos la fuerte evolución de f_q con el tiempo de las AIN, especialmente para las galaxias de baja masa ($M_{\star} \leq 10^{10.5} M_{\odot}$), desde ~ 0.2 al momento de caída (línea azul continua), alcanzando valores de $f_q \sim 0.3 - 0.4$ al momento del segundo pasaje por el pericentro (línea verde de rayas y puntos), finalmente alcanzando valores de $f_q \sim 0.8 - 0.85$ a $z = 0$ (línea roja punteada). Es claro que un tiempo prolongado dentro del cúmulo bajo la acción de la RP, la ocurrencia de varios pasajes por el pericentro donde los efectos de ambiente son más intensos, y la natural transformación de gas en estrellas, tienen un impacto sustancial en la SFR de esta población. En contraste, las AIN de alta masa ($M_{\star} > 10^{10.5} M_{\odot}$)

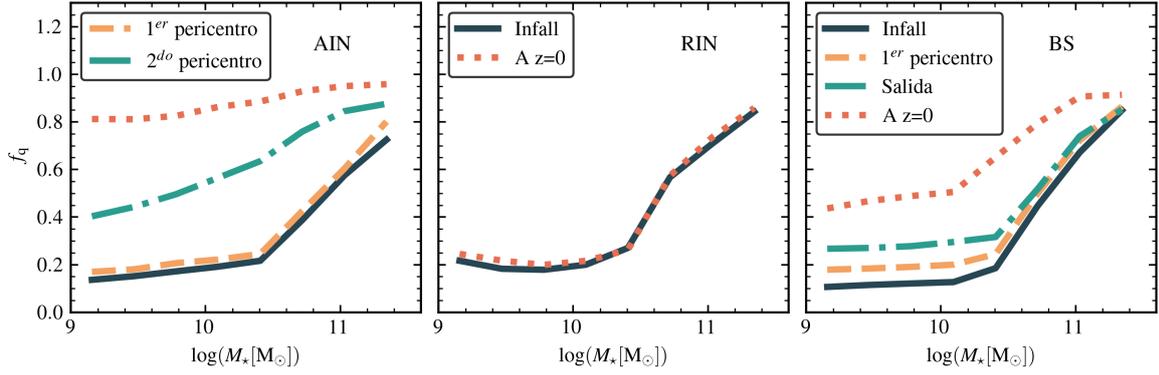


Figura 5.6: Fracción de galaxias pasivas, f_q , para AIN (panel izquierdo), RIN (panel medio) y BS (panel derecho) en diferentes momentos de su historia: al momento de caída (línea azul continua), en los momentos de primer y segundo pasaje por el pericentro (línea naranja discontinua y línea verde de rayas y puntos, respectivamente), y a $z = 0$ (línea roja punteada). En el caso de las BS, mostramos el momento en que cruzan hacia afuera R_{200} (línea verde de rayas y puntos), dado que la gran mayoría de ellas solo tiene un pasaje por el pericentro.

muestran una evolución más suave de su f_q , ya que tienen mayor proporción de pasivas al momento de caída. Esto ocurre porque las galaxias masivas forman sus estrellas antes que las menos masivas (consumiendo su reservorio de gas), y la retroalimentación por AGN previene el enfriamiento del gas que alimenta al reservorio de gas frío del disco, interrumpiendo el ciclo de los bariones, como se discute en el Cap. 4 (particularmente, en la Sec. 4.2.3).

Por otro lado, la evolución de la f_q entre el momento de caída y $z = 0$ para las RIN es prácticamente inexistente, independiente de su masa (panel medio de la Fig. 5.6). Dado que solo $\sim 50\%$ de las RIN experimenta un pasaje por el pericentro, y la evolución de f_q entre el momento de caída y $z = 0$ es pequeño, decidimos no incluir los valores de f_q para este momento de la historia orbital. El comportamiento de las RIN muestra que 2 Gyr no es suficiente para que los efectos de ambiente alteren la actividad de formación estelar de la población de satélites, incluso en ambientes de alta densidad. A partir de estos resultados, y en combinación con los que se presentan en la Sec. 5.3.2, nuestro modelo revela que la población de galaxias pasivas dentro de los cúmulos está dominada por galaxias acretadas hace más de 2 Gyr, una escala de tiempo necesaria para que los efectos de ambiente supriman la formación estelar de las satélites.

Para las BS, identificamos otros momentos relevantes a lo largo de su órbita: además del momento de caída y el momento del primer pasaje por el pericentro, determinamos el momento de salida del cúmulo. Para las BS de baja masa, la fracción de pasivas aumenta de ~ 0.1 al momento de caída hasta ~ 0.3 al momento de salida (panel derecho de la Fig. 5.6), mostrando un modesto impacto de los efectos de ambiente. Al momento del primer pasaje por el pericentro, las BS se acercan hasta $\sim 0.2 - 0.3 R_{200}$, donde la RP es extrema, aunque parece no ser suficiente como para generar una supresión de la formación estelar en un tiempo posterior; notar que solamente la mitad de las BS de baja masa son pasivas a $z = 0$. Respecto de las BS de alta masa, vemos que su evolución se asemeja a la de las RIN de alta masa, mostrando una leve evolución durante el tiempo que permanece dentro del cúmulo. Sin embargo, a $z = 0$, la fracción de BS pasivas alcanza valores de $f_q \sim 0.6$ para $M_* = 10^{10.5} M_\odot$, y $f_q \sim 0.9$ para $M_* \geq 10^{11} M_\odot$. Como hemos mencionado, la mayoría de las BS experimentan un único pasaje por el pericentro, y pasan menos de ~ 2 Gyr dentro del cúmulo. La mayor

diferencia con las RIN es que solo la mitad de estas últimas tienen un pasaje por el pericentro. Para las BS, la distribución de distancias de sus pericentros al centro del cúmulo tiene un máximo en la región interna del cúmulo ($r_{\text{per}} \sim 0.3 R_{200}$), en consistencia con [Wetzel et al. \(2014\)](#). Destacamos que $\sim 85\%$ de las BS pasivas a $z = 0$ detienen su formación estelar luego de haber experimentado el pasaje por el pericentro, en consistencia con [Oman et al. \(2021a\)](#); entre ellas, es notable el hecho de que 65% se vuelve pasiva luego de salir del cúmulo, fuera de R_{200} . Esto significa que, si bien los efectos de ambiente del cúmulo no logran suprimir la formación de estrellas en escalas de tiempo cortas, podrían generar las condiciones para que esto ocurra una vez que las BS se encuentran en los alrededores del cúmulo. El restante $\sim 15\%$ de BS que se vuelven pasivas, lo hacen antes alcanzar el pericentro, debido quizás a efectos de pre-procesado, como se discute en la Sec. 5.4.

5.3.2. Contenido de gas y ubicación en el espacio de fases

La conexión entre el contenido de gas de las galaxias y su ubicación en el diagrama del espacio de fases provee información muy útil para comprender el impacto de los efectos de ambiente en la historia de formación estelar de las galaxias. Construimos el diagrama del espacio de fases en 3D siguiendo a [Arthur et al. \(2019\)](#) y [Mostoghiu et al. \(2021\)](#), utilizando las posiciones de las galaxias en 3D (x, y, z) y sus velocidades en 3D (v_x, v_y, v_z), y buscamos la correlación entre la ubicación de las mismas en este diagrama y su contenido de gas caliente (Fig. 5.7). Calculamos la distancia de las galaxias al centro del cúmulo normalizada con R_{200} , de manera que $R_{3D} = \sqrt{(x - x_c)^2 + (y - y_c)^2 + (z - z_c)^2} / R_{200}$, donde (x_c, y_c, z_c) son las coordenadas de la galaxia central del halo principal que contiene al cúmulo. La velocidad de las galaxias relativa al centro del cúmulo es normalizada según la dispersión de velocidades del cúmulo, de manera que $V_{3D} = \text{sgn}(\mathbf{r} \cdot \mathbf{v}) \sqrt{(v_x - v_{x,c})^2 + (v_y - v_{y,c})^2 + (v_z - v_{z,c})^2} / \sigma_{3D}$, donde \mathbf{r} y \mathbf{v} son la posición y velocidad relativa a la galaxia central cuyas componentes de velocidad son $(v_{x,c}, v_{y,c}, v_{z,c})$, y σ_{3D} es la dispersión de velocidades del cúmulo, calculada como la raíz de la media cuadrática (*root mean square*, en inglés) de la velocidad relativa de todas las satélites (tanto tipo 1 como huérfanas) con $M_* \geq 10^9 M_\odot$ ubicadas dentro de $1.5 R_{200}$. El contenido de gas está caracterizado por la fracción de gas caliente $f_{\text{hot}} = M_{\text{hot}} / (M_* + M_{\text{hot}})$.

Encontramos que el contenido de gas sigue una correlación con la posición en el diagrama del espacio de fases, especialmente para las galaxias ubicadas a $r \lesssim 1.5 R_{200}$ (panel superior izquierdo de la Fig. 5.7). Se puede apreciar que las galaxias ubicadas en los alrededores de los cúmulos tienden a tener mayor proporción de gas, con $f_{\text{hot}} \gtrsim 0.6$. Además, las galaxias tienden a mantener su halo de gas caliente luego de ingresar al cúmulo, incluso alcanzando las regiones internas a altas velocidades ($R_{3D} \sim 0.3 R_{200}$ y $V_{3D} \sim 2 \sigma_{3D}$). Estas galaxias son principalmente RIN, que a $z = 0$ son las que tienen mayor proporción de gas dentro del cúmulo (panel superior derecho). Estas galaxias aún tienen altas velocidades, y $\sim 50\%$ aún no experimentó un pasaje por el pericentro. Es sorprendente que estas galaxias puedan retener una alta proporción de gas, aún estando cerca del centro del cúmulo y moviéndose a altas velocidades (donde la RP es extrema), tanto para las que se acercan (distribución con velocidades negativas) como para las que tuvieron su pasaje por el pericentro y se están alejando (distribución con velocidades positivas).

Por el contrario, las AIN tienden a distribuirse más cerca del centro del cúmulo y tienen velocidades más bajas que las RIN (panel inferior izquierdo), debido a que la fricción dinámica actúa sobre las galaxias durante más tiempo, alterando su trayectoria. Esta población está prácticamente desprovista de gas caliente ($f_{\text{hot}} \lesssim 0.2$), debido a que la RP remueve progresivamente el halo de gas mientras la galaxia orbita dentro del cúmulo. Esto se traduce, a su vez, en menores tasas de enfriamiento de gas, y la consecuente disminución de la formación estelar. De esta manera, las AIN dominan la población de pasivas dentro del cúmulo, como

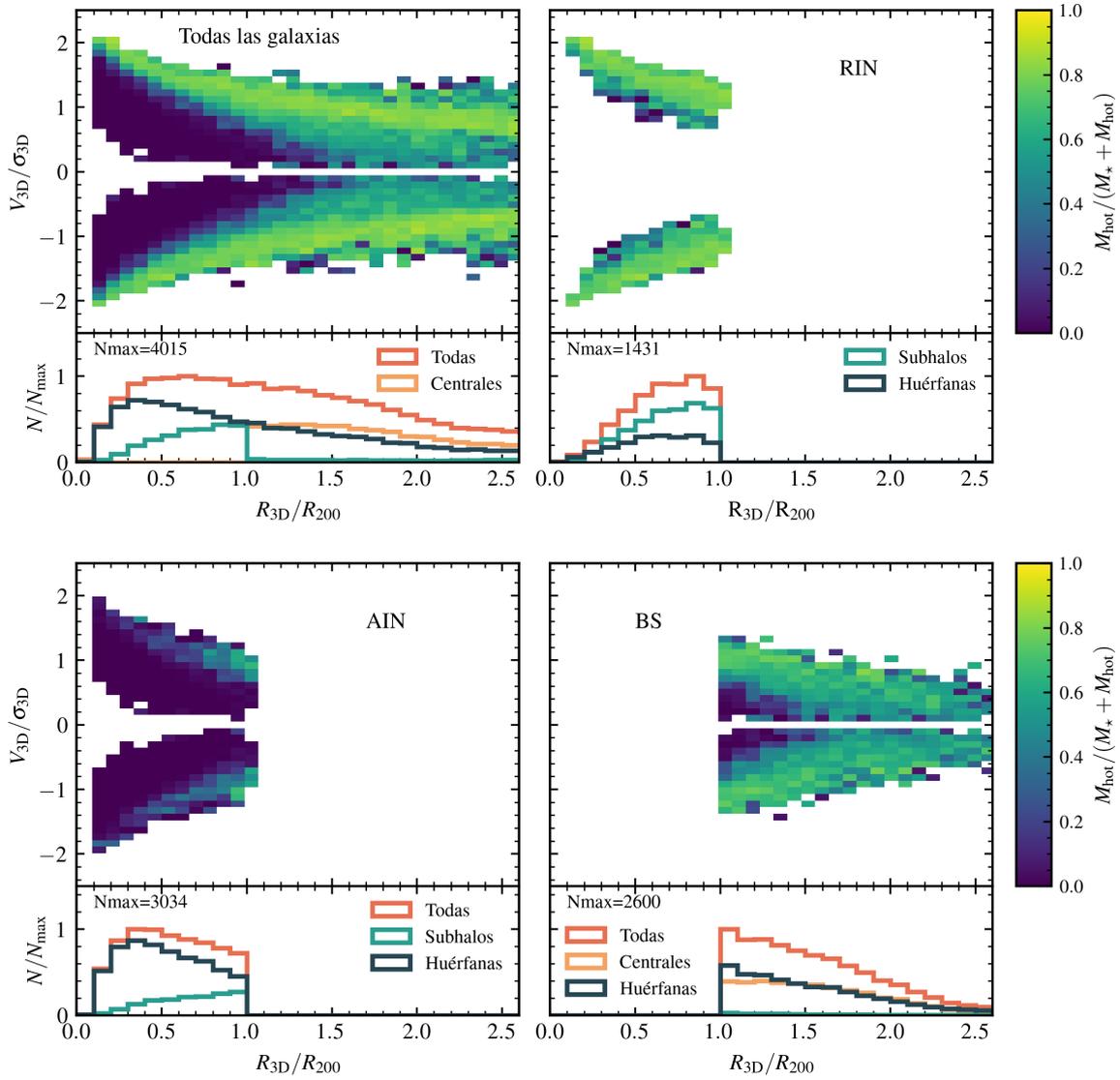


Figura 5.7: Correlación entre la ubicación en el diagrama del espacio de fases y el contenido de gas caliente, representada por la fracción de gas $f_{\text{hot}} = M_{\text{hot}}/(M_{\star} + M_{\text{hot}})$, de todas las galaxias dentro y alrededor de los cúmulos (panel superior izquierdo), las RIN (panel superior derecho), las AIN (panel inferior izquierdo) y las BS (panel inferior derecho). Debajo de cada diagrama mostramos la composición de la población correspondiente, en términos de centrales y satélites; los histogramas muestran la distribución radial de todas las galaxias (línea roja), y la contribución de centrales (línea naranja), satélites tipo 1 (línea verde) y tipo 2 (línea azul). Todos los histogramas están normalizados por el número máximo de galaxias alcanzado por la curva roja, dado por N_{max} .

mostramos en la sección anterior.

Las galaxias localizadas fuera de R_{200} pueden ser BS o galaxias vecinas. Las BS tienden a conservar una moderada cantidad de gas caliente ($0.4 < f_{\text{hot}} < 0.6$), que no sigue una correlación muy fuerte con la posición en el diagrama del espacio de fases (panel inferior derecho de la Fig. 5.7). Al igual que para las RIN, es sorprendente que las BS puedan retener su halo de gas caliente habiendo entrado al cúmulo y salido de él. Esto sucede porque las BS pasan, en promedio, menos de 2 Gyr dentro del cúmulo y, al igual que en las RIN, la RPS no resulta efectiva en remover el halo de gas caliente. Las galaxias vecinas, por otra parte, tienen una mayor proporción de gas caliente que las BS.

En resumen, la Fig. 5.7 muestra que las galaxias que pierden su halo de gas caliente se ubican dentro de R_{200} . Sin embargo, no solo la posición en el diagrama del espacio de fases es importante, sino también el período de tiempo transcurrido dentro del cúmulo, el cual debe ser lo suficientemente largo (al menos $\gtrsim 2$ Gyr) para que la acción de la RP remueva el halo de gas caliente.

Cabe destacar que la fracción de gas frío, calculada como $f_{\text{ColdGas}} = M_{\text{ColdGas}} / (M_{\star} + M_{\text{ColdGas}})$, sigue una distribución semejante a la del gas caliente, pero con valores $f_{\text{ColdGas}} \lesssim 0.4$ (no se muestra la figura). En nuestro modelo, esperamos que el gas frío resulte más difícil de remover, dado que el halo de gas caliente actúa como escudo del gas frío ante la acción de la RP; solo cuando el 90% del gas caliente es removido, la RP puede actuar sobre el gas frío del disco.

Nuestro modelo produce diferencias sustanciales respecto de la simulación hidrodinámica GADGET-X (Springel, 2005) corrida sobre los THREEHUNDRED (Cui et al., 2018; Arthur et al., 2019; Mostoghiu et al., 2021). En particular, Arthur et al. (2019) muestran que la fracción de gas decrece abruptamente a medida que las galaxias se acercan al cúmulo, y pierden su contenido de gas una vez que cruzan un shock con un radio $\sim 1.5 R_{200}$. Mostoghiu et al. (2021) encuentran que el contenido de gas de los halos es mayor que en los subhalos (quizás debido a pre-procesado actuando sobre estos últimos) y que una pequeña fracción de ellos puede retener su gas luego de $\sim 4 - 5$ Gyr de haber entrado a la región de caída del cúmulo (definida en su trabajo como la región dentro de $4 R_{200}$ desde el centro del cúmulo). Además, también encuentran un shock de acreción ubicado en $\sim 1.5 - 2 R_{200}$, a partir del cual las galaxias pierden su contenido de gas respecto del momento de caída (ver sus figs. 6 y 7). Estas diferencias pueden explicarse por el hecho de que en nuestro modelo existe un límite espacial a la acción de los efectos de ambiente, que no está presente en las simulaciones hidrodinámicas. En SAG, los efectos de ambiente actúan sobre las satélites identificadas por el buscador de halos, que están localizadas mayormente dentro de R_{200} de los halos. Las satélites de centrales vecinas también son afectadas por los efectos de ambiente de sus halos, de menor intensidad debido a que estos halos son menos masivos. Sin embargo, no hay una transición continua entre los efectos de ambiente sobre las satélites del cúmulo y las satélites de los alrededores.

Los histogramas debajo de cada diagrama de la Fig. 5.7 muestran cómo las galaxias centrales y las satélites de tipo 1 y 2 componen las diferentes sub-poblaciones (el histograma del panel superior izquierdo es equivalente al de la Fig. 5.2). En el panel superior derecho, vemos que las RIN se distribuyen más próximas a R_{200} , y están dominadas por satélites de tipo 1 hacia $r \gtrsim 0.5 R_{200}$, dado que las fuerzas de marea producidas por el pozo de potencial del cúmulo aún no logran remover parte del halo de materia oscura, y estos aún son detectados por el buscador de halo; hacia las regiones internas, la distribución de las satélites tipo 2 (satélites huérfanas) se asemeja a la de las satélites tipo 1. Las AIN tienden a distribuirse más próximas al centro, ya que su velocidad relativa se ve reducida como consecuencia de la acción de la fricción dinámica durante largos períodos de tiempo. Las huérfanas superan

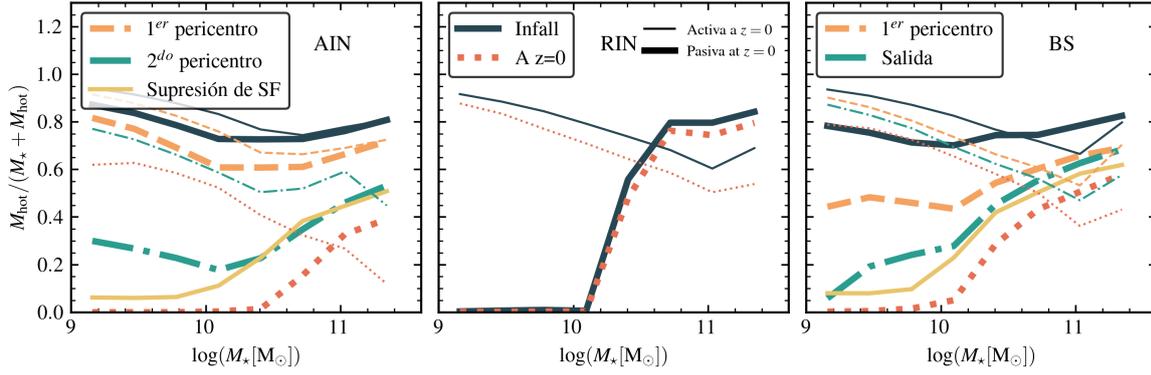


Figura 5.8: Fracción de gas caliente, $f_{\text{hot}} = M_{\text{hot gas}} / (M_{\star} + M_{\text{hot gas}})$, como función de la masa estelar a $z = 0$ para AIN (panel izquierdo), RIN (panel medio) y BS (panel derecho) en diferentes momentos de su evolución: al momento de caída (línea azul continua) y a $z = 0$ (línea roja de puntos) para todas las poblaciones; para las AIN, al momento de primer y segundo pasaje por el pericentro, y al momento en que se vuelven pasivas (línea naranja discontinua, línea verde a puntos y rayas, y línea continua amarilla, respectivamente); para las BS, al momento de primer pasaje por el pericentro, al momento de salida del cúmulo y al momento en que se vuelven pasivas (línea naranja discontinua, línea verde a puntos y rayas, y línea continua amarilla, respectivamente). Cada población se separa además en galaxias pasivas a $z = 0$ (líneas gruesas) y activas a $z = 0$ (líneas finas).

en número a las tipo 1, debido a una combinación de fricción dinámica y fuerzas de marea. En los alrededores del cúmulo, las BS se dividen casi en partes iguales entre centrales y galaxias huérfanas, y su distribución decrece de manera monotónica con la distancia; las tipo 1 representan una sub-población muy marginal. La mitad de las huérfanas de esta región aún están ligadas gravitacionalmente al cúmulo, y es probable que vuelvan a ingresar al cúmulo en el futuro (Gill et al., 2005; Wetzell et al., 2014; Muriel & Coenda, 2014; Diemer, 2021).

5.3.3. Evolución del contenido de gas caliente y frío

Con el objetivo de explorar el impacto de la RP sobre el contenido de gas caliente, estudiamos la evolución de la fracción de gas caliente, $f_{\text{hot}} = M_{\text{hot}} / (M_{\star} + M_{\text{hot}})$, de manera similar a la Fig. 5.6. La Fig. 5.8 muestra la evolución de f_{hot} en las AIN, RIN y BS, desde el momento de caída hasta $z = 0$, para diferentes rangos de masa estelar. Además, separamos a cada población según sean galaxias activas o pasivas a $z = 0$.

En el panel izquierdo de la Fig. 5.8 se puede apreciar que las AIN pasivas presentan una leve disminución de f_{hot} conforme aumenta la masa estelar (de $f_{\text{hot}} \sim 0.9$ a $M_{\star} \sim 10^9 M_{\odot}$ hasta $f_{\text{hot}} \sim 0.75$ a $M_{\star} \sim 10^{10.8} M_{\odot}$) al momento de caída, con un leve aumento de la tendencia para masas mayores (línea azul continua). Esta tendencia se mantiene cuando las galaxias alcanzan el primer pasaje por el pericentro (línea naranja discontinua), aunque con valores de f_{hot} ligeramente más pequeños. Luego de esta etapa, el gas caliente se ve fuertemente reducido, especialmente en las galaxias de baja masa, donde $f_{\text{hot}} \sim 0.25$ al pasar por segunda vez por el pericentro. Para las AIN pasivas, agregamos también el valor de f_{hot} en el momento en que las AIN se vuelven pasivas (línea continua amarilla), similar a la Fig. 4.11. A partir de esta información adicional, notamos que las AIN con masas estelares en el rango $M_{\star} \lesssim 10^{10.4} M_{\odot}$ continúan experimentando una reducción de su gas caliente luego

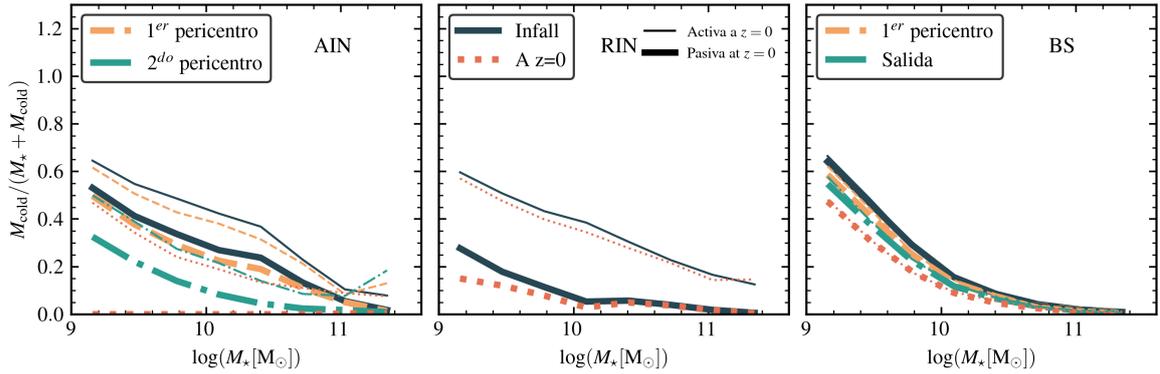


Figura 5.9: Fracción de gas frío $f_{\text{cold}} = M_{\text{cold gas}} / (M_{\star} + M_{\text{cold gas}})$, como función de la masa estelar a $z = 0$ para AIN (panel izquierdo), RIN (panel medio) y BS (panel derecho) en diferentes momentos de su evolución: al momento de caída (línea azul continua) y a $z = 0$ para todas las poblaciones; para las AIN, al momento de primer y segundo pasaje por el pericentro (línea naranja discontinua y línea verde a puntos y rayas, respectivamente); para las BS al momento de primer pasaje por el pericentro y de salida del cúmulo (línea naranja discontinua y línea verde a puntos y rayas, respectivamente). Cada población se separa además en galaxias pasivas a $z = 0$ (líneas gruesas) y activas a $z = 0$ (líneas finas). Las galaxias de baja masa tienden a retener una mayor proporción de gas frío que las de alta masa, incluso aquellas que son pasivas.

del segundo pasaje por el pericentro, que resulta más pronunciado para las de menor masa, alcanzando valores de f_{hot} muy bajos. Esto se debe a que una fracción significativa de las AIN, especialmente las de baja masa, se vuelven pasivas luego del segundo pasaje por el pericentro, si bien en la mayoría de las AIN la formación estelar se detiene (o reduce sustancialmente) luego del primer pasaje por el pericentro (ver Sec. 5.3.4). Resulta evidente que una condición para que las AIN de baja masa se vuelvan pasivas es que sean desprovistas de su gas caliente. Por otro lado, las AIN pasivas de alta masa tienen un valor de f_{hot} similar al correspondiente al momento del segundo pasaje por el pericentro. Este resultado podría indicar que la formación estelar se detuvo cuando la galaxia paso por el segundo pericentro (es decir, en promedio, se estaría evaluando el contenido de gas caliente en los mismos instantes). Sin embargo, la interpretación más factible es que no hubo una remoción adicional de gas caliente apreciable entre estos dos instantes debido a la menor influencia de RP sobre este rango de masa estelar, donde la supresión de la formación estelar se da principalmente por retroalimentación de AGN, consistente con los crecientes valores de f_{hot} a medida que aumenta la masa estelar, como se discute en el Cap. 4.

A $z = 0$, las AIN pasivas de baja masa prácticamente no tienen gas caliente, mientras que las de alta masa aún preservan una moderada cantidad. Sin embargo, las AIN activas de baja masa logran retener una relativamente alta proporción de gas caliente, ya que presentan una evolución más gradual de su fracción de gas caliente (líneas finas), y para $z = 0$ estas galaxias tienen $f_{\text{hot}} \sim 0.6$. Cabe mencionar que, debido a la baja fracción de galaxias activas de alta masa (Fig. 5.6, panel izquierdo), los valores bajos de f_{hot} no son una representación realista del contenido de gas caliente pues están sujetos a grandes errores por la pobre estadística.

Por el contrario, las RIN pasivas y activas (Fig. 5.8, panel medio) muestran una escasa evolución del contenido de gas caliente con el tiempo (una disminución de $\sim 5 - 10\%$ para las RIN activas, independientemente de la masa estelar), en consistencia con la nula evolución de

la fracción de pasivas en los últimos 2 Gyr (Fig. 5.6, panel medio). Destacamos que las RIN pasivas de baja masa ingresan al cúmulo con nulo contenido de gas caliente, indicando que los efectos de pre-procesado tienen un fuerte impacto en esta sub-población (ver Sec. 5.4); en contraste, las RIN activas conservan altas proporciones de gas caliente, desde $f_{\text{hot}} \sim 0.9$ para las de baja masa hasta $f_{\text{hot}} \sim 0.6$ para las más masivas.

La evolución del gas caliente en las BS (Fig. 5.8, panel derecho) se asemeja a la de las AIN. Para las BS pasivas (líneas gruesas) de baja masa, f_{hot} evoluciona dramáticamente desde ~ 0.8 al momento de caída hasta alcanzar valores nulos a $z = 0$ (líneas gruesas), aunque parecen tener una disminución más continua antes y después del primer pasaje por el pericentro; notar que, para las BS, consideramos el momento de salida del cúmulo, en lugar del segundo pasaje por el pericentro como en el caso de las AIN. Las BS pasivas de alta masa presentan una leve evolución de f_{hot} , desde ~ 0.8 hasta ~ 0.5 . Para las BS pasivas agregamos también los valores de f_{hot} en el momento en que se vuelven pasivas; el hecho de que f_{hot} sea ligeramente más baja que al momento de salida del cúmulo es consistente con el hecho de que la mayoría de las BS se vuelven pasivas luego de salir del cúmulo, como hemos mencionado. Además, es necesario que las BS de baja masa pierdan su gas caliente para volverse pasivas, equivalente a lo concluido para las AIN de baja masa. Las BS activas presentan escasa evolución de su f_{hot} con el tiempo, independientemente de su masa estelar (líneas finas), y presentan una anti-correlación con la masa estelar, desde $\sim 0.8 - 0.9$ para las de baja masa hasta $\sim 0.4 - 0.7$ para las BS de alta masa.

En resumen, encontramos una clara consistencia entre la disminución del contenido de gas caliente y el aumento de la fracción de pasivas de baja masa que se aprecia en la Fig. 5.6. Este resultado ya había sido inferido del análisis de la Fig. 4.11 realizado en el Cap. 4, que presenta la fracción de gas caliente al momento en que todas las satélites se vuelven pasivas, sin discriminar las mismas por su evolución orbital ni por la masa del halo que habitan. La tendencia general observada en esa figura es similar a lo encontrado para las AIN y BS pasivas, pero los valores de f_{hot} son más altos. Esto se debe a que, en ese caso, resulta más importante la contribución de halos poco masivos donde la acción de RP es menor, mientras que los resultados mostrados en éste capítulo están restringidos a halos masivos exclusivamente.

Al respecto del contenido de gas frío, la Fig. 5.9 muestra la dependencia de la fracción de gas frío, $f_{\text{cold}} = M_{\text{cold}}/(M_{\star} + M_{\text{cold}})$, con la masa estelar, y cómo evoluciona a lo largo del tiempo. Al igual que en el análisis previo, separamos a las AIN, RIN y BS en activas y pasivas a $z = 0$. Primero, notamos una tendencia creciente de f_{cold} conforme disminuye la masa estelar para todas las galaxias activas, consistente con la tendencia general que presenta la calibración del modelo (Boselli et al. 2014a; ver la Fig. 4.12). La fracción de gas frío que queda en las galaxias pasivas y activas de alta masa (estas últimas son una minoría; ver la Fig. 5.6) es baja debido a que la retroalimentación por AGN previene el abastecimiento de gas frío del disco, que resulta consumido por la formación estelar al momento en que cae al cúmulo, según se discute en el Cap. 4. Como la evolución de la fracción de gas frío es más abrupta a medida que decrece la masa estelar, el siguiente análisis se enfoca en las galaxias de baja masa.

En el caso de las AIN pasivas (panel izquierdo de la Fig. 5.9, líneas gruesas), f_{cold} casi no cambia entre el momento de caída y el primer pasaje por el pericentro, pero disminuye desde ~ 0.5 a ~ 0.3 entre el primer y segundo pasaje por el pericentro. Estas galaxias pierden todo su gas frío durante su evolución hasta $z = 0$ debido a que el halo de gas caliente se reduce sustancialmente ($f_{\text{hot}} < 0.1$) y la RP puede remover el gas frío. De esta manera, no hay más enfriamiento de gas que alimente al gas frío, sumado a que el gas frío puede ser removido ya

que no se encuentra protegido por el halo de gas caliente. Por lo tanto, la combinación entre RPS, formación estelar y la retroalimentación por SN contribuye a la remoción del gas frío.

El tiempo que pasa una satélite dentro del cúmulo, bajo la acción de la RP, es fundamental en la evolución de su contenido de gas. El contenido de gas frío de las RIN (panel medio de la Fig. 5.9) prácticamente no sufre cambios entre el momento de caída y $z = 0$, tanto para pasivas (líneas gruesas) como activas (líneas finas). Como f_{hot} se mantiene alta para las activas, la RP no puede actuar directamente sobre el gas frío, por lo que mantiene una fracción $f_{\text{cold}} \sim 0.4 - 0.6$, probablemente debido al equilibrio entre el enfriamiento del gas, la formación estelar y la retroalimentación por SN. Por el contrario, los bajos valores de fracción de gas frío que caracterizan a las RIN pasivas de baja masa ($f_{\text{cold}} \sim 0.2 - 0.3$) están directamente asociados a su nulo contenido de gas caliente: el reservorio de gas frío simplemente no es alimentado por el enfriamiento del gas caliente, y resulta reducido por la formación estelar y/o la retroalimentación por SN. La cantidad de gas frío removida por RP es nula en estas galaxias, por lo que descartamos la RPS como mecanismo que contribuye a reducir el gas y apagar la formación estelar en esta población. Aunque haya quedado un pequeño remanente de gas caliente que pueda proteger al gas frío del disco, estos resultados sugieren que el tiempo desde que el halo de gas caliente fue significativamente reducido no es suficiente para que la RPS sea efectiva en actuar sobre el disco de gas.

La fracción de gas frío de las BS (panel derecho de la Fig. 5.9) presenta diferencias cualitativas con los patrones mostrados por las AIN y las RIN. Mientras que las AIN y RIN pasivas tienen menores fracciones de gas frío que las activas (dada una masa estelar y un estado orbital particular), estos valores son muy similares en el caso de las BS pasivas y activas. En otras palabras, la f_{cold} sigue tendencias similares para las AIN, RIN y BS activas, mientras que difieren entre las pasivas. Este comportamiento se explica si tenemos en cuenta los tiempos de caída al cúmulo (Fig. 5.3), y los tiempos que estas poblaciones permanecen dentro de él. Por un lado, el máximo de la distribución de tiempos de caída de las BS cae entre el máximo de las AIN y el de las RIN, con la mediana de la distribución en ~ 4.1 Gyr (en consistencia con los valores hallados por [Wetzell et al. 2014](#)). La distribución de tiempos de caída de las BS muestra una mayor superposición con la distribución de las AIN, por lo que la f_{cold} de las BS al momento de caída se asemeja al de las AIN. Por otro lado, las BS pasan relativamente poco tiempo dentro del cúmulo (su mediana es de ~ 1.5 Gyr), similar al tiempo de caída de las RIN (su mediana es de ~ 0.9 Gyr). Esto explica la escasa evolución de la f_{cold} con el tiempo tanto para RIN como BS, independientemente de la masa estelar. Aunque las AIN y las BS de baja masa muestran una dependencia similar de la f_{hot} con la masa estelar, y un abrupto decrecimiento luego del primer pasaje por el pericentro, y valores nulos a $z = 0$, el tiempo transcurrido desde que el gas frío queda expuesto a la acción de RP no resulta suficiente para el RPS sea efectivo en las BS pasivas, por lo que retienen proporciones de gas frío similares a las activas.

Todo este análisis referente a la evolución del contenido de gas caliente y gas frío nos permite concluir que las galaxias de baja masa pierden su gas caliente como resultado de la RPS, el ciclo de gas resulta interrumpido y el reservorio de gas frío resulta consumido por formación estelar o eyectado por retroalimentación por SN, o incluso removido por RPS en el caso de las AIN. Esto prueba que la ausencia de gas caliente en las galaxias de baja masa es una condición necesaria para que la formación estelar se detenga.

5.3.4. Impacto del pasaje por el pericentro

El momento del pasaje por el pericentro es un momento importante en la evolución de las galaxias satélites ([Lotz et al., 2019](#); [Di Cintio et al., 2021](#); [Oman et al., 2021b](#); [Benavides et al., 2021](#); [Moreno et al., 2022](#)). La distancia mínima al centro del cúmulo que una satélite puede

alcanzar generalmente está cerca del máximo de densidad del ICM a través del cual se mueve la galaxia. Dependiendo de la velocidad relativa de la misma respecto al ICM, la RP ejercida sobre la galaxia puede también alcanzar un máximo durante su pasaje por el pericentro. Para identificar dónde y cuándo una galaxia tiene un pasaje por el pericentro, seguimos la evolución de la distancia relativa al centro del cúmulo para cada galaxia, y calculamos los mínimos locales que esa distancia tiene dentro de R_{200} (ver la Fig. 5.4 para una idea general de la evolución de la distancia).

En las Figs. 5.6 y 5.8, mostramos que la fracción de galaxias pasivas y el contenido de gas caliente cambian de forma dramática luego del primer pasaje por el pericentro, especialmente para las AIN y las BS pasivas. Sin embargo, la nula evolución de las RIN podría indicar que debe transcurrir un determinado tiempo ($\gtrsim 1$ Gyr) antes de que los efectos asociados al pasaje por el pericentro se manifiesten en las propiedades globales de las galaxias.

En la Fig. 5.10, mostramos la fracción de AIN (f_{AIN}) que son activas al momento de caída y son pasivas a $z = 0$ como función de la cantidad de pasajes por el pericentro que experimentan antes de volverse pasivas, esto es, identificamos el instante en el que una AIN se vuelve pasiva, y contamos cuántos pasajes tuvo dentro del cúmulo previo a ese instante. Es decir, determinamos cuántas galaxias en cada rango de masa estelar se vuelven pasivas luego de una cierta cantidad de pasajes por el pericentro, y dividimos por la cantidad de galaxias que hay en cada rango de masa. Por un lado, una fracción despreciable de AIN se vuelven pasivas antes de alcanzar el pericentro (menos de $\sim 5\%$, independientemente de la masa estelar). Por otro lado, la mayoría de las AIN se vuelven pasivas entre el primer y el segundo pasaje por el pericentro ($f_{\text{AIN}} \sim 0.3 - 0.35$), indicando la importancia de este suceso. Sin embargo, una fracción no despreciable de AIN se vuelve pasiva entre el segundo y el tercer pasaje, particularmente para las menos masivas ($f_{\text{AIN}} \sim 0.2$, mientras que para el rango más masivo $f_{\text{AIN}} \sim 0.1$). Ha sido establecido que los tiempos de supresión de la formación estelar decrecen con el aumento de la masa estelar debido a que las galaxias masivas experimentan tanto efectos de ambiente como seculares (Peng et al., 2010b; Wetzel et al., 2014; Hahn et al., 2017; Cora et al., 2018); esto significa que, en promedio, las galaxias masivas se vuelven pasivas antes que las menos masivas. Cabe notar aquí que una proporción de AIN se vuelven pasivas antes de ser acretadas, dando fracciones de $f_{\text{AIN}} \sim 0.5$ y ~ 0.2 para $M_{\star} > 10^{10.5} M_{\odot}$ y $M_{\star} < 10^{10.5} M_{\odot}$, respectivamente; estas fracciones están representadas sobre la región sombreada oscura de la Fig. 5.10, a la que se le asignaron valores negativos del pasaje por el pericentro. Los símbolos sobre la región sombreada clara (también con valores negativos), representan la fracción de AIN que aún no se volvieron pasivas, es decir, que son activas tanto al momento de caída como a $z = 0$.

En la Fig. 5.11, exploramos el tiempo transcurrido entre el primer pasaje por el pericentro y el momento en que una galaxia se vuelve pasiva, tanto para las AIN como para las BS. Nos referimos a este tiempo como ΔT_{delay} . Encontramos que la distribución de ΔT_{delay} presenta una mediana que decrece con la masa estelar (líneas continuas), y una amplia dispersión denotada por los percentiles 10 – 90 (regiones sombreadas). Mientras que a altas masas ($M_{\star} \gtrsim 10^{10.5} M_{\odot}$) tanto las AIN como las BS se vuelven pasivas entre $\sim 0.6 - 1.6$ Gyr después del pasaje por el pericentro, las BS de baja masa tienen $\Delta T_{\text{demora}} \sim 2$ Gyr, entre $\sim 0.4 - 1$ Gyr más bajo que las AIN. Es probable que esta diferencia ocurra debido a que las BS pasivas presentan una evolución más abrupta de su fracción de gas caliente, dando lugar a un tiempo de supresión más bajo; además, es probable también que las BS tengan órbitas que sean más radiales, y alcancen un primer pericentro más cercano al centro del cúmulo que las AIN, un aspecto que queda pendiente de ser evaluado.

Nuestros valores medios de ΔT_{demora} son menores que los hallados por Oman et al. (2021b); utilizando las simulaciones hidrodinámicas HYDRANGEA (Schaye et al., 2015; Bahé

et al., 2017), Oman et al. (2021b) encuentran que $\Delta T_{\text{demora}} \sim 4 - 5$ Gyr independiente de la masa estelar, para cúmulos con $M_{200} > 10^{14} M_{\odot}$. Más aún, encuentran que el hidrógeno neutro desaparece antes (o cerca) del primer pasaje por el pericentro, pero la actividad de formación estelar persiste por unos ~ 5 Gyr, cuando la satélite está cercana a su segundo (o subsiguiente) pericentro. Por el contrario, utilizando la simulación hidrodinámica MAGNETICUM PATHFINDER, Lotz et al. (2019) encuentran tiempos de supresión de la formación estelar extremadamente bajos, en los que la mayoría de las satélites se vuelven pasivas ~ 1 Gyr después de ser acreetada a un halo de $M_{\text{vir}} > 10^{14} M_{\odot}$, momento en el que se encuentran cercanas al primer pasaje por el pericentro.

En resumen, encontramos que el pasaje por el pericentro deja su huella en la evolución posterior de la actividad de formación estelar de las satélites y las propiedades relacionadas, aunque su influencia no es extremadamente determinante. Por ejemplo, aunque la mayoría de las satélites se vuelve pasiva luego del primer pasaje por el pericentro, una fracción importante de ellas lo hace luego del segundo pasaje; esto es consistente con la amplia dispersión que presenta ΔT_{demora} para bajas masas. En el caso de las BS, todas experimentan un pasaje por el pericentro, pero la combinación de los efectos de ambiente con el pre-procesado que sufren previo a la acreción es lo que genera las condiciones para que la mayoría de ellas se vuelva pasiva fuera de R_{200} . Esto se explora en la sección siguiente.

5.4. El rol de la RPS en diferentes etapas

Es esperable que las galaxias que orbitan más cerca del centro del cúmulo, o pasan más tiempo dentro de él, pierdan mayor proporción de gas debido a la acción de la RP (Abadi et al., 1999; Tecce et al., 2010; Vega-Martínez et al., 2022). Sin embargo, no está clara la importancia que tienen los procesos físicos que puede sufrir una galaxia satélite de otros halos, previo a la caída al cúmulo.

En este trabajo nos referimos como ‘pre-procesado’ al efecto de RPS sobre una satélite que orbita dentro de un halo previo a ser acreetado por el progenitor principal del halo del cúmulo. Definimos dos etapas en la evolución de las galaxias: la etapa de pre-procesado (etapa PP) y la etapa de cúmulo (etapa CL). Utilizamos dos tiempos diferentes de caída para definir los inicios de estas etapas:

- El tiempo de primera caída a un halo diferente del principal progenitor del halo del cúmulo, que da comienzo a la etapa PP. Lo denotamos $t_{\text{lbk, infall}}^{\text{first}}$.
- El tiempo de caída al progenitor principal del halo del cúmulo, que da comienzo a la etapa CL (y se corresponde con el tiempo de caída que se viene utilizando previamente). Este tiempo ya está definido como $t_{\text{lbk, infall}}$.

Notar que $t_{\text{lbk, infall}}$ se refiere al momento en que una galaxia cruza R_{200} del progenitor principal del halo del cúmulo, mientras que la estimación de $t_{\text{lbk, infall}}^{\text{first}}$ recae en la identificación del momento en que cambia su condición de central a satélite, dada por el buscador de halos. De esta manera, el período de tiempo comprendido entre $t_{\text{lbk, infall}}^{\text{first}}$ y $t_{\text{lbk, infall}}$ define la etapa PP, mientras que el período de tiempo desde $t_{\text{lbk, infall}}$ define la etapa CL; para las AIN y RIN, el fin de la etapa CL es $z = 0$, mientras que para las BS coincide con el momento en que salen del cúmulo. Con estas definiciones, aquellas galaxias que no sufren pre-procesado cumplen $t_{\text{lbk, infall}} = t_{\text{lbk, infall}}^{\text{first}}$; todas estas galaxias son acreetadas como galaxias centrales. Aquellas que sufrieron pre-procesado se caracterizan por tener $t_{\text{lbk, infall}} < t_{\text{lbk, infall}}^{\text{first}}$; aunque la mayoría de estas galaxias son acreetadas como satélites, algunas de ellas fueron satélites de otros halos

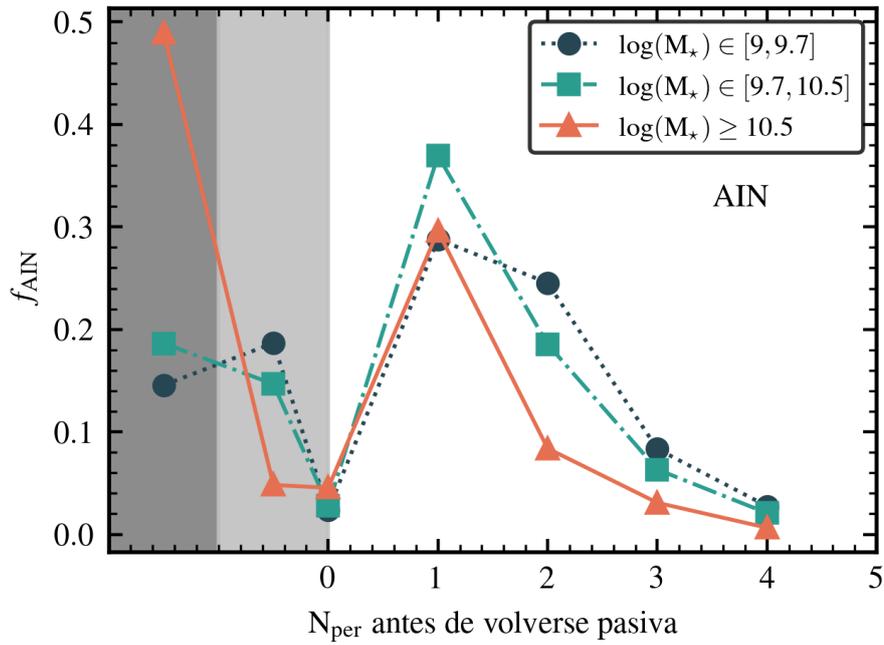


Figura 5.10: Fracción de AIN (f_{AIN}) que son activas al momento de caída y son pasivas a $z = 0$, como función del número de pasajes por el pericentro que experimentan antes de volverse pasivas. Las fracciones están representadas por diferentes símbolos (conectados con líneas finas) correspondientes a distintos rangos de masa estelar, como se detalla en la leyenda. Independientemente de la masa estelar, la mayoría de las AIN se vuelven pasivas luego del primer pasaje por el pericentro. Sin embargo, una fracción no despreciable lo hace luego del segundo pasaje por el pericentro. Por completitud, los valores de f_{AIN} sobre la región gris oscura representan la fracción de AIN que se vuelve pasiva antes de ingresar al cúmulo, mientras que los valores sobre la región gris clara representan aquellas que son activas tanto al momento de caída como a $z = 0$.

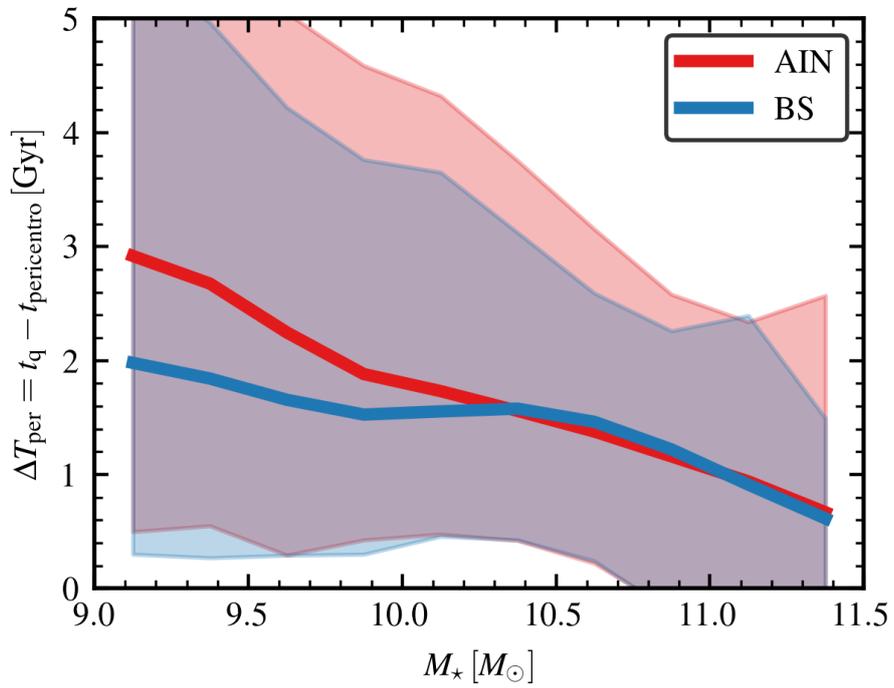


Figura 5.11: Tiempo de demora entre el primer pasaje por el pericentro y el momento en que las AIN y BS se vuelven pasivas. Consideramos las AIN y BS que son activas al momento de caída y son pasivas a $z = 0$. Las líneas continuas representan la mediana de la distribución, mientras que las regiones sombreadas representan los percentiles 10 – 90.

y luego se convirtieron en centrales (como BS de otros halos), y pueden ser acretadas como centrales.

La diferencia en el contenido de gas caliente al momento de caída entre las galaxias pasivas y activas a $z = 0$ podría indicar que los efectos de pre-procesado están actuando sobre galaxias ubicadas lejos del centro del cúmulo (McGee et al., 2009; Dressler et al., 2013; Pallero et al., 2022). Usualmente, el pre-procesado es cuantificado a partir de la fracción de galaxias pasivas al momento de caída a un cúmulo (Wetzel et al., 2012; Haines et al., 2015; Donnari et al., 2021a; Oman et al., 2021b). Por ejemplo, Haines et al. (2015) encuentran que la fracción de galaxias activas alrededor de cúmulos se mantiene en $\sim 20 - 30\%$ por debajo de la fracción de una muestra de galaxias de campo hasta unos $\sim 3 R_{200}$; por otro lado, Wetzel et al. (2012) encuentran que la fracción de galaxias pasivas ubicadas alrededor de halos de $M_{200} > 10^{14} M_{\odot}$ se mantiene más alta que los valores medios estimados en una muestra de galaxias de campo hasta distancias de $\sim 10 R_{200m}$. Sin embargo, el impacto directo del pre-procesado sobre los colores, la SFR o el contenido de gas ha sido pobremente explorado.

En este capítulo, cuantificamos el impacto de la RPS sobre la etapa PP y CL mediante la estimación de la fracción de gas caliente removido por RPS en cada etapa, f_{RPS} , de manera similar a lo estimado en Cora et al. (2018, ver su fig. 13). Definimos $f_{\text{RPS}} = M_{\text{hot}}^{\text{strip,tot}} / (M_{\text{hot}}^{\text{strip,tot}} + M_{\text{hot}}^{\text{end}})$, donde $M_{\text{hot}}^{\text{strip,tot}}$ es la masa acumulada removida por RPS entre el inicio y el fin de cada etapa, es decir, $M_{\text{hot}}^{\text{strip,tot}} = \sum_{\text{snap}_i}^{\text{snap}_f} (M_{\text{hot}}^{\text{strip,snap}})$, donde snap_i y snap_f son las salidas de la simulación más cercanas al inicio y fin de cada etapa. Por su parte, $M_{\text{hot}}^{\text{end}}$ es la masa de gas caliente que permanece en la galaxia al final de la etapa.

Separamos la población de AIN, RIN y BS en aquellas que experimentan pre-procesado y aquellas que no, y estimamos la fracción f_{RPS} para cada sub-muestra en las etapas PP y CL. Mostramos los resultados en la Fig. 5.12. Encontramos que las AIN que sufren pre-procesado pierden relativamente poco gas durante esta etapa ($\sim 25\%$ para AIN con $M_{\star} < 10^{11} M_{\odot}$, línea continua azul), consistente con la corta duración de esta etapa (panel izquierdo). Por el contrario, tanto las que experimentan pre-procesado como las que no lo hacen pierden casi por completo su gas caliente durante la etapa CL (línea naranja discontinua y línea roja a puntos y rayas, respectivamente). En el caso de las RIN (panel medio), es esperable que la duración de la etapa PP sea más larga que la CL, y encontramos que la acción de la RP en halos pequeños resulta en una mayor proporción de gas removido en la etapa PP ($f_{\text{RPS}} \sim 0.5 - 0.25$, siendo mayor para masas más chicas), que en la etapa CL ($f_{\text{RPS}} \sim 0.15$). El hecho de que la etapa PP sea más larga para las RIN resulta en una mayor pérdida de gas durante esta etapa que para las AIN y BS. La población de BS que experimentan pre-procesado pierde $\sim 25\%$ de su gas caliente durante la etapa PP, y una vez que entran al cúmulo pierden $\sim 50\%$ de su gas, independientemente de la masa estelar; durante la etapa CL, ambas sub-poblaciones de BS pierden gas caliente de manera similar (panel derecho). Esto es consistente con el hecho de que, estadísticamente, las BS a $z = 0$ tienen cantidades moderadas de gas caliente (ver la Fig. 5.7). Destacamos que los valores de f_{RPS} para galaxias $M_{\star} > 10^{11} M_{\odot}$ durante la etapa PP pueden ser engañosos, ya que esperamos que muy pocas galaxias tan masivas puedan ser satélites en etapas tempranas del Universo.

Resulta interesante también explorar de qué manera la RPS que actúa en diferentes etapas afecta o determina la actividad de formación estelar de las galaxias a $z = 0$. Para ello, computamos la fracción f_{RPS} para las AIN, RIN y BS para las diferentes etapas mencionadas, pero separando las galaxias en activas y pasivas a $z = 0$. En el panel izquierdo de la Fig. 5.13, podemos apreciar que la etapa PP resulta irrelevante en el estado final de la formación estelar de las AIN, dado que tanto las AIN pasivas como activas pierden una baja proporción de gas caliente, ya que $f_{\text{RPS}} \sim 0.25$ y $f_{\text{RPS}} \sim 0.15$, respectivamente (líneas continua azul y naranja discontinua). Por el contrario, confirmamos que la RPS del gas caliente durante la etapa CL

es fundamental en la supresión de la formación estelar de las AIN, dado que $f_{\text{RPS}} \sim 1$ para galaxias pasivas con $M_{\star} < 10^{10.5} M_{\odot}$ (línea roja a puntos y rayas). La fracción de activas AIN a $z = 0$ es menos de $\sim 20\%$, y dado que pierden $\sim 75\%$ de su gas caliente en la etapa CL (línea verde punteada), la cantidad residual de gas caliente que queda aún puede enfriarse y alimentar el reservorio de gas frío.

En el caso de las RIN (panel medio de la Fig. 5.13), el impacto de la RP sobre la población de activas es débil ($f_{\text{RPS}} \lesssim 0.2$), tanto sobre la etapa PP como la CL (líneas azul continua y verde punteada, respectivamente). Más aún, la etapa de CL resulta prácticamente irrelevante en establecer la población de RIN pasivas a $z = 0$, ya que $f_{\text{RPS}} \lesssim 0.15$ durante esta etapa. Sin embargo, la RPS sobre la etapa PP resulta responsable de la supresión de formación estelar en las RIN de baja masa, ya que remueve por completo su contenido de gas caliente; es probable, también, que la acción de la retroalimentación por AGN sea la causa principal de dicha supresión en las pasivas de alta masa previamente a la caída al cúmulo. En definitiva, el pre-procesado es el responsable de apagar la formación estelar de $\sim 15\%$ de las galaxias que se encuentran actualmente dentro del cúmulo, que se corresponden con las RIN pasivas.

Para la población de BS (panel derecho de la Fig. 5.13), encontramos que las activas pierden menos de $\sim 10\%$ durante la etapa PP (línea azul continua) y pierden $\sim 40\%$ durante la etapa CL (línea verde punteada), independientemente de su masa estelar. Este último es un valor intermedio entre aquel correspondiente a las AIN y a las RIN, consistente con los valores intermedios de tiempo de caída de las BS (Fig. 5.3). Como es esperable, la acción moderada de la RP en las etapas PP y CL se refleja en la población de BS pasivas, con $f_{\text{RPS}} \sim 0.35 - 0.5$ (línea naranja discontinua) y $f_{\text{RPS}} \sim 0.5 - 0.7$ (línea roja a puntos y rayas), respectivamente.

Este simple análisis de la acción de la RPS en diferentes poblaciones durante las etapas PP y CL nos permite conectar naturalmente las propiedades de las galaxias con los procesos físicos que las afectan durante distintas etapas de su evolución, y nos permite explicar la actividad de formación estelar de galaxias ubicadas dentro y alrededor de cúmulos de galaxias.

Considerando la evolución de la fracción de galaxias pasivas presentada en la Fig. 5.6, vemos que, para una dada masa estelar, la fracción de pasivas a $z = 0$ aumenta progresivamente para RIN, BS y AIN (es probable que una proporción de las RIN pase a formar parte de las otras poblaciones en el futuro), pero su situación al momento de caída es similar para todas ellas, con las RIN mostrando f_q ligeramente más altas. A partir de estos resultados, se podría inferir que el rol de los efectos de ambiente dentro de los cúmulos se vuelve progresivamente más relevante para RIN, BS y AIN, lo cual es objetivamente cierto. Sin embargo, el análisis presentado en esta sección nos permite mostrar que el impacto de los efectos de ambiente que tienen lugar en halos más pequeños previo a ingresar al cúmulo no está debidamente capturado por la fracción de pasivas al momento de caída al progenitor principal del cúmulo. Los resultados que se derivan de la Fig. 5.13 resaltan la importancia del pre-procesado en establecer las condiciones iniciales de las galaxias sobre las que actúan los procesos que tienen lugar dentro del cúmulo. Esto es particularmente relevante para explicar la fracción de pasivas de las RIN y las BS.

5.5. Discusión

Nuestro trabajo explora el impacto de la RP sobre distintas poblaciones de galaxias dentro y en los alrededores de cúmulos de galaxias, y nuestros resultados son consistentes, en general, con lo hallado por [Wetzell et al. \(2014\)](#) y [Oman et al. \(2021b\)](#). En particular, [Wetzell et al. \(2014\)](#) encuentran que la supresión de la formación estelar que ocurre en satélites eyectadas del cúmulo alcanza para explicar la fracción de centrales pasivas en los alrededores de los

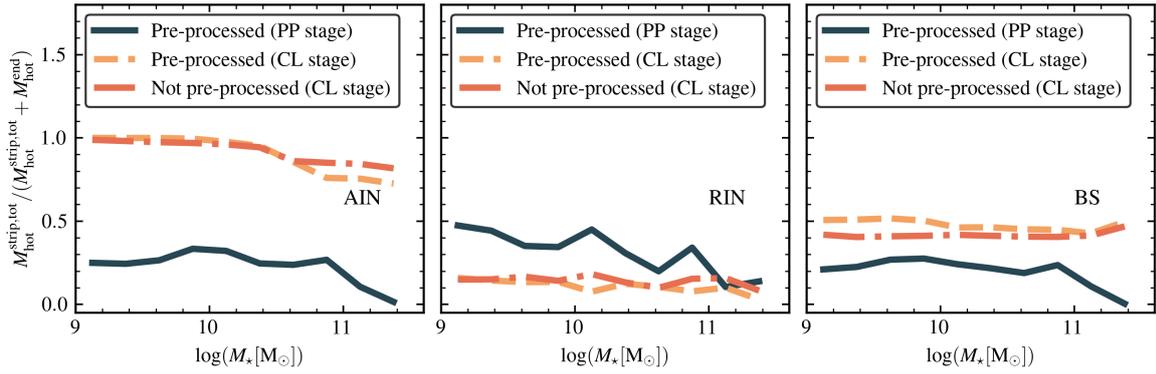


Figura 5.12: Fracción de gas caliente removido por RPS (f_{RPS}) en galaxias AIN, RIN y BS (panel izquierdo, medio y derecho, respectivamente) durante las etapas PP (línea azul continua) y CL (líneas naranja discontinua y roja a puntos y rayas). Separamos nuestras poblaciones de galaxias en aquellas que experimentaron pre-procesado de aquellas que solo experimentan los efectos de ambiente una vez que ingresan al cúmulo.

cúmulos, clausurando la posibilidad de que los efectos de ambiente generados por el cúmulo se extiendan más allá del radio virial del mismo. En nuestro trabajo, encontramos que las BS que son pasivas en los alrededores del cúmulo requieren no solo de la acción de efectos de ambiente del cúmulo sino también de aquellos que tienen lugar en la etapa de pre-procesado, dado que $\sim 70\%$ de las BS pre-procesadas terminan como pasivas a $z = 0$. Sin embargo, la fracción de pasivas con $\log(M_* [M_\odot]) \in [9.7, 10.5]$ resulta subestimada con respecto a [Wetzel et al. \(2014\)](#) a distancias $r \gtrsim 0.9R_{200}$. Además, la fracción de gas de las RIN dentro de R_{200} y de las BS hasta $3R_{200}$ (Figs. 5.7 y 5.8) contrastan con lo hallado por [Arthur et al. \(2019\)](#) y [Mostoghiu et al. \(2021\)](#), donde las galaxias pierden por completo su gas una vez que cruzan $1.5R_{200}$ por primera vez. Por un lado, esto puede indicar que nuestro modelo de RPS no es eficiente en remover gas de las satélites que orbitan dentro de cúmulos masivos (ya sea por incertezas en el ajuste de RP empleado o en la estimación de las propiedades de las galaxias de SAG); de ser más eficiente, resultaría en un decaimiento de la formación estelar en escalas de tiempo más cortas. Por otro lado, podría ser necesario que nuestro esquema de RPS incluya una dependencia explícita con la densidad local del ambiente en que la galaxia se encuentra, en lugar de depender de una propiedad del algoritmo identificador de halos, es decir, la característica de ser satélite o central. Numerosos estudios observacionales han mostrado que los efectos de ambiente pueden actuar más allá del borde del halo ([Wetzel et al., 2012](#); [Lu et al., 2012](#); [Behroozi et al., 2014](#); [Arthur et al., 2019](#)). Recientemente, [Ayromlou et al. \(2021\)](#) desarrollaron un novedoso esquema de remoción de gas en el que las galaxias centrales que se ubican en los alrededores de halos masivos ($M_{200} > 10^{12} M_\odot$) pueden experimentar RPS. En su modelo, la RP depende de las propiedades del entorno de las galaxias (particularmente de la densidad local, [Ayromlou et al., 2019](#)), y muestran que la dependencia de f_q con la distancia al centro del cúmulo, la masa estelar y la masa de halo están en acuerdo con las observaciones.

Destacamos que utilizar R_{200} como el borde del halo es una definición fundamental tanto para el modelado de RPS (y, de manera más general, para cualquier relación entre el halo principal y el subhalo), como para la determinación de la población de BS. Recientemente, [Diemer \(2021\)](#) analiza la fracción de subhalos y la fracción de galaxias BS utilizando diferentes

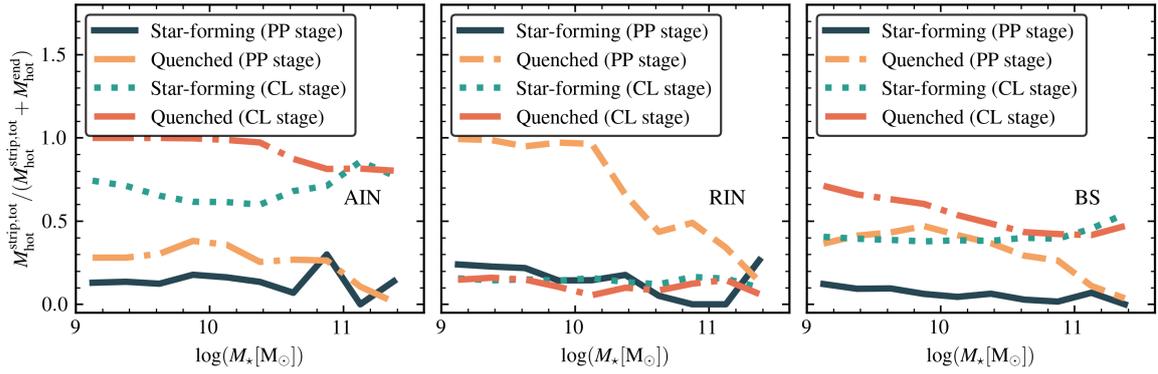


Figura 5.13: Fracción de gas caliente removido por RPS (f_{RPS}) en galaxias AIN, RIN y BS (panel izquierdo, medio y derecho, respectivamente) durante las etapas PP y CL. En este caso, separamos nuestras poblaciones en activas y pasivas a $z = 0$, tal como se indica en la leyenda.

definiciones del borde del halo: $R_{200\text{m}}$, $R_{200\text{c}}$, R_{vir} ³, y el radio de *splashback*, que es la distancia que contiene, por ejemplo, el 75 o el 90% de los apocentros de objetos que orbitan al halo central. El radio de *splashback* se propone como borde del halo a partir de motivaciones físicas (Diemer & Kravtsov, 2014; More et al., 2015), y puede ser inferido observacionalmente ya que está asociado a una abrupta caída en la densidad de galaxias y en la señal de lentes gravitacionales débiles (*weak lensing*, en inglés) alrededor de los cúmulos (More et al., 2016; Mansfield et al., 2017; Chang et al., 2018). Diemer (2021) demuestran que si se utiliza el radio de *splashback*, la mayoría de las BS serían clasificadas como satélites del cúmulo. Esto introduce un nuevo esquema de interpretación en el que los efectos de ambiente de los cúmulos y su entorno se conectan de manera continua. Sin embargo, dadas las características de nuestro modelo, decidimos separar la evolución de las BS en las etapas mencionadas en la Sec. 5.4, y nos enfocamos en el impacto del pasaje por el pericentro sobre la población de AIN y BS. La identificación de las etapas PP y CL utilizadas para evaluar el impacto del pre-procesado y los efectos de ambiente del cúmulo dependen directamente de la definición del borde del cúmulo adoptada, que en nuestro caso es R_{200} . Alrededor de $\sim 20\%$ de galaxias fuera de R_{200} son galaxias huérfanas ligadas al cúmulo (ver la Fig. 5.2 y el análisis correspondiente). Dado que son consideradas satélites, resultan afectadas por la RP del cúmulo según la implementación de este proceso en SAG, aún a pesar de que se encuentren fuera del cúmulo. Por lo tanto, aunque nuestra elección del borde del cúmulo no determina la acción de RP sobre las galaxias huérfanas, sí afecta la clasificación de las mismas al momento de decidir si son galaxias del cúmulo o son BS.

El pasaje por el pericentro puede ser un evento crucial en la evolución de las propiedades de galaxias (Benavides et al., 2021). Determinamos que la mayoría de las AIN activas al momento de caída apagan su formación estelar luego del primer pasaje por el pericentro, independientemente de su masa estelar. Las AIN se vuelven pasivas entre ~ 3 Gyr (las de baja masa) y ~ 1 Gyr (las de alta masa), aunque con una amplia dispersión en la distribución de estos tiempos de demora, lo que habilita a que una fracción no despreciable de AIN se vuelva pasiva luego del segundo pasaje por el pericentro. Esto está en consistencia con lo hallado por Oman et al. (2021b), aunque sus tiempos de demora son sistemáticamente

³En este trabajo, R_{vir} se calcula siguiendo la aproximación de Bryan & Norman (1998), y se cumple que $R_{200\text{c}} < R_{\text{vir}} < R_{200\text{m}}$.

mayores a los hallados en nuestro trabajo. Destacamos que nuestros tiempos de supresión de la formación estelar son ~ 0.5 Gyr mayores que ΔT_{demora} para todo rango de masa estelar, en consistencia con Rhee et al. (2020), pero en contraste con Lotz et al. (2019) y Upadhyay et al. (2021), quienes encuentran tiempos de supresión cortos, de tan solo ~ 1 Gyr luego del momento de caída, lo que significa una supresión abrupta de la formación estelar para el momento en que las satélites se aproximan al pericentro de su órbita. Steinhauser et al. (2016) también encuentran tiempos cortos de supresión ($\lesssim 1$ Gyr), asociados directamente a la rápida remoción del gas caliente del halo (en escalas de tiempo de ~ 200 Myr) debido a la RPS. Aunque en nuestro trabajo empleamos una técnica numérica y un modelo de RPS diferente al suyo, nuestros resultados sobre una población estadísticamente más robusta (AIN y BS) sostienen este escenario en el cual la remoción de gas caliente del halo es una condición necesaria para la supresión de la formación estelar.

5.6. Resumen de resultados

En este capítulo, aplicamos el modelo semi-analítico SAG al conjunto de simulaciones de materia oscura de regiones que contienen cúmulos de galaxias masivos del proyecto THE THREEHUNDRED para realizar un estudio de las causas de la supresión de la formación estelar en galaxias y su conexión con su evolución dinámica en ambientes de alta densidad. Restringimos nuestro análisis a los 102 cúmulos más relajados de la muestra, según el criterio establecido por Haggar et al. (2020). Definimos cuatro poblaciones de galaxias a partir de su evolución orbital: las AIN (actualmente satélites del cúmulo, que cruzaron R_{200} hace más de 2 Gyr), RIN (actualmente satélites del cúmulo, que cruzaron R_{200} hace menos de 2 Gyr), las BS (galaxias que cruzaron R_{200} en el pasado, y actualmente se encuentran fuera del cúmulo), y galaxias vecinas (que nunca cruzaron R_{200} del cúmulo). Seleccionamos galaxias con $M_{\star} \geq 10^9 M_{\odot}$ para evitar efectos asociados a la resolución de la simulación.

Nuestros resultados son los siguientes:

- Las AIN pasivas representan $\sim 85\%$ de la actual población de satélites pasivas, y presentan bajo o nulo contenido de gas caliente, dependiendo de la masa estelar. La fracción de AIN pasivas aumenta fuertemente entre el primer y segundo pasaje por el pericentro (Fig. 5.6, panel izquierdo), y el contenido de gas caliente disminuye consecuentemente (Fig. 5.8, panel izquierdo). La remoción del gas caliente resulta una condición necesaria para que las AIN de baja masa se vuelvan pasivas a $z = 0$ y es una consecuencia directa de la acción de la RP ejercida por el ICM del cúmulo por largos períodos de tiempo; el impacto del pre-procesado resulta menor en esta población (Fig. 5.13, panel izquierdo). Inclusive, dado que el halo de gas caliente es removido, la RP puede actuar sobre el gas frío del disco, que resulta removido completamente para $z = 0$ en las galaxias de baja masa (Fig. 5.9, panel izquierdo).
- Las RIN pasivas representan solamente $\sim 15\%$ de la actual población de satélites del cúmulo, y $\sim 30\%$ de ellas son pasivas a $z = 0$. Aún preservan una alta proporción de gas caliente, que muestra una fuerte correlación con la posición de las galaxias en el diagrama del espacio de fases. Las RIN con altas velocidades relativas y bajas distancias al centro del cúmulo logran retener su halo de gas caliente (Fig. 5.7, panel superior derecho), aún transitando un primer pasaje por el pericentro, y experimentando valores extremos de RP ($\sim 50\%$ de las RIN alcanzaron el pericentro de su órbita por primera vez). Esto sugiere que $\lesssim 2$ Gyr no son suficientes para que la RPS remueva el gas de manera eficiente y detenga la formación estelar entre el momento de caída y $z = 0$. De hecho, la f_q prácticamente no cambia entre el momento de caída y $z = 0$ (Fig. 5.6,

panel medio). Para esta población, la proporción de gas removida por RPS en halos más pequeños durante la etapa de pre-procesado resulta mayor que la removida mientras se encuentra dentro del cúmulo (Fig. 5.12, panel medio). Más aún, el pre-procesado es el responsable de remover el gas caliente de las RIN pasivas de baja masa, resultando una etapa fundamental en la evolución de esta población (Fig. 5.13, panel medio).

- Las BS pasivas representan $\sim 65\%$ de la población de pasivas en los alrededores de los cúmulos, entre $1 - 3 R_{200}$. Aunque estas galaxias experimentan al menos un pasaje por el pericentro, en promedio la población logra retener una moderada proporción de gas caliente ($f_{\text{hot}} \sim 0.4 - 0.5$), la cual no muestra una fuerte correlación con su posición en el diagrama del espacio de fases. Sin embargo, al separar las BS por su sSFR a $z = 0$, encontramos que el decrecimiento del contenido de gas caliente en aquellas que son pasivas a $z = 0$ es mucho más abrupto que para aquellas que son activas a $z = 0$ (Fig. 5.8, panel derecho), especialmente para las de baja masa. Nuevamente, la remoción del gas caliente resulta una condición fundamental para suprimir la formación estelar en BS de baja masa. Ni la distancia al pericentro ni el tiempo transcurrido dentro del cúmulo son las causas principales de la supresión de la formación estelar en las BS. Por el contrario, cobra relevancia la etapa de pre-procesado, dado que las BS pasivas a $z = 0$ experimentaron mayor remoción de gas caliente en esta etapa que las activas a $z = 0$ (Fig. 5.13, panel derecho). Un efecto análogo ocurre durante la etapa en que la galaxia se encuentra dentro del cúmulo. Concluimos que la combinación de la acción de RP durante la etapa de pre-procesado y la etapa transcurrida dentro del cúmulo genera las condiciones para que una proporción de BS pierdan su gas caliente y sean pasivas a $z = 0$.

La mayoría de las AIN se vuelven pasivas entre el primer y el segundo pasaje por el pericentro, independientemente de su contenido de masa estelar, aunque una proporción relevante de galaxias con $M_{\star} < 10^{10.5} M_{\odot}$ lo hace entre el segundo y tercer pericentro. Esta situación puede estar asociada a tiempos tempranos en la acreción de las AIN, cuando el ICM no era lo suficientemente denso como para remover el gas de las satélites. Sin embargo, dado que SAG subestima la f_{q} para galaxias con $M_{\star} < 10^{10.5} M_{\odot}$ ubicadas a $r \gtrsim 0.8 R_{200}$, cabe la posibilidad de que nuestro modelo de RPS no sea lo suficientemente fuerte como para remover el gas de las satélites de baja masa en escalas cortas de tiempo ($\sim 1.5 - 2$ Gyr), o que otros procesos, como TS, deba ser más efectivo. Para aquellas AIN que son activas al momento de caída y pasivas a $z = 0$, encontramos que se vuelven pasivas ~ 3 Gyr (~ 1 Gyr) luego del primer pasaje por el pericentro para galaxias de baja (alta) masa, aunque con una amplia dispersión alrededor de estos valores (Fig. 5.11), probablemente asociada a una gran variedad de trayectorias orbitales. Este tiempo de demora resulta más corto para galaxias BS de baja masa (~ 2 Gyr) pero similar para BS de alta masa (~ 1 Gyr).

Este trabajo contribuye al esquema general de formación y evolución de galaxias en contextos de alta densidad, en particular, aportando información sobre la evolución del contenido de gas y la tasa de formación estelar y su vínculo con la historia orbital de las galaxias. También acota las escalas de tiempo en las que el proceso de ambiente dominante en la supresión de la formación estelar, es decir la RP ejercida por el ICM, actúa sobre las componentes gaseosas de distintas poblaciones de galaxias. Nuestro modelo enfatiza la necesidad de considerar la etapa de pre-procesado, y no solamente la etapa dentro del cúmulo, en la interpretación de la evolución de las galaxias ubicadas tanto dentro de los cúmulos como en sus alrededores.

Capítulo 6

Conclusiones generales

Este trabajo de tesis tiene como objetivo general obtener una visión detallada de los procesos físicos más relevantes en el proceso de formación y evolución de galaxias. En particular, estudiamos cuales son las causas más importantes en la supresión de la formación estelar en galaxias ubicadas en ambientes de alta densidad. En este capítulo, extraemos las conclusiones generales del trabajo desarrollado, que consta de tres partes.

En la primer parte (Cap. 3), utilizamos el modelo semi-analítico de formación y evolución de galaxias GALFORM, en combinación con la simulación de N -cuerpos P-MILLENNIUM, para explorar el impacto de los procesos de transferencia radiativa del ISM y el IGM en la distribución espacial de las galaxias HAEs y LAEs alrededor de proto-cúmulos de galaxias ubicados a $2.2 \lesssim z \lesssim 6$. Definimos dos muestras de ELGs alrededor de los proto-cúmulos simulados a $z = 2.2$: la muestra FL, cuyas HAEs y LAEs tienen los mismos límites en ancho equivalente y luminosidad que en S17, y la muestra FN, cuyos criterios en luminosidad nos permiten igualar la densidad superficial de HAEs y HAEs+LAEs de S17. Encontramos una discrepancia clara con las observaciones: mientras que S17 encuentran que las HAEs+LAEs evitan las regiones densas, nuestro análisis indica que, en promedio, las HAEs+LAEs habitan las mismas regiones que las HAEs, tanto para la muestra FL como para la FN (Figs. 3.2 y 3.3). De hecho, mientras algunos proto-cúmulos muestran consistencia con la tendencia observacional, en otros se aprecia el comportamiento opuesto, como puede verse en la Fig. 3.4. Para cuantificar la disminución de HAEs o LAEs en proto-cúmulos individuales, utilizamos el test de Kolmogorov-Smirnoff (KS test) para las dos distribuciones de las Figs. 3.2 y 3.3. Resulta claro que una baja disminución de HAEs+LAEs es el escenario más frecuente (62% de los proto-cúmulos presentan disminución de HAEs+LAEs). Pero una disminución de HAEs resulta también posible, lo que lleva a una disminución de HAEs+LAEs estadísticamente despreciable cuando todos los proto-cúmulos son promediados.

Luego, exploramos el acoplamiento entre la presencia del IGM y la distribución espacial de HAEs+LAEs en ambientes de alta densidad, mediante la estimación del agrupamiento de HAEs y las HAEs+LAEs a pequeñas escalas. Comparamos el agrupamiento en modelos con y sin la inclusión de los procesos de transferencia radiativa que genera la presencia de IGM. Cuantificamos el agrupamiento como la función de correlación cruzada entre los objetos centrales y las ELGs, ξ_{cc} , y encontramos que para la muestra FL, las HAEs+LAEs resultan estar entre ~ 10 y $\sim 50\%$ menos agrupadas que las HAEs, dependiendo de la distancia al centro del cúmulo y el corrimiento al rojo considerado (ver la Fig. 3.5). En todos los casos, los resultados para el modelo con IGM es básicamente indistinguible que aquellos obtenidos para el modelo sin IGM: las restricciones en luminosidad de la muestra FL tanto en $H\alpha$ como $Ly\alpha$ generan que la mayoría de las galaxias sean clasificadas como HAEs+LAEs en el modelo

con y sin IGM, por lo que la medida de su agrupamiento resulta idéntica. Concluimos que en la muestra FL, los procesos de transferencia radiativa que ocurren dentro de las HAEs+LAEs generan un efecto de selección que favorece ciertas propiedades de las galaxias, lo que resulta en un fuerte decaimiento de la amplitud del agrupamiento respecto de la población de HAEs, principalmente a $z = 2.2$ y $z = 3.0$. Enfatizamos que el IGM no realza este efecto, ni siquiera a alto corrimiento al rojo, donde la proporción de hidrógeno neutro es considerablemente mayor que a bajo z .

En el caso de la muestra FN, se vuelve notable el impacto del IGM, ya que aparece una diferencia en el agrupamiento de HAEs+LAEs entre ambos modelos (Fig. 3.7). A $z = 2.2$ y $z = 3.0$, y para distancias $r \leq 4 h^{-1}$ cMpc, los procesos de transmisión radiativa del IGM generan que las HAEs+LAEs estén menos agrupadas que las HAEs. A partir de estos resultados, concluimos que el agrupamiento de las ELGs en ambientes densos está claramente dominada por los efectos de transferencia radiativa que tienen lugar dentro de las galaxias, mientras que la presencia de IGM (principalmente hidrógeno neutro) juega un rol secundario en la disminución del agrupamiento, incluso a alto corrimiento al rojo.

En la segunda parte (Cap. 4), exploramos la relevancia de la supresión por masa y ambiente en la actual población de galaxias satélites de grupos y cúmulos, y buscamos determinar las escalas de tiempo involucradas en el proceso de supresión de la formación estelar. Para ello, utilizamos el modelo semi-analítico SAG en combinación con la simulación de N -cuerpos MDPL2.

Estudiamos la dependencia de la fracción de galaxias pasivas a $z = 0$ (f_{qz0}) con el tiempo de primera caída (z_{infall}), y encontramos que, para un dado rango de masa estelar, f_{qz0} aumenta para satélites con mayor z_{infall} , como es esperado, ya que las galaxias que son satélites por más tiempo sufren más efectos de ambiente (ver la Fig. 4.4). La fracción f_{qz0} es más alta para masas estelares más grandes, independientemente del valor de z_{infall} . Sin embargo, la dependencia de f_{qz0} con z_{infall} resulta más pronunciada para satélites menos masivas. Por otra parte, estudiamos la fracción de satélites pasivas al momento de primera caída ($f_{q_{\text{infall}}}$) como función del momento de primera caída (Fig. 4.5). Encontramos que las galaxias de baja masa ($M_{\star} [M_{\odot}] \in [10^{9.7}, 10^{10.5}]$) no sufrieron efectos significativos de supresión por masa antes de convertirse en satélites, mientras que las galaxias de masa intermedia ($M_{\star} [M_{\odot}] \in [10^{10.5}, 10^{10.9}]$) y las de alta masa ($M_{\star} \geq 10^{10.9}$) muestran un aumento creciente de $f_{q_{\text{infall}}}$ conforme disminuye el tiempo de caída, por lo que experimentan supresión por masa mientras son centrales, proceso que aumenta su eficiencia con el crecimiento de masa. Combinando los resultados de las fracciones f_{qz0} y $f_{q_{\text{infall}}}$, arribamos a conclusiones similares a las obtenidas por W13 (ver su fig. 7): la mitad de las satélites de baja masa que eran activas al momento de caída han sido transformadas en pasivas durante su evolución hasta $z = 0$, mientras que esencialmente todas las satélites masivas que inicialmente eran activas han sido transformadas en pasivas.

Además, estudiamos el tiempo en el que se apaga la formación estelar de galaxias satélites, y su dependencia con la masa estelar y el ambiente en que residen (Fig. 4.8). La tendencia encontrada resulta similar a la mostrada por W13, con las satélites menos masivas caracterizadas por tiempos de supresión más largos ($t_q \sim 4.5$ Gyr) que para las más masivas ($t_q \sim 2$ Gyr), aunque con una gran dispersión en ambos casos, y mostrando una casi nula dependencia con la masa de halo.

Con el requerimiento de reproducir correctamente la distribución de sSFR, W13 propone un escenario de supresión de la formación estelar en galaxias satélites, que denomina como ‘demorado-luego-rápido’. En este escenario, la SFR de una galaxia activa que es acretada disminuye lentamente durante un determinado tiempo de demora $t_{q,\text{delay}} \sim 2 - 4$ Gyr, y luego la supresión ocurre rápidamente (con una caída exponencial de la SFR), en un tiempo

característico de $\tau_{Q,\text{fade}} \sim 0.2 - 0.8$ Gyr según la masa estelar. La comparación de la evolución de la sSFR en satélites y centrales en nuestro modelo (Fig. 4.6), nos permite concluir que el gradiente de la sSFR con el corrimiento al rojo está en consistencia con un modelo de dos etapas para la evolución de la sSFR en satélites. A partir de esto, buscamos determinar qué mecanismos físicos están actuando en cada etapa, y qué criterio nos permite separar temporalmente cada etapa. Encontramos que la transición que experimenta la eficiencia del enfriamiento del gas puede definir el comienzo de la segunda etapa, en la cual la SFR de las satélites decae abruptamente respecto de las centrales, debido a que el disco de gas frío ya no es alimentado por el gas caliente que se enfría. Para identificar los mecanismos físicos que intervienen en cada una de las fases del decaimiento de la SFR, analizamos el contenido de masa de gas caliente (f_{hot}) en diferentes momentos de la vida de las satélites (Fig. 4.11). Encontramos que al momento de caída, $f_{\text{hot}} \sim 0.8 - 0.9$ para toda masa estelar. Cuando las satélites masivas se vuelven pasivas, esta fracción se mantiene igualmente alta, mientras que para las satélites de baja masa, la mediana de la fracción resulta más baja ($f_{\text{hot}} \sim 0.5$). Encontramos que solo $\sim 15\%$ y $\sim 5\%$ por ciento de las satélites con masas $M_{\star} \sim 10^{10} M_{\odot}$ y $M_{\star} \sim 10^{11} M_{\odot}$, respectivamente, detienen su formación estelar luego de que su gas caliente se reduce a menos del 10% de la masa bariónica total. Sin embargo, destacamos que estas fracciones son calculadas considerando todas las satélites que caen como activas a cualquier halo, independientemente de su masa; por lo tanto, estos valores tienen un sesgo a representar el comportamiento de los ambientes de menor masa, que son los más numerosos.

Dado que la eficiencia del enfriamiento del gas juega un rol central en la supresión de la SFR, definimos el tiempo de la etapa de decaimiento $t_{q,\text{fade}}$, como el tiempo transcurrido desde que la tasa de enfriamiento se reduce a la mitad del valor que tenía al momento de caída, y hasta que la satélite se convierte en pasiva. Encontramos que $t_{q,\text{fade}} \sim 1$ Gyr, independiente de la masa estelar. Este tiempo es más corto que el tiempo de demora $t_{q,\text{delay}}$ para satélites de baja masa, y del mismo orden de magnitud que $t_{q,\text{delay}}$ para las de alta masa. Por lo tanto, considerando el criterio para separar ambas fases asociado a la tasa de enfriamiento, encontramos que la denominación ‘demorado-luego-rápido’ propuesto por W13 no resulta representativo de la historia de formación estelar de galaxias satélites masivas en nuestro modelo. Por lo tanto, preferimos utilizar un término más inclusivo: *demorado-luego-atenuado*, que describe todas las posibles situaciones.

En la última parte del trabajo (Cap. 5), realizamos un estudio de las causas de supresión de la formación estelar en distintas poblaciones de galaxias localizadas dentro y en los alrededores de cúmulos de galaxias. Más precisamente, exploramos la conexión entre las propiedades de las galaxias y su evolución orbital en regiones que contienen los cúmulos de galaxias más masivos del Universo y su entorno.

Por un lado, separamos el espacio en dos regiones bien delimitadas, en donde tienen lugar distintos procesos físicos: la región interna y la región externa del cúmulo. Estas regiones están pobladas por galaxias con historias orbitales y evolutivas muy diversas. Separamos a las galaxias que actualmente se encuentran dentro de R_{200} del cúmulo en dos poblaciones, las AIN y las RIN, según su momento de caída al cúmulo. Las galaxias que actualmente están en los alrededores pueden haber estado dentro del cúmulo en algún momento de su evolución, y ahora se encuentran fuera; estas galaxias conforman nuestra muestra BS. Las AIN representan $\sim 73\%$ de la población actual de satélites, mientras que el restante $\sim 27\%$ corresponde a galaxias RIN. Las BS constituyen $\sim 48\%$ de las galaxias entre $1 - 3 R_{200}$.

La evolución de la fracción de pasivas, f_q , para estas poblaciones (Fig. 5.6) muestra un gran aumento de f_q entre el momento de caída al progenitor principal del cúmulo y $z = 0$, especialmente para AIN de baja masa. En contraste, la f_q de las AIN de alta masa presenta

una evolución más moderada ya que esta población tiene mayor proporción de galaxias pasivas al momento de caída, debido a los efectos seculares que actúan sobre ella (en consistencia con lo analizado en el Cap. 4 para la población de galaxias satélites en general). Por otro lado, la evolución de f_q entre el momento de caída y $z = 0$ para las RIN es prácticamente inexistente, independiente de su masa, mostrando que 2 Gyr no es un período de tiempo suficiente para que los efectos de ambiente alteren la actividad de formación estelar de la población de satélites, incluso en ambientes de alta densidad. A partir de estos resultados, nuestro modelo revela que la población de galaxias pasivas dentro de los cúmulos está dominada por galaxias acretadas hace más de 2, Gyr, una escala de tiempo necesaria para que los efectos de ambiente supriman la formación estelar de las satélites. La evolución de f_q en las BS es en general moderada, alcanzando valores de $f_q \gtrsim 0.5$ a $z = 0$. Destacamos que el 85% de las BS pasivas a $z = 0$ detiene su formación estelar luego de haber experimentado el pasaje por el pericentro; entre ellas, es notable el hecho de que el 65% se vuelve pasiva luego de salir del cúmulo, fuera de R_{200} , lo cual significa que, si bien los efectos de ambiente del cúmulo no logran suprimir la formación de estrellas en escalas de tiempo cortas, genera las condiciones para que esto ocurra una vez que las BS se encuentran en los alrededores del cúmulo.

Para entender la evolución de la formación estelar en términos de los procesos físicos que afectan a las galaxias, estudiamos el vínculo entre el contenido de gas y su evolución para las diferentes poblaciones de galaxias. Encontramos que el contenido de gas sigue una correlación con la posición en el diagrama del espacio de fases, especialmente para las galaxias ubicadas a $r \lesssim 1.5 R_{200}$ (Fig. 5.7). Además, nuestro modelo predice que las galaxias tienden a mantener su halo de gas caliente luego de ingresar al cúmulo, principalmente aquellas que ingresaron recientemente y alcanzan las regiones internas a altas velocidades. Por su parte, las AIN prácticamente no pueden retener su gas caliente a $z = 0$. Las galaxias localizadas fuera de R_{200} pueden ser BS o galaxias vecinas. Las BS tienden a conservar una moderada cantidad de gas caliente ($0.4 < f_{\text{hot}} < 0.6$), que no sigue una correlación muy fuerte con la posición en el espacio de fases. Esto nos permite concluir que tanto la posición en el espacio de fases como el período de tiempo transcurrido dentro del cúmulo tienen una relevancia fundamental en la remoción del halo de gas caliente por la acción de la RP.

Con el objetivo de explorar el impacto de la RPS sobre el contenido de gas caliente y los tiempos involucrados, estudiamos la evolución de la fracción de gas caliente (f_{hot}). Separamos a nuestras poblaciones en activas y pasivas a $z = 0$, y encontramos una clara consistencia entre la disminución del contenido de gas caliente y el aumento de la fracción de pasivas, especialmente para las galaxias AIN y BS de baja masa (Fig. 5.8), indicando la importancia de los efectos de ambiente que tienen lugar dentro del cúmulo. En las RIN pasivas, por su parte, la evolución de f_{hot} en ellas es inexistente, pero muestran un bajo o nulo contenido de gas caliente al momento de ser acretadas, lo cual sugiere que la acción de los procesos físicos que tienen lugar antes de la acreción resultan relevantes en esta población. Este análisis nos permite concluir que las galaxias de baja masa pierden su gas caliente como resultado de la RPS, el ciclo de gas resulta interrumpido y el reservorio de gas frío resulta consumido por formación estelar o eyectado por retroalimentación por SN, o incluso removido por RPS en el caso de las AIN. Esto prueba que la ausencia de gas caliente en las galaxias de baja masa es una condición necesaria para que la formación estelar se detenga.

En este trabajo analizamos también la relevancia del pre-procesado en la supresión de la formación estelar. Para diferenciar la acción de la RP, definimos dos etapas en la evolución de las satélites: la etapa de pre-procesado (etapa PP) y la etapa que transcurre dentro del cúmulo (etapa CL). Cuantificamos el impacto de la RPS sobre la etapa PP y CL mediante la estimación la fracción de gas caliente removido por RPS en cada etapa, f_{RPS} . Encontramos que las AIN que sufren pre-procesado pierden relativamente poco gas durante esta etapa,

mientras tanto las que experimentan pre-procesado como las que no lo hacen pierden casi por completo su gas caliente durante la etapa CL (Fig. 5.12). Por su parte, la población de BS que experimentan pre-procesado pierde $\sim 25\%$ de su gas caliente durante la etapa PP, y una vez que entran al cúmulo pierden $\sim 50\%$ de su gas, independientemente de la masa estelar. Esto resulta consistente con el hecho de que, estadísticamente, las BS a $z = 0$ tienen cantidades moderadas de gas caliente. Para estudiar de qué manera la RPS determina la actividad de formación estelar de las galaxias a $z = 0$ en nuestras poblaciones, computamos la fracción f_{RPS} para las AIN, RIN y BS para las diferentes etapas mencionadas, pero separando las galaxias en activas y pasivas a $z = 0$. Encontramos que la etapa PP resulta irrelevante en el estado final de la formación estelar de las AIN, dado que tanto las AIN pasivas como activas pierden bajas cantidades de gas caliente (Fig. 5.13). Sin embargo, la RPS sobre la etapa PP resulta responsable de la supresión de la formación estelar en las RIN de baja masa, ya que remueve por completo su contenido de gas caliente; es probable, también, que la acción de la retroalimentación por AGN sea la causa principal de dicha supresión en las pasivas de alta masa previo a la caída al cúmulo. Para la población de BS, encontramos que las activas pierden menos de $\sim 10\%$ durante la etapa PP y pierden $\sim 40\%$ de su gas caliente durante la etapa CL, independientemente de su masa estelar. Como es esperable, la acción moderada de la RP en las etapas PP y CL es consistente con la proporción de BS pasivas a $z = 0$.

Este simple análisis de la acción de la RP en diferentes poblaciones durante las etapas PP y CL nos permite conectar naturalmente las propiedades de las galaxias con los procesos físicos que las afectan durante distintas etapas de su evolución, y nos permite explicar la actividad de formación estelar de galaxias ubicadas dentro y alrededor de cúmulos de galaxias. En especial, nuestro análisis muestra que los efectos de ambiente que tienen lugar en halos más pequeños previo a ingresar al cúmulo no está debidamente capturado por la fracción de pasivas al momento de caída, y un estudio de la evolución del contenido de gas en las diferentes etapas a lo largo de la evolución orbital de las galaxias es clave para la correcta interpretación de las fracciones de galaxias pasivas.

Por último, estudiamos la importancia del primer pasaje por el pericentro en la evolución de las AIN. A partir del análisis de la fracción de AIN que son activas al momento de caída y son pasivas a $z = 0$ (f_{AIN}) como función de la cantidad de pasajes por el pericentro que experimentan antes de volverse pasivas, encontramos que la mayoría de las AIN se vuelven pasivas entre el primer y el segundo pasaje por el pericentro, indicando la importancia de este suceso (Fig. 5.10). Sin embargo, una fracción no despreciable de AIN se vuelve pasiva entre el segundo y el tercer pasaje, particularmente para las menos masivas. Al explorar la dependencia con la masa estelar del tiempo transcurrido entre el primer pasaje por el pericentro y el momento en que una galaxia se vuelve pasiva (ΔT_{delay}), tanto para las AIN como para las BS (Fig. 5.11), encontramos que ΔT_{delay} decrece con la masa estelar, aunque mostrando una amplia dispersión. Mientras que a altas masas tanto las AIN como las BS se vuelven pasivas entre $0.6 - 1.6$ Gyr después del pasaje por el pericentro, las BS de baja masa tienen $\Delta T_{\text{delay}} \sim 2$ Gyr, entre $\sim 0.4 - 1$ Gyr más bajo que las AIN. Estos tiempos se encuentran en tensión con estimaciones realizadas por otros trabajos, en tanto encuentran valores más cortos ($\Delta T_{\text{delay}} < 1$ Gyr) o más largos ($\Delta T_{\text{delay}} \gtrsim 5$ Gyr). En nuestro modelo, el pasaje por el pericentro resulta relevante en la evolución posterior de la actividad de formación estelar de las satélites y las propiedades relacionadas, aunque su influencia no es extremadamente determinante.

Este trabajo de tesis contribuye al esquema general de formación y evolución de galaxias en el contexto de ambientes de alta densidad. Mediante simulaciones numéricas de formación y evolución de galaxias, analizamos la distribución espacial de galaxias en las etapas tem-

pranas de formación de los cúmulos de galaxias, estudiamos los procesos físicos responsables de la supresión de la formación estelar de galaxias satélites de diferente masa ubicadas en grupos y cúmulos, y exploramos la conexión entre la supresión de la formación estelar y la historia orbital de las galaxias que se ubican dentro y alrededor de los cúmulos más masivos del Universo. Según nuestro análisis, en las etapas tempranas de formación de los cúmulos, las galaxias que forman estrellas activamente y presentan líneas en emisión, como HAEs y LAEs, habitan regiones de similar densidad. Más aún, los efectos de selección de HAEs y LAEs, y el consecuente impacto sobre su agrupamiento, se debe principalmente a efectos de transferencia radiativa que tienen lugar en el ISM dentro de las galaxias, y resultan secundarios los efectos de transferencia radiativa que tienen lugar en el IGM, que abarca al proto-cúmulo y sus alrededores. Sin embargo, en el Universo local, el ICM tiene un rol determinante en la evolución de las propiedades de las galaxias. Encontramos que la acción de RP que tiene lugar en la etapa de pre-procesado en halos de masa $M_{200} \sim 10^{12.5} - 10^{14} M_{\odot}$ resulta fundamental en la evolución de las galaxias de satélites de baja masa, dado que determina tanto su contenido de gas caliente al momento de caer a un cúmulo como su posterior actividad de formación estelar. Luego, la RP actúa sobre las satélites en los cúmulos en escalas de tiempo mayor que ~ 2 Gyr, removiendo el gas caliente y suprimiendo la formación estelar; en casos extremos, puede incluso remover el gas frío del disco. En términos generales, las satélites de baja masa se vuelven pasivas luego de ~ 5 Gyr de la primera caída, pero sólo ~ 3 Gyr luego de pasar por el primer pericentro de su órbita. Estas dos etapas también permiten explicar la población de satélites pasivas dentro de los cúmulos, y, a grandes rasgos, la población de galaxias pasivas en los alrededores de los cúmulos, conformada por galaxias vecinas y galaxias backsplash. Por su parte, la mayoría de las galaxias de alta masa ya son pasivas al momento de caer a un cúmulo, debido a que su actividad de formación estelar se ve afectada principalmente por el proceso de retroalimentación por AGN, que detiene el enfriamiento del gas que alimenta al disco y permite que estas galaxias retengan una alta proporción de gas caliente. El RPS es un efecto secundario en la supresión de la formación estelar de estas galaxias. La combinación de ambos procesos genera tiempos de supresión de la formación estelar de ~ 2 Gyr luego de la primera caída, y de tan sólo ~ 1 Gyr luego del pasaje por el pericentro de la órbita. Nuestro modelo enfatiza la necesidad de considerar la etapa de pre-procesado, y no solamente la etapa dentro del cúmulo, en la interpretación de la evolución de las galaxias ubicadas tanto dentro de los cúmulos como en sus alrededores, lo cual debe ser tenido en cuenta al momento de interpretar resultados observacionales de distinto tipo de propiedades asociadas a la historia de formación estelar.

6.1. Trabajo a futuro

Como se ha mostrado en esta tesis, la combinación de escalas espaciales y los procesos físicos involucrados hacen de los cúmulos de galaxias objetos muy complejos en los que es necesario estudiar tanto la componente estelar, concentrada en las galaxias que los conforman, como el ICM, que se interrelaciona con la formación estelar por diversos mecanismos. Mediante modelos semi-analíticos, hemos estudiado y determinado el rol fundamental que tiene el ICM en la transformación de las propiedades de las galaxias satélites, en particular, de la supresión de la formación estelar. Sin embargo, no hemos estudiado específicamente la evolución de las propiedades del ICM.

El ICM está afectado por fenómenos de choques de gas y aceleración de partículas que elevan su temperatura hasta $10^7 - 10^8$ K, produciendo una alta emisión de rayos X. Las observaciones en rayos X del ICM revelan que el gas del núcleo de ciertos cúmulos tiene tiempos de enfriamiento mucho menores al tiempo de Hubble, tienen temperaturas centrales de tan solo un tercio de la temperatura virial del ICM, y estarían asociados a morfologías más relajadas. Se conoce a estos sistemas como CC (por *cool-cores*, en inglés, núcleos fríos), y su origen no está del todo claro. Existen diversos criterios de clasificación de los cúmulos de galaxias CC, basados en la densidad de electrones, el tiempo de enfriamiento del gas, el exceso de entropía y/o la concentración de la emisión en rayos X. Todos ellos están asociados a la región central del cúmulo ($\lesssim 0.015 r_{500}$, donde r_{500} es el radio al cual la densidad de materia es 500 veces la densidad crítica del Universo, y representa una manera usual de definir el tamaño de un cúmulo). En los últimos años, gracias al surgimiento de simulaciones hidrodinámicas que combinan una alta resolución y tamaño cosmológico (Vogelsberger et al., 2014; Genel et al., 2014; Bahé et al., 2017; Cui et al., 2018; Nelson et al., 2018), fue posible estudiar muestras de cúmulos simulados con el detalle suficiente para resolver las regiones centrales. El origen del estado termodinámico de las regiones centrales de cúmulos de galaxias es un campo de estudio activo, en el que quedan diversos interrogantes abiertos, como determinar cuáles son los procesos físicos más importantes en el cambio de estado termodinámico del gas, si este cambio depende de la masa del cúmulo o del agujero negro ubicado en la parte central del cúmulo, cuáles son las propiedades que mejor describen esta transición, y cuáles son las escalas de tiempo involucradas.

Por otro lado, en este trabajo de tesis se ha mostrado también que la interacción entre el ambiente y las galaxias satélites depende tanto de la masa del cúmulo como de la masa estelar de las galaxias. Las satélites de baja masa ($M_\star < 10^{10} M_\odot$) pierden su contenido de gas y, por lo tanto, su capacidad de formar estrellas, principalmente debido a la RPS, y en menor medida debido a la retroalimentación por explosiones de SN. En cambio, en las galaxias de alta masa ($M_\star > 10^{10.5} M_\odot$) la retroalimentación por AGN disminuye o detiene el enfriamiento del gas caliente y, consecuentemente, interrumpe el ciclo de gas que concluye en la formación de estrellas. Sin embargo, existe en la literatura una discusión acerca de cuál es la masa característica a partir de la cual el AGN cobra relevancia. Algunos autores encuentran este límite en $M_\star \sim 10^{10.5} M_\odot$ (Peng et al., 2010b), aunque estas galaxias más masivas aún pueden sufrir efectos de ambiente (Yun et al., 2019). En el futuro, estudiaremos los procesos físicos en galaxias con masas entre $10^{10} \leq M_\star/M_\odot \leq 10^{11}$, con el objetivo de estudiar el impacto de la retroalimentación por AGN sobre el contenido y destino del gas en galaxias satélites, y cuantificar la remoción de gas que sufren las satélites debido a los procesos de ambiente, y la posterior incorporación del gas al ICM.

Para llevar adelante este trabajo, se utilizarán las simulaciones hidrodinámicas de formación y evolución de galaxias Illustris-TNG300 e Illustris-TNG100¹ (Nelson et al., 2018;

¹<https://www.tng-project.org/>.

Pillepich et al., 2018). Estas simulaciones abarcan un volumen cosmológico de 300 y 100 Mpc de lado, respectivamente; poseen una resolución de masa de materia oscura de $m_{\text{DM}} = 5.9 \times 10^7 M_{\odot}$ y $m_{\text{DM}} = 7.5 \times 10^6 M_{\odot}$ y poseen una resolución de partículas de gas/estrellas de $m_{\star} = 1.1 \times 10^7 M_{\odot}$ y $m_{\star} = 1.4 \times 10^6 M_{\odot}$, respectivamente. Ambas simulaciones proveen una amplia muestra de cúmulos de galaxias en un contexto cosmológico con una alta resolución. En ellas existen ~ 280 y ~ 20 cúmulos de más de $M_{200} = 10^{14} M_{\odot}$ para las TNG300 y TNG100, respectivamente. Las simulaciones hidrodinámicas ILLUSTRIS-TNG constituyen una herramienta de vanguardia para el estudio detallado de procesos físicos involucrados en la evolución del gas y las galaxias.

Bibliografía

- Abadi M. G., Moore B., Bower R. G., 1999, [MNRAS](#), **308**, 947
- Abazajian K. N., Adelman-McCarthy J. K., Agüeros M. A., Allam S. S., Allende Prieto C., An D., Anderson K. S. J., 2009, [ApJS](#), **182**, 543
- Adams S. M., Martini P., Croxall K. V., Overzier R. A., Silverman J. D., 2015, [MNRAS](#), **448**, 1335
- Adhikari S., et al., 2021, [ApJ](#), **923**, 37
- Armillotta L., Fraternali F., Marinacci F., 2016, [MNRAS](#), **462**, 4157
- Arthur J., et al., 2019, [MNRAS](#), **484**, 3968
- Ayromlou M., Nelson D., Yates R. M., Kauffmann G., White S. D. M., 2019, [MNRAS](#), **487**, 4313
- Ayromlou M., Kauffmann G., Yates R. M., Nelson D., White S. D. M., 2021, [MNRAS](#), **505**, 492
- Bahé Y. M., McCarthy I. G., 2015, [MNRAS](#), **447**, 969
- Bahé Y. M., McCarthy I. G., Balogh M. L., Font A. S., 2013, [MNRAS](#), **430**, 3017
- Bahé Y. M., et al., 2017, [MNRAS](#), **470**, 4186
- Baldry I. K., Glazebrook K., Brinkmann J., Ivezić Ž., Lupton R. H., Nichol R. C., Szalay A. S., 2004, [ApJ](#), **600**, 681
- Baldry I. K., Balogh M. L., Bower R. G., Glazebrook K., Nichol R. C., Bamford S. P., Budavari T., 2006, [MNRAS](#), **373**, 469
- Balogh M. L., Morris S. L., Yee H. K. C., Carlberg R. G., Ellingson E., 1999, [ApJ](#), **527**, 54
- Balogh M. L., Navarro J. F., Morris S. L., 2000, [ApJ](#), **540**, 113
- Balogh M. L., et al., 2016, [MNRAS](#), **456**, 4364
- Barnes J., Hut P., 1986, [Nature](#), **324**, 446
- Baugh C. M., 2006, [Reports on Progress in Physics](#), **69**, 3101
- Baugh C. M., et al., 2019, [MNRAS](#), **483**, 4922
- Beckmann R. S., et al., 2017, [MNRAS](#), **472**, 949
- Behroozi P. S., Wechsler R. H., Wu H.-Y., 2013a, [ApJ](#), **762**, 109

BIBLIOGRAFÍA

- Behroozi P. S., Wechsler R. H., Wu H.-Y., Busha M. T., Klypin A. A., Primack J. R., 2013b, *ApJ*, **763**, 18
- Behroozi P. S., Wechsler R. H., Conroy C., 2013c, *ApJ*, **770**, 57
- Behroozi P. S., Wechsler R. H., Lu Y., Hahn O., Busha M. T., Klypin A., Primack J. R., 2014, *ApJ*, **787**, 156
- Benavides J. A., Sales L. V., Abadi M. G., 2020, *MNRAS*, **498**, 3852
- Benavides J. A., et al., 2021, *Nature Astronomy*, **5**, 1255
- Benitez N., et al., 2014, arXiv e-prints, p. [arXiv:1403.5237](https://arxiv.org/abs/1403.5237)
- Bernardi M., Meert A., Sheth R. K., Fischer J.-L., Huertas-Company M., Maraston C., Shankar F., Vikram V., 2017, *MNRAS*,
- Binney J., Tremaine S., 2008, *Galactic Dynamics: Second Edition*
- Blandford R. D., Payne D. G., 1982, *MNRAS*, **199**, 883
- Blandford R. D., Znajek R. L., 1977, *MNRAS*, **179**, 433
- Bluck A. F. L., Maiolino R., Sánchez S. F., Ellison S. L., Thorp M. D., Piotrowska J. M., Teimoorinia H., Bundy K. A., 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*
- Boselli A., Gavazzi G., 2006, *PASP*, **118**, 517
- Boselli A., Cortese L., Boquien M., Boissier S., Catinella B., Lagos C., Saintonge A., 2014a, *A&A*, **564**, A66
- Boselli A., Cortese L., Boquien M., Boissier S., Catinella B., Lagos C., Saintonge A., 2014b, *A&A*, **564**, A66
- Boselli A., et al., 2016, *A&A*, **596**, A11
- Boselli A., et al., 2018, *A&A*, **620**, A164
- Boselli A., Fossati M., Sun M., 2021, arXiv e-prints, p. [arXiv:2109.13614](https://arxiv.org/abs/2109.13614)
- Boylan-Kolchin M., Springel V., White S. D. M., Jenkins A., Lemson G., 2009, *MNRAS*, **398**, 1150
- Brinchmann J., Ellis R. S., 2000, *ApJ*, **536**, L77
- Brüggen M., De Lucia G., 2008, *MNRAS*, **383**, 1336
- Bryan G. L., Norman M. L., 1998, *ApJ*, **495**, 80
- Calzetti D., 2013, *Star Formation Rate Indicators*. p. 419
- Cameron E., 2011, *PASA*, **28**, 128
- Cantalupo S., 2017, in Fox A., Davé R., eds, *Astrophysics and Space Science Library Vol. 430, Gas Accretion onto Galaxies*. p. 195 ([arXiv:1612.00491](https://arxiv.org/abs/1612.00491)), [doi:10.1007/978-3-319-52512-9_9](https://doi.org/10.1007/978-3-319-52512-9_9)
- Catinella B., et al., 2013, *MNRAS*, **436**, 34

- Cattaneo A., Dekel A., Faber S. M., Guiderdoni B., 2008, *MNRAS*, **389**, 567
- Chabrier G., 2003, *PASP*, **115**, 763
- Chan T. K., Kereš D., Wetzel A., Hopkins P. F., Faucher-Giguère C.-A., El-Badry K., Garrison-Kimmel S., Boylan-Kolchin M., 2018, *MNRAS*, **478**, 906
- Chandrasekhar S., 1943, *ApJ*, **97**, 255
- Chang C., et al., 2018, *ApJ*, **864**, 83
- Chen Y.-M., et al., 2012, *MNRAS*, **421**, 314
- Chiang Y.-K., Overzier R., Gebhardt K., 2013, *ApJ*, **779**, 127
- Christensen L. L., Shida R. Y., de Martin D., 2009, Cosmic Collisions: The Hubble Atlas of Merging Galaxies
- Chung A., van Gorkom J. H., Kenney J. D. P., Crowl H., Vollmer B., 2009, *AJ*, **138**, 1741
- Cochrane R. K., Best P. N., 2018, *MNRAS*, **480**, 864
- Cohen S. A., Hickox R. C., Wegner G. A., Einasto M., Vennik J., 2014, *ApJ*, **783**, 136
- Cole S., Lacey C. G., Baugh C. M., Frenk C. S., 2000, *MNRAS*, **319**, 168
- Collacchioni F., Cora S. A., Lagos C. D. P., Vega-Martínez C. A., 2018, *MNRAS*, **481**, 954
- Cooray A., 2005, *MNRAS*, **363**, 337
- Cora S. A., 2006, *MNRAS*, **368**, 1540
- Cora S. A., et al., 2018, *MNRAS*, **479**, 2
- Cora S. A., Hough T., Vega-Martínez C. A., Orsi Á. A., 2019, *MNRAS*, **483**, 1686
- Cortese L., et al., 2007, *MNRAS*, **376**, 157
- Cowie L. L., Songaila A., 1977, *Nature*, **266**, 501
- Cowie L. L., Songaila A., Hu E. M., Cohen J. G., 1996, *AJ*, **112**, 839
- Croton D. J., Springel V., White S. D. M., et al. 2006, *MNRAS*, **365**, 11
- Croton D. J., et al., 2016a, *ApJS*, **222**, 22
- Croton D. J., et al., 2016b, *ApJS*, **222**, 22
- Cui W., et al., 2018, *MNRAS*, **480**, 2898
- Darvish B., Mobasher B., Sobral D., Scoville N., Aragon-Calvo M., 2015, *ApJ*, **805**, 121
- Darvish B., Mobasher B., Sobral D., Rettura A., Scoville N., Faisst A., Capak P., 2016, *ApJ*, **825**, 113
- Davé R., Rafieferantsoa M. H., Thompson R. J., 2017, *MNRAS*, **471**, 1671
- Davies L. J. M., et al., 2019, *MNRAS*, **483**, 5444

BIBLIOGRAFÍA

- Davis M., Efstathiou G., Frenk C. S., White S. D. M., 1985, *ApJ*, **292**, 371
- De Lucia G., Weinmann S., Poggianti B. M., Aragón-Salamanca A., Zaritsky D., 2012, *MNRAS*, **423**, 1277
- Di Cintio A., Mostoghiu R., Knebe A., Navarro J. F., 2021, *MNRAS*, **506**, 531
- Diemer B., 2021, *ApJ*, **909**, 112
- Diemer B., Kravtsov A. V., 2014, *ApJ*, **789**, 1
- Dijkstra M., 2014, *Publications of the Astronomical Society of Australia*, **31**, e040
- Dijkstra M., 2017, arXiv e-prints, p. [arXiv:1704.03416](https://arxiv.org/abs/1704.03416)
- Donnari M., et al., 2021a, *MNRAS*, **500**, 4004
- Donnari M., Pillepich A., Nelson D., Marinacci F., Vogelsberger M., Hernquist L., 2021b, *MNRAS*, **506**, 4760
- Dressler A., 1980, *ApJ*, **236**, 351
- Dressler A., Oemler Augustus J., Poggianti B. M., Gladders M. D., Abramson L., Vulcani B., 2013, *ApJ*, **770**, 62
- Ebeling H., Stephenson L. N., Edge A. C., 2014, *ApJ*, **781**, L40
- Efstathiou G., Lake G., Negroponte J., 1982, *MNRAS*, **199**, 1069
- Elmegreen B. G., 1994, *ApJ*, **425**, L73
- Fabello S., Kauffmann G., Catinella B., Li C., Giovanelli R., Haynes M. P., 2012, *MNRAS*, **427**, 2841
- Fabian A. C., 2012, *ARA&A*, **50**, 455
- Fanidakis N., Baugh C. M., Benson A. J., Bower R. G., Cole S., Done C., Frenk C. S., 2011, *MNRAS*, **410**, 53
- Fanidakis N., et al., 2012, *MNRAS*, **419**, 2797
- Feldmann R., Carollo C. M., Mayer L., 2011, *ApJ*, **736**, 88
- Fillingham S. P., Cooper M. C., Pace A. B., Boylan-Kolchin M., Bullock J. S., Garrison-Kimmel S., Wheeler C., 2016, *MNRAS*, **463**, 1916
- Florez J., et al., 2021, *MNRAS*, **508**, 762
- Foltz R., et al., 2018, *ApJ*, **866**, 136
- Font A. S., Bower R. G., McCarthy I. G., et al. 2008, *MNRAS*, **389**, 1619
- Fossati M., et al., 2017, *ApJ*, **835**, 153
- Foster A. R., Ji L., Smith R. K., Brickhouse N. S., 2012, *ApJ*, **756**, 128
- Franchetto A., et al., 2021, arXiv e-prints, p. [arXiv:2111.04755](https://arxiv.org/abs/2111.04755)
- Fujita Y., 2004, *PASJ*, **56**, 29

- Fujita Y., Nagashima M., 1999, *ApJ*, **516**, 619
- Gabor J. M., Davé R., 2015, *MNRAS*, **447**, 374
- Gan J., Kang X., van den Bosch F. C., Hou J., 2010, *MNRAS*, **408**, 2201
- Gargiulo I. D., et al., 2015, *MNRAS*, **446**, 3820
- Gavazzi G., Fumagalli M., Fossati M., Galardo V., Grossetti F., Boselli A., Giovanelli R., Haynes M. P., 2013, *A&A*, **553**, A89
- Genel S., et al., 2014, *MNRAS*, **445**, 175
- Gill S. P. D., Knebe A., Gibson B. K., 2005, *MNRAS*, **356**, 1327
- Girardi M., Biviano A., Giuricin G., Mardirossian F., Mezzetti M., 1993, *ApJ*, **404**, 38
- Gonzalez-Perez V., Lacey C. G., Baugh C. M., Lagos C. D. P., Helly J., Campbell D. J. R., Mitchell P. D., 2014, *MNRAS*, **439**, 264
- Gonzalez-Perez V., et al., 2020, arXiv e-prints, p. [arXiv:2001.06560](https://arxiv.org/abs/2001.06560)
- Grupponi C., et al., 2015, *MNRAS*, **451**, 3419
- Guaita L., et al., 2011, *ApJ*, **733**, 114
- Guglielmo V., Poggianti B. M., Moretti A., Fritz J., Calvi R., Vulcani B., Fasano G., Pacagnella A., 2015, *MNRAS*, **450**, 2749
- Gunn J. E., Gott J. R. I., 1972, *ApJ*, **176**, 1
- Guo Q., White S., Boylan-Kolchin M., et al. 2011, *MNRAS*, **413**, 101
- Guo Q., et al., 2016, *MNRAS*, **461**, 3457
- Gurung-López S., Orsi A. A., Bonoli S., Padilla N., Lacey C. G., Baugh C. M., 2019a, arXiv e-prints, p. [arXiv:1904.04274](https://arxiv.org/abs/1904.04274)
- Gurung-López S., Orsi Á. A., Bonoli S., Baugh C. M., Lacey C. G., 2019b, *MNRAS*, **486**, 1882
- Gurung-López S., Orsi Á. A., Bonoli S., Padilla N., Lacey C. G., Baugh C. M., 2020, *MNRAS*, **491**, 3266
- Haggar R., Gray M. E., Pearce F. R., Knebe A., Cui W., Mostoghiu R., Yepes G., 2020, *MNRAS*, **492**, 6074
- Hahn C., Tinker J. L., Wetzel A., 2017, *ApJ*, **841**, 6
- Haines C. P., et al., 2015, *ApJ*, **806**, 101
- Haines C. P., et al., 2018, *MNRAS*, **477**, 4931
- Hashimoto Y., Funato Y., Makino J., 2003, *ApJ*, **582**, 196
- Hatch N. A., Kurk J. D., Pentericci L., Venemans B. P., Kuiper E., Miley G. K., Röttgering H. J. A., 2011, *MNRAS*, **415**, 2993

BIBLIOGRAFÍA

- Hayashi M., Kodama T., ichi Tadaki K., Koyama Y., Tanaka I., 2012, [The Astrophysical Journal](#), 757, 15
- Hayashi M., Kodama T., Tanaka I., Shimakawa R., Koyama Y., Tadaki K.-i., Suzuki T. L., Yamamoto M., 2016, [ApJ](#), 826, L28
- Hayes M., et al., 2010, [Nature](#), 464, 562
- Hayes M., Schaerer D., Östlin G., Mas-Hesse J. M., Atek H., Kunth D., 2011, [ApJ](#), 730, 8
- Heckman T. M., Best P. N., 2014, [ARA&A](#), 52, 589
- Henriques B. M. B., White S. D. M., Thomas P. A., Angulo R. E., Guo Q., Lemson G., Springel V., 2013, [MNRAS](#), 431, 3373
- Henriques B. M. B., White S. D. M., Thomas P. A., Angulo R., Guo Q., Lemson G., Springel V., Overzier R., 2015a, [MNRAS](#), 451, 2663
- Henriques B. M. B., White S. D. M., Thomas P. A., Angulo R., Guo Q., Lemson G., Springel V., Overzier R., 2015b, [MNRAS](#), 451, 2663
- Henriques B. M. B., White S. D. M., Thomas P. A., Angulo R. E., Guo Q., Lemson G., Wang W., 2017, [MNRAS](#), 469, 2626
- Henriques B., White S., Lilly S., Bell E., Bluck A., Terrazas B., 2018, preprint, ([arXiv:1809.01154](#))
- Henriques B. M. B., White S. D. M., Lilly S. J., Bell E. F., Bluck A. F. L., Terrazas B. A., 2019, [MNRAS](#), 485, 3446
- Hernquist L., 1990, [ApJ](#), 356, 359
- Hill G. J., et al., 2008, The Hobby-Eberly Telescope Dark Energy Experiment (HETDEX): Description and Early Pilot Survey Results. p. 115
- Hirschmann M., De Lucia G., Fontanot F., 2016, [MNRAS](#), 461, 1760
- Hockney R. W., Eastwood J. W., 1988, Computer simulation using particles
- Hopkins P. F., Hernquist L., Cox T. J., Kereš D., 2008, [ApJS](#), 175, 356
- Hopkins P. F., Kereš D., Oñorbe J., Faucher-Giguère C.-A., Quataert E., Murray N., Bullock J. S., 2014, [MNRAS](#), 445, 581
- Hou A., Parker L. C., Harris W. E., 2014, [MNRAS](#), 442, 406
- Hough T., Gurung-López S., Orsi Á., Cora S. A., Lacey C. G., Baugh C. M., 2020, [MNRAS](#), 499, 2104
- Hubble E. P., 1926, [ApJ](#), 64, 321
- Ilbert O., et al., 2013, [A&A](#), 556, A55
- Jáchym P., Köppen J., Palouš J., Combes F., 2009, [A&A](#), 500, 693
- Jaffé Y. L., Smith R., Candlish G. N., Poggianti B. M., Sheen Y.-K., Verheijen M. A. W., 2015, [MNRAS](#), 448, 1715

- Jeltema T. E., Binder B., Mulchaey J. S., 2008, [ApJ](#), **679**, 1162
- Jiang C. Y., Jing Y. P., Faltenbacher A., Lin W. P., Li C., 2008, [ApJ](#), **675**, 1095
- Jiang L., Helly J. C., Cole S., Frenk C. S., 2014, [MNRAS](#), **440**, 2115
- Just D. W., et al., 2019, [ApJ](#), **885**, 6
- Karim A., et al., 2011, [ApJ](#), **730**, 61
- Kashikawa N., Kitayama T., Doi M., Misawa T., Komiyama Y., Ota K., 2007, [AJ](#), **663**, 765–773
- Kauffmann G., 1996, [MNRAS](#), **281**, 475
- Kauffmann G., White S. D. M., Guiderdoni B., 1993, [MNRAS](#), **264**, 201
- Kauffmann G., et al., 2003, [MNRAS](#), **341**, 33
- Kawata D., Mulchaey J. S., 2008, [ApJ](#), **672**, L103
- Kawinwanichakij L., et al., 2017, [ApJ](#), **847**, 134
- Kennicutt Robert C. J., 1989, [ApJ](#), **344**, 685
- Kennicutt Robert C. J., 1998a, [ARA&A](#), **36**, 189
- Kennicutt Robert C. J., 1998b, [ApJ](#), **498**, 541
- Kennicutt R. C., Evans N. J., 2012, [ARA&A](#), **50**, 531
- Kereš D., Katz N., Weinberg D. H., Davé R., 2005, [MNRAS](#), **363**, 2
- Khabiboulline E. T., Steinhardt C. L., Silverman J. D., Ellison S. L., Mendel J. T., Patton D. R., 2014, [ApJ](#), **795**, 62
- Kimm T., Yi S. K., Khochfar S., 2011, [ApJ](#), **729**, 11
- Klypin A., Yepes G., Gottlöber S., Prada F., Heß S., 2016, [MNRAS](#), **457**, 4340
- Knebe A., Knollmann S. R., Muldrew S. I., Pearce F. R., Aragon-Calvo M. A., Ascasibar Y., Behroozi P. S., et al., 2011, [MNRAS](#), **415**, 2293
- Knollmann S. R., Knebe A., 2009, [ApJS](#), **182**, 608
- Kormendy J., Ho L. C., 2013a, [ARA&A](#), **51**, 511
- Kormendy J., Ho L. C., 2013b, [ARA&A](#), **51**, 511
- Koyama Y., Kodama T., Tadaki K.-i., Hayashi M., Tanaka M., Smail I., Tanaka I., Kurk J., 2013, [MNRAS](#), **428**, 1551
- Krumholz M. R., Dekel A., McKee C. F., 2012, [ApJ](#), **745**, 69
- Kurk J. D., Pentericci L., Röttgering H. J. A., Miley G. K., 2004, [A&A](#), **428**, 793
- Lacerna I., et al., 2022, [MNRAS](#),
- Lacey C. G., et al., 2016, [MNRAS](#), **462**, 3854

BIBLIOGRAFÍA

- Lagos C. D. P., Cora S. A., Padilla N. D., 2008, *MNRAS*, **388**, 587
- Lagos C. D. P., Baugh C. M., Lacey C. G., Benson A. J., Kim H.-S., Power C., 2011, *MNRAS*, **418**, 1649
- Lagos C. d. P., Bayet E., Baugh C. M., Lacey C. G., Bell T. A., Fanidakis N., Geach J. E., 2012, *MNRAS*, **426**, 2142
- Larson R. B., 1974, *MNRAS*, **169**, 229
- Larson R. B., 1992, *MNRAS*, **256**, 641
- Larson R. B., Tinsley B. M., Caldwell C. N., 1980, *ApJ*, **237**, 692
- Le Fevre O., Deltorn J. M., Crampton D., Dickinson M., 1996, *ApJ*, **471**, L11
- Levi M., et al., 2013, arXiv e-prints, p. [arXiv:1308.0847](https://arxiv.org/abs/1308.0847)
- Lin L., et al., 2014, *ApJ*, **782**, 33
- Longair M. S., 2008, *Galaxy Formation*
- Lotz M., Remus R.-S., Dolag K., Biviano A., Burkert A., 2019, *MNRAS*, **488**, 5370
- Lu Y., Mo H. J., Katz N., Weinberg M. D., 2012, *MNRAS*, **421**, 1779
- Luo Y., Kang X., Kauffmann G., Fu J., 2016, *MNRAS*, **458**, 366
- Madau P., Dickinson M., 2014, *ARA&A*, **52**, 415
- Madau P., Ferguson H. C., Dickinson M. E., Giavalisco M., Steidel C. C., Fruchter A., 1996, *MNRAS*, **283**, 1388
- Mahajan S., et al., 2011, *MNRAS*, **416**, 2882
- Mansfield P., Kravtsov A. V., Diemer B., 2017, *ApJ*, **841**, 34
- Matthee J., Sobral D., Oteo I., Best P., Smail I., Röttgering H., Paulino-Afonso A., 2016, *MNRAS*, **458**, 449
- McCarthy I. G., Frenk C. S., Font A. S., Lacey C. G., Bower R. G., Mitchell N. L., Balogh M. L., Theuns T., 2008, *MNRAS*, **383**, 593
- McConnell N. J., Ma C.-P., 2013, *ApJ*, **764**, 184
- McGee S. L., Balogh M. L., Bower R. G., Font A. S., McCarthy I. G., 2009, *MNRAS*, **400**, 937
- McGee S. L., Bower R. G., Balogh M. L., 2014, *MNRAS*, **442**, L105
- McKee C. F., Ostriker J. P., 1977, *ApJ*, **218**, 148
- McQuinn M., 2016, *ARA&A*, **54**, 313
- Mendel J. T., Simard L., Palmer M., Ellison S. L., Patton D. R., 2014, *ApJS*, **210**, 3
- Merritt D., 1983, *ApJ*, **264**, 24
- Mo H. J., Mao S., White S. D. M., 1998, *MNRAS*, **295**, 319

- Mo H. J., Yang X., van den Bosch F. C., Jing Y. P., 2004, *MNRAS*, **349**, 205
- Mo H., van den Bosch F. C., White S., 2010, *Galaxy Formation and Evolution*
- Mok A., et al., 2014, *MNRAS*, **438**, 3070
- Moore B., Katz N., Lake G., Dressler A., Oemler A., 1996, *Nature*, **379**, 613
- More S., Diemer B., Kravtsov A. V., 2015, *ApJ*, **810**, 36
- More S., et al., 2016, *ApJ*, **825**, 39
- Moreno J., et al., 2022, *Nature Astronomy*, **6**, 496
- Moretti A., et al., 2021, arXiv e-prints, p. [arXiv:2111.04501](https://arxiv.org/abs/2111.04501)
- Morokuma-Matsui K., Kodama T., Morokuma T., Nakanishi K., Koyama Y., Yamashita T., Koyama S., Okamoto T., 2021, *ApJ*, **914**, 145
- Mostoghiu R., et al., 2021, *MNRAS*, **501**, 5029
- Muñoz Arancibia A. M., Navarrete F. P., Padilla N. D., Cora S. A., Gawiser E., Kurczynski P., Ruiz A. N., 2015a, *MNRAS*, **446**, 2291
- Muñoz Arancibia A. M., Navarrete F. P., Padilla N. D., Cora S. A., Gawiser E., Kurczynski P., Ruiz A. N., 2015b, *MNRAS*, **446**, 2291
- Mulchaey J. S., Jeltama T. E., 2010, *ApJ*, **715**, L1
- Muratov A. L., Kereš D., Faucher-Giguère C.-A., Hopkins P. F., Quataert E., Murray N., 2015, *MNRAS*, **454**, 2691
- Muriel H., Coenda V., 2014, *A&A*, **564**, A85
- Muzzin A., et al., 2012, *ApJ*, **746**, 188
- Muzzin A., et al., 2013, *ApJ*, **777**, 18
- Muzzin A., et al., 2014, *ApJ*, **796**, 65
- Nantais J. B., et al., 2017, *MNRAS*, **465**, L104
- Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., 1997, *ApJ*, **490**, 493
- Nelson D., et al., 2018, *MNRAS*, **475**, 624
- Noeske K. G., et al., 2007, *ApJ*, **660**, L43
- Nulsen P. E. J., 1982, *MNRAS*, **198**, 1007
- Oman K. A., Hudson M. J., 2016, *MNRAS*, **463**, 3083
- Oman K. A., Hudson M. J., Behroozi P. S., 2013, *MNRAS*, **431**, 2307
- Oman K. A., Bahé Y. M., Healy J., Hess K. M., Hudson M. J., Verheijen M. A. W., 2021a, *MNRAS*, **501**, 5073
- Oman K. A., Bahé Y. M., Healy J., Hess K. M., Hudson M. J., Verheijen M. A. W., 2021b, *MNRAS*, **501**, 5073

BIBLIOGRAFÍA

- Orsi A., Lacey C. G., Baugh C. M., 2012, *MNRAS*, **425**, 87
- Orsi Á., Padilla N., Groves B., Cora S., Tecce T., Gargiulo I., Ruiz A., 2014, *MNRAS*, **443**, 799
- Orsi A. A., Fanidakis N., Lacey C. G., Baugh C. M., 2016, *MNRAS*, **456**, 3827
- Osterbrock D. E., 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*
- Ota K., et al., 2018, *ApJ*, **856**, 109
- Overzier R. A., 2016, *A&A Rev.*, **24**, 14
- Overzier R. A., et al., 2006, *ApJ*, **637**, 58
- Overzier R. A., Bouwens R. J., Cross N. J. G., Venemans B. P., Miley G. K., Zirm A. W., et al. 2008, *ApJ*, **673**, 143
- Overzier R. A., Guo Q., Kauffmann G., De Lucia G., Bouwens R., Lemson G., 2009, *MNRAS*, **394**, 577
- Oyarzún G. A., Blanc G. A., González V., Mateo M., Bailey John I. I., 2017, *ApJ*, **843**, 133
- Padovani P., Matteucci F., 1993, *ApJ*, **416**, 26
- Pallero D., Gómez F. A., Padilla N. D., Torres-Flores S., Demarco R., Cerulo P., Olave-Rojas D., 2019, *MNRAS*, **488**, 847
- Pallero D., Gómez F. A., Padilla N. D., Bahé Y. M., Vega-Martínez C. A., Torres-Flores S., 2022, *MNRAS*, **511**, 3210
- Pasquali A., Smith R., Gallazzi A., De Lucia G., Zibetti S., Hirschmann M., Yi S. K., 2019, *MNRAS*, **484**, 1702
- Peacock J. A., 1999, *Cosmological Physics*
- Peng Y.-j., et al., 2010a, *ApJ*, **721**, 193
- Peng Y.-j., et al., 2010b, *ApJ*, **721**, 193
- Peng Y., Maiolino R., Cochrane R., 2015, *Nature*, **521**, 192
- Pentericci L., Roettgering H. J. A., Miley G. K., Carilli C. L., McCarthy P., 1997, *A&A*, **326**, 580
- Pillepich A., et al., 2018, *MNRAS*, **475**, 648
- Planck Collaboration et al., 2014, *A&A*, **571**, A16
- Poggianti B. M., et al., 2017, *ApJ*, **844**, 48
- Press W. H., Schechter P., 1974, *ApJ*, **187**, 425
- Quadri R. F., Williams R. J., Franx M., Hildebrandt H., 2012, *ApJ*, **744**, 88
- Quilis V., Planelles S., Ricciardelli E., 2017, *MNRAS*, **469**, 80
- Randall S., Nulsen P., Forman W. R., Jones C., Machacek M., Murray S. S., Maughan B., 2008, *ApJ*, **688**, 208

- Rasmussen J., Ponman T. J., Mulchaey J. S., 2006, [MNRAS](#), **370**, 453
- Rhee J., Smith R., Choi H., Contini E., Jung S. L., Han S., Yi S. K., 2020, [ApJS](#), **247**, 45
- Roberts I. D., Parker L. C., 2020, [MNRAS](#), **495**, 554
- Roberts I. D., Parker L. C., Brown T., Joshi G. D., Hlavacek-Larrondo J., Wadsley J., 2019, [ApJ](#), **873**, 42
- Roberts I. D., van Weeren R. J., McGee S. L., Botteon A., Ignesti A., Rottgering H. J. A., 2021, [A&A](#), **652**, A153
- Roediger E., Brügger M., 2006a, [MNRAS](#), **369**, 567
- Roediger E., Brügger M., 2006b, [MNRAS](#), **369**, 567
- Ruiz A. N., et al., 2015, [ApJ](#), **801**, 139
- Sampaio V. M., de Carvalho R. R., Ferreras I., Laganá T. F., Ribeiro A. L. B., Rembold S. B., 2021, [MNRAS](#), **503**, 3065
- Sampaio V. M., de Carvalho R. R., Ferreras I., Aragón-Salamanca A., Parker L. C., 2022, [MNRAS](#), **509**, 567
- Sargent M. T., Béthermin M., Daddi E., Elbaz D., 2012, [ApJ](#), **747**, L31
- Schaefer A. L., et al., 2019, [MNRAS](#), **483**, 2851
- Schawinski K., et al., 2014, [MNRAS](#), **440**, 889
- Schaye J., et al., 2015, [MNRAS](#), **446**, 521
- Schmidt M., 1959, [ApJ](#), **129**, 243
- Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, [A&A](#), **500**, 33
- Shi K., et al., 2019, [ApJ](#), **879**, 9
- Shimakawa R., Kodama T., Tadaki K. I., Tanaka I., Hayashi M., Koyama Y., 2014, [MNRAS](#), **441**, L1
- Shimakawa R., et al., 2017a, [MNRAS](#), **468**, L21
- Shimakawa R., et al., 2017b, [MNRAS](#), **468**, 1123
- Sijacki D., Vogelsberger M., Genel S., Springel V., Torrey P., Snyder G. F., Nelson D., Hernquist L., 2015, [MNRAS](#), **452**, 575
- Silk J., 1997, [ApJ](#), **481**, 703
- Smith R., Pacifici C., Pasquali A., Calderón-Castillo P., 2019, [ApJ](#), **876**, 145
- Sobral D., Kohn S. A., Best P. N., Smail I., Harrison C. M., Stott J., Calhau J., Matthee J., 2016, [MNRAS](#), **457**, 1739
- Sobral D., et al., 2017, [MNRAS](#), **466**, 1242
- Somerville R. S., Davé R., 2015, [ARA&A](#), **53**, 51

- Springel V., 2005, [MNRAS](#), **364**, 1105
- Springel V., 2010a, [ARA&A](#), **48**, 391
- Springel V., 2010b, [MNRAS](#), **401**, 791
- Springel V., White S. D. M., Tormen G., Kauffmann G., 2001, [MNRAS](#), **328**, 726
- Springel V., Frenk C. S., White S. D. M., 2006, [Nature](#), **440**, 1137
- Steinhauser D., Schindler S., Springel V., 2016, [A&A](#), **591**, A51
- Stevens A. R. H., Brown T., 2017, [MNRAS](#), **471**, 447
- Sun M., Vikhlinin A., 2005, [ApJ](#), **621**, 718
- Sun M., Jones C., Forman W., Nulsen P. E. J., Donahue M., Voit G. M., 2006, [ApJ](#), **637**, L81
- Sun M., Jones C., Forman W., Vikhlinin A., Donahue M., Voit M., 2007, [ApJ](#), **657**, 197
- Sun M., et al., 2021, [Nature Astronomy](#), **6**, 270
- Sutherland R. S., Dopita M. A., 1993, [ApJS](#), **88**, 253
- Taranu D. S., Hudson M. J., Balogh M. L., Smith R. J., Power C., Oman K. A., Krane B., 2014, [MNRAS](#), **440**, 1934
- Taylor J. E., Babul A., 2001, [ApJ](#), **559**, 716
- Taylor J. E., Babul A., 2004, [MNRAS](#), **348**, 811
- Taylor P., Federrath C., Kobayashi C., 2017, [MNRAS](#), **469**, 4249
- Tecce T. E., Cora S. A., Tissera P. B., Abadi M. G., Lagos C. D. P., 2010, [MNRAS](#), **408**, 2008
- Tecce T. E., Cora S. A., Tissera P. B., 2011, [MNRAS](#), **416**, 3170
- Upadhyay A. K., Oman K. A., Trager S. C., 2021, [A&A](#), **652**, A16
- Vega-Martínez C. A., Gómez F. A., Cora S. A., Hough T., 2021, arXiv e-prints, p. [arXiv:2102.00132](#)
- Vega-Martínez C. A., Gómez F. A., Cora S. A., Hough T., 2022, [MNRAS](#), **509**, 701
- Venemans B. P., et al., 2002, [ApJ](#), **569**, L11
- Venemans B. P., et al., 2007, [A&A](#), **461**, 823
- Vijayaraghavan R., Ricker P. M., 2015, [MNRAS](#), **449**, 2312
- Vogelsberger M., et al., 2014, [MNRAS](#), **444**, 1518
- Vogelsberger M., Marinacci F., Torrey P., Puchwein E., 2020, [Nature Reviews Physics](#), **2**, 42
- Vollmer B., Cayatte V., Balkowski C., Duschl W. J., 2001, [ApJ](#), **561**, 708
- Wang J., Xu W., Lee B., Du M., Overzier R., Shao L., 2020, [ApJ](#), **903**, 103

- Weinmann S. M., van den Bosch F. C., Yang X., Mo H. J., 2006a, [MNRAS](#), **366**, 2
- Weinmann S. M., van den Bosch F. C., Yang X., Mo H. J., Croton D. J., Moore B., 2006b, [MNRAS](#), **372**, 1161
- Wetzell A. R., Tinker J. L., Conroy C., 2012, [MNRAS](#), **424**, 232
- Wetzell A. R., Tinker J. L., Conroy C., van den Bosch F. C., 2013, [MNRAS](#), **432**, 336
- Wetzell A. R., Tinker J. L., Conroy C., van den Bosch F. C., 2014, [MNRAS](#), **439**, 2687
- Weżgowiec M., Vollmer B., Ehle M., Dettmar R. J., Bomans D. J., Chyży K. T., Urbanik M., Soida M., 2011, [A&A](#), **531**, A44
- White S. D. M., Frenk C. S., 1991, [ApJ](#), **379**, 52
- White S. D. M., Rees M. J., 1978, [MNRAS](#), **183**, 341
- Wilkins S. M., Trentham N., Hopkins A. M., 2008, [MNRAS](#), **385**, 687
- Wisotzki L., et al., 2018, [Nature](#), **562**, 229
- Witstok J., Puchwein E., Kulkarni G., Smit R., Haehnelt M. G., 2019, arXiv e-prints, p. [arXiv:1905.06954](#)
- Wold M., Armus L., Neugebauer G., Jarrett T. H., Lehnert M. D., 2003, [The Astronomical Journal](#), **126**, 1776
- Xu C. K., Zhao Y., Scoville N., Capak P., Drory N., Gao Y., 2012, [ApJ](#), **747**, 85
- Yuan F., Narayan R., 2014, [ARA&A](#), **52**, 529
- Yun K., et al., 2019, [MNRAS](#), **483**, 1042
- Zabludoff A. I., Mulchaey J. S., 1998, [ApJ](#), **496**, 39
- Zentner A. R., Bullock J. S., 2003, [ApJ](#), **598**, 49
- Zentner A. R., Berlind A. A., Bullock J. S., Kravtsov A. V., Wechsler R. H., 2005, [ApJ](#), **624**, 505
- Zinger E., et al., 2020, [MNRAS](#), **499**, 768
- de los Rios M., Martínez H. J., Coenda V., Muriel H., Ruiz A. N., Vega-Martínez C. A., Cora S. A., 2021, [MNRAS](#), **500**, 1784
- van den Bosch F. C., Aquino D., Yang X., Mo H. J., Pasquali A., McIntosh D. H., Weinmann S. M., Kang X., 2008, [MNRAS](#), **387**, 79